

И2  
Т0  
Н2  
Т2



## **СБОРНИК ТРУДОВ**

**VIII Международной конференции  
и молодежной школы «Информационные  
технологии и нанотехнологии»**



**23-27 МАЯ  
САМАРА, РОССИЯ**

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»  
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

ИНСТИТУТ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ РАН –  
ФИЛИАЛ ФНИЦ "КРИСТАЛЛОГРАФИЯ И ФОТОНИКА" РАН

ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ  
И НАНОТЕХНОЛОГИИ (ИТНТ-2022)  
Том 1. Компьютерная оптика и нанофотоника

*Сборник трудов по материалам  
VIII Международной конференции и молодежной школы  
(г. Самара, 23-27 мая)*

Одобрено редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева»

© Самарский университет, 2022

ISBN 978-5-7883-1789-2 (т. 1)

ISBN 978-5-7883-1788-5

САМАРА  
Издательство Самарского университета  
2022

УДК 004.9  
ББК 32.973  
И741

**И741 Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2022):** сборник трудов по материалам VIII Международной конференции и молодежной школы (г. Самара, 23-27 мая): в 5 томах / Министерство науки и высшего образования Российской Федерации, Самарский университет, Институт систем обработки изображений РАН – филиал ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН. – Самара: Издательство Самарского университета, 2022. – **Том 1. Компьютерная оптика и нанофотоника** / под ред. Е. С. Козловой. – "1 CD-ROM (10,5 Мб). – Загл. с титул. экрана. – Текст. Изображение: электронный.

**ISBN 978-5-7883-1789-2 (т. 1)**

**ISBN 978-5-7883-1788-5**

" Тематика конференции ИТНТ-2022 охватывает широкий круг областей применения информационных технологий в науке и высокотехнологичных отраслях промышленности. Одним из приоритетных направлений работы Конференции является образовательный аспект, заключающийся в предоставлении студентам и молодым ученым возможности ознакомиться с новейшими научными достижениями по тематике Конференции, а также с уникальным научным оборудованием и лабораторной базой Самарского университета, используемой для реализации современных научных проектов.

УДК 004.9  
ББК 32.973

**Минимальные системные требования:**

PC, процессор Pentium, 160 МГц; оперативная память 32 Мб;  
на винчестере 16 Мб; Microsoft Windows XP/Vista/7;  
разрешение экрана 1024x768 с глубиной цвета 16 бит;  
DVD-ROM2-х и выше, мышь; Adobe Acrobat Reader.

Редактор тома Е.С. Козлова

Выпускающий редактор Д.В. Кудряшов

Подписано для тиражирования 13.07.2022.

Объем издания 10,5 Мб.

Количество носителей 1 диск.

Тираж 11 дисков.

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»  
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

443086, САМАРА, МОСКОВСКОЕ ШОССЕ, 34.

---

Издательство Самарского университета.  
443086, Самара, Московское шоссе, 34.

# Оглавление

Предисловие	8-11
1. Итерационный подход на основе FDTD-метода к расчету металл-диэлектрических фотонно-кристаллических элементов П.В. Мокшин, Д.Л. Головашкин, В.С. Павельев	010282
2. Влияние векторного параметра порядка на эволюцию электромагнитных импульсов в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками С.В. Белибихин, А.С. Кульбина, Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко	010592
3. Моделирование датчика волновых aberrаций, согласованного с функциями Цернике М.И. Помещиков	010662
4. Особенности дифракции оптических вихрей на кремниевых кольцевых решетках Д.А. Савельев, С.А. Дегтярев	010672
5. Распространение пучков со степенной зависимостью от радиуса О.А. Дюкарева	010682
6. Анализ интенсивности на каустике автофокусирующихся чирп-пучков А.В. Устинов, Е.О. Монин	010702
7. Полихроматические бесселевы пучки нулевого и первого порядков Ю.А. Егоров, М.В. Брецько, Я.Е. Акимова, А.В. Воляр, А.Ф. Рыбась	010692
8. Исследование спектральных и поляризационных оптических характеристик полимерных пленок с упорядоченными углеродными нанотрубками С.В. Васин, В.А. Сергеев, И.В. Фролов	010852
9. Применение датчика волнового фронта на основе согласованной фильтрации для настройки коллиматора лазерного излучения П.А. Хорин, А.П. Порфирьев	010902
10. Разработка автоматической регулировки усиления оптического сигнала в квантовом стандарте частоты на атомах рубидия-8 А.В. Шавшин, В.В. Давыдов	010922
11. Dynamics of two-photon Tavis-Cummings model with Kerr media Е.К. Bashkirov	011072
12. Спектральные линзы для выделения кровеносных сосудов на коже М.М. Хамза, В.А. Бланк, В.В. Подлипнов	011092
13. Внутренние и внешние возмущения структурированных вихревых пучков А. Воляр, Е. Абрамочкин, Ю. Акимова, М. Брецько, Ю. Егоров	011132
14. Предельно короткие оптические импульсы в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками в присутствии механической нагрузки Н.Н. Конобеева, А.С. Кульбина, М.Б. Белоненко	011162
15. Modeling the formation of contour laser beams А.К. Khozhaev	011213
16. Оптимизация параметров системы гармонических линз по критерию минимального фокального сдвига С.В. Ганчевская, В.С. Васильев	011262
17. Многостадийный псевдо-спектральный метод решения ОДУ (первого и второго порядка) К.П. Ловецкий, Л.А. Севастьянов, Д.С. Кулябов	011282

18. Оценка производительности биморфного деформируемого зеркала путем воспроизведения полиномов Цернике  
В.В. Топоровский, А.В. Кудряшов, В.В. Самаркин, И.В. Галактионов, А.Л. Рукосуев 011362
19. Моделирование криволинейных дифракционных решеток для генерации оптических вихрей  
А.Б. Дубман 011432
20. Анализ сыворотки гемодиализных пациентов с помощью комбинации SERS и машинного обучения  
Л.А. Братченко, И.А. Братченко, П.А. Лебедев, Д.Ю. Коновалова, С. Аль-Саммаррайе, Е.Н. Тупикова, В.П. Захаров 011462
21. Секторное возмущение спиральных вихревых пучков  
Я.Е. Акимова, М.В. Брецько, А.В. Воляр, Ю.А. Егоров, С.И. Халилов, С.И. Якубов 011532
22. Особенности фронтов сигнала поглощения лазерного излучения при экспресс-диагностике состояния здоровья человека  
М.А. Якушева, Р.В. Давыдов, Д.Д. Исакова 011542
23. Исследование характеристик маломодовых микроструктурированных оптических волокон с 6 сердцевинами, выполненными из высоколегированного GeO<sub>2</sub> кварцевого стекла, и наведенной киральностью  
Г.А. Пчелкин, В.В. Демидов, Е.В. Тер-Нерсисянц, А.С. Матросова, А.В. Хохлов, А.В. Бурдин, А.Н. Подопривога, К.В. Дукельский, М.В. Дашков, В.Б. Ромашова, В.М. Пилипова, В.В. Давыдов, Р.Р. Кашина 011622
24. Разработка макета источника света для нового метода многоспектральной обработки изображений кожных новообразований  
В.И. Святкина, А.В. Беляев, А.А. Кордюкова 011652
25. Вихревой волоконно-оптический фильтр  
С.И. Халилов, А.Ф. Рыбась, Б.В. Соколенко, М.В. Брецько, Я.Е. Акимова, А.В. Воляр, В.И. Шостка, С.И. Якубов, Ю.А. Егоров 011682
26. Моделирование распространения полигональных пучков  
А.Р. Скиданова 011692
27. Разрушение и восстановление спиральных вихревых пучков  
М.В. Брецько, Я.Е. Акимова, А.В. Воляр, Ю.А. Егоров, С.И. Халилов, С.И. Якубов 011712
28. Измерение профиля температуры перегрева поверхности светоизлучающей гетероструктуры по температурному спаду яркости свечения  
В.А. Сергеев, И.В. Фролов, О.А. Радаев 011742
29. Дифракция импульсных линейно поляризованных Гауссовых лазерных пучков на спиральной фазовой пластинке  
С.К. Сергунин, П.А. Хорин 011762
30. Спектральная линза для определения стресса растений  
В.А. Бланк, Р.В. Скиданов 011772
31. Анализ спектральных особенностей кожи пациентов с формами сердечно-сосудистых заболеваний и хронической болезнью почек  
Ю.А. Христофорова, И.А. Братченко, Л.А. Братченко, П.А. Лебедев, М.А. Скуратова, В.П. Захаров 011782
32. Орбитальный угловой момент двух оптических вихрей при прохождении секторной апертуры  
А.А. Ковалёв, В.В. Котляр 011862
33. Измерение микродеформаций с помощью волоконно-оптического интерферометра Фабри-Перо низкого контраста  
А.А. Черторийский, А.М. Низаметдинов, А.Д. Шуравин 011912

34. Логическая операция контролируемой инверсии и обмена над оптическими вихрями в системе анизотропных оптических волокон  
Е.В. Баршак, Б.П. Лапин, Д.В. Викулин, К.Н. Алексеев, М.А. Яворский 012012
35. Распознавание вихревых пучков с использованием свёрточных нейронных сетей  
А.П. Бодунов 012073
36. Моделирование формирования вихревых пучков при дифракции на тонкой спиральной апертуре  
В.И. Логачев 012082
37. Исследование спектров комбинационного рассеяния кожи разных участков тела и разных фенотипов  
Е.В. Сорокина, Ю.А. Христофорова, И.А. Братченко 012202
38. Расчёт фазового дифракционного оптического элемента, формирующего заданный набор сферидальных функций  
А.С. Крупников, М.С. Кириленко 012222
39. Анализ содержания мод Гаусса-Эрмита в двумерном пучке Эйри  
А.А. Старикова, М.С. Кириленко 012232
40. Tracking all-dielectric fiber-optic cable route  
V. Burdin, O. Gubareva, V. Gureev, M. Dashkov 012242
41. Предельно короткие оптические импульсы в оптически анизотропном фотонном кристалле в условиях оптического резонатора  
Ю.В. Двужилова, И.С. Двужилов, Н.Н. Конобеева, М.Б. Белоненко 012252
42. Разработка оптоволоконного Рамановского сенсора веществ с использованием металлоорганических каркасных полимеров  
А.А. Шацкая, В.В. Евстифорова, Д.Н. Артемьев, А.В. Соколов 012292
43. Измерения и моделирование спектров оптического поглощения монокристаллического алмаза  
Л.А. Кукушкина, А.В. Соломникова, В.И. Зубков 012372
44. Волоконно-оптический сенсор на основе органического люминофора для детектирования УФ излучения А диапазона  
Д.Н. Шурупов, Г.А. Пчелкин, В.В. Демидов, С.К. Евстропьев, В.В. Давыдов, К.В. Дукельский, В.М. Волынкин 012422
45. Algorithms for determining the location of an intruder using DAS in space  
O. Gubareva, V. Gureev, O. Osipov 012532
46. Особенности лазерной сварки сэндвич-композитных металл-полимерных материалов  
С.П. Мурзин, Х. Пальковски, А.А. Мельников, Е.А. Носова, М.В. Блохин 012542
47. Создание одномерных наноструктур на основе оксида цинка  
С.П. Мурзин, С. Осипов 012552
48. Влияние оптических «диполей» на топологический заряд пучка в дальней зоне  
А.Г. Налимов, В.В. Котляр 0122572
49. Аналитическая модель дифракции света на многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структурах  
В.О. Долгирев, С.Н. Шарангович 012592
50. Передача единицы длины современным лазерам и лазерным измерительным системам  
А.Д. Куркова, Ю.Г. Захаренко, Н.А. Кононова, З.В. Фомкина 012742
51. Энкодер вращательного движения на основе оптической вихревой интерферометрии  
С.И. Якубов, Н.В. Шостка, Д.А. Полетаев, Б.В. Соколенко, А.В. Присяжнюк, В.И. Войтицкий 012792

52. Исследование ошибок термохимической лазерной записи скрещенных дифракционных решеток Р.И. Куц, В.П. Корольков, А.Р. Саметов, В.В. Черкашин, С.К. Голубцов	012852
53. Investigation of optical amplification action in dielectric photonic crystals cavity based structure A. Ur Rehman, Y. Khan, S.A. Fomchenkov, M.A. Butt	012862
54. Моды шепчущей галереи в многогранных микрокристаллах оксида цинка А.П. Тарасов	012992
55. Silver nanoparticles-based substrate for blood plasma analysis under 785 nm laser excitation S.Z. Al-Sammarraie, L.A. Bratchenko, E.N. Tytikova, P.A. Lebedev, V.P. Zakharov, I.A. Bratchenko	013032
56. Волоконная вихревая акусто-оптика Д.В. Викулин, Е.В. Баршак, Б.П. Лапин, А.А. Енина, К.Н. Алексеев, М.А. Яворский	013042
57. Расходимость пучка в области обратного потока энергии Д.Р. Субеев, С.С. Стафеев	013102
58. Поперечные потоки энергии в all solid band gap fiber С.С. Стафеев, А.Д. Прямиков, Г.К. Алагашев, В.В. Котляр	013122
59. Исследование возможности применения технологии WDM в POF волокне Г.Р. Бразовский	013132
60. Формирование обратного потока путем фокусировки света кубической призмой из кварцевого стекла В.Д. Зайцев, С.С. Стафеев	013192
61. Интегральные резонансные дифракционные решетки для блоховских поверхностных волн Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович	013222
62. Гиперспектральная визуализация микроскопических медицинских препаратов А.С. Хаманди, Р.В. Скиданов, Н.А. Фирсов, В.В. Подлипов, А.Р. Макаров, П.В. Борискин	013482
63. Моделирование процесса формирования микрооптических структур методом термостимулированной электронно-лучевой литографии Ф.А. Сидоров, А.Е. Рогожин	013492
64. Исследование влияния четырехволнового смещения на качество передачи данных в системе со спектральным уплотнением Н.В. Яковлев, А.И. Исупов, Е.И. Андреева	013542
65. Исследование неравномерности потока излучения рентгеновской трубки с помощью трейсинга лучей С.Р. Абульханов, Ю.С. Стрелков	013592
66. Создание устройства регистрации флуоресценции от микрофлюидных чипов Р.К. Добрецов, В.В. Давыдов, А.А. Евстапов	013742
67. Лазерные технологии обработки материалов и формирование наноструктур с применением дифракционных оптических элементов В.А. Данилов	013982
68. Исследование влияния алюминиевого канталевера на поляризацию светового поля Е.С. Козлова, С.С. Стафеев, В.В. Котляр	013162
69. Фурье-инвариантные пучки Лагерра-Гаусса в квадрате В.В. Котляр, А.А. Ковалев, Е.С. Козлова, А.А. Савельева	013512
70. Моделирование фокусировки фемтосекундного оптического вихря зонной пластинкой Е.С. Козлова	010022

# ПРЕДИСЛОВИЕ

Конференция ИТНТ-2022 проводится с целью предоставления возможности научных дискуссий и обсуждения результатов фундаментальных и прикладных исследований в области информационных технологий и нанотехнологий, привлечения молодежи в сферу передовых научных исследований, обмена опытом научно-образовательной деятельности при подготовке ИТНТ-специалистов.

Тематика Конференции ИТНТ-2022 охватывает широкий круг областей применения информационных технологий в науке и высокотехнологичных отраслях промышленности.

Основными направлениями работы Конференции ИТНТ-2022 являются:

## Компьютерная оптика и нанофотоника

- дифракционная оптика;
- планарные оптические структуры;
- гиперспектральные системы;
- нанофотоника;
- системы оптической сенсорики, передачи и обработки информации;
- сингулярная оптика.

## Информационные технологии дистанционного зондирования Земли

- информационные технологии в проектировании космических аппаратов дистанционного зондирования Земли и полезных нагрузок для них;
- программные и математические решения для управления движением космических аппаратов наблюдения;
- программные и аппаратные средства для получения, обработки и анализа данных, получаемых с космических аппаратов дистанционного зондирования Земли;
- математическое моделирование процессов функционирования космических аппаратов дистанционного зондирования Земли;
- современные проектные решения для создания космических аппаратов мониторинга Земли и околоземного пространства и их группировок, в том числе на базе аппаратов типа CubeSat;
- системы дистанционного зондирования Земли на основе БПЛА.

## Распознавание, обработка и анализ изображений

- математические методы цифровой обработки изображений и распознавания образов
- трёхмерное зрение
- биометрические системы на основе изображений
- геоинформационные системы и технологии
- защита и верификация мультимедиа

## Искусственный интеллект

- новые подходы, тренды и фундаментальные результаты в сфере искусственного интеллекта и его приложениях к распознаванию образов и анализу изображений, обработке текстов, речевой информации;
- нейросетевые методы и глубокое обучение;
- прикладные технологии искусственного интеллекта в обработке изображений, беспилотном транспорте, производственных и сельскохозяйственных приложениях, медицинских приложениях, экологии, мониторинге окружающей среды и других;
- программные технологии для решения задач искусственного интеллекта – фреймворки, библиотеки, открытые инициативы и сообщества;
- мультидисциплинарные аспекты искусственного интеллекта и машинного обучения.

## Науки о данных

- Компьютерные науки:
  - инженерия данных;
  - визуализация данных;
  - математические методы анализа данных;
  - программные платформы и библиотеки для работы с данными;
  - аппаратные средства хранения и обработки данных;
  - высокопроизводительные, параллельные и облачные вычисления, технологии обработки больших данных;
  - базы данных, инструменты и языки для работы с базами данных.
- Прикладные задачи интеллектуального анализа данных:
  - решение актуальных прикладных задач.

Одним из приоритетных направлений работы Конференции ИТНТ-2022 является образовательный аспект, заключающийся в предоставлении студентам и молодым ученым возможности ознакомиться с новейшими научными

достижениями по [тематике](#) Конференции, а также с уникальным научным оборудованием и лабораторной базой [Самарского университета](#), используемыми для реализации современных научных проектов.

В рамках Конференции проводится Молодежная школа, где молодые ученые и студенты получают возможность повысить свой профессиональный уровень и [опубликовать](#) свои научные результаты.

В данный сборник трудов вошли материалы по 5 основным направлениям Конференции:

Том 1. Компьютерная оптика и нанофотоника (под редакцией к.ф.-м.н. Е.С. Козловой)

Том 2. Информационные технологии дистанционного зондирования Земли (под редакцией к.т.н. И.С. Ткаченко)

Том 3. Распознавание, обработка и анализ изображений (под редакцией д.ф.-м.н. В.В. Мясникова)

Том 4. Искусственный интеллект (под редакцией д.т.н. А.В. Никонорова)

Том 5. Науки о данных (под редакцией д.т.н. А.В. Куприянова).

Выпускающий редактор томов 1-5: Д.В. Кудряшов.

Официальный сайт Конференции ИТНТ-2022: <http://itnt-conf.org/>

# ОРГАНИЗАТОРЫ

- Институт систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН) – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, г. Самара, Россия;
- Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева (Самарский университет), г. Самара, Россия.

## *Организационный комитет*

### Председатель

Богатырёв В.Д.– д.э.н., профессор, ректор Самарского национального исследовательского университета, г. Самара, Россия

### Заместители председателя

Казанский Н.Л. – д.ф.-м.н., профессор, ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Сергеев В.В. – д.т.н., профессор, Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Куприянов А.В. – д.т.н., профессор, Самарский университет, г. Самара, Россия.

### Ответственный секретарь

Хабибуллин Р.М. – к.т.н., Самарский университет, г. Самара, Россия.

### Члены Организационного комитета

Бланк В.А. – к.ф.-м.н., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Бояркин Ю.Н. – ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Востокин С.В. – д.т.н., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Гашников М.В. – к.т.н., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Гошин Е.В. – к.т.н., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Жердев Д.А. – к.т.н., ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Кадомина Е.А. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Кирш Д.В. – к.т.н., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Котов А.П. – к.т.н., ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Кузнецов А.В. – к.т.н., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Куприянов Д.Д. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Максимов А.И. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Мисевич С.К. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Паренский Н.А. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Подлипнов В.В. – ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Попов С.Б. – д.т.н., проф., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Пресняков К.Г. – Департамент информационных технологий и связи Самарской области, г. Самара, Россия;  
Рыцарев И.А. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Савельева А.А. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Скиданова Е.Б. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Смагин С.В. – ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Стафеев С.С. – к.ф.-м.н., ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Тиц С.Н. – к.т.н., Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Ткаченко И.С. – к.т.н., доцент, Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Хнырева Е.С. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Фомченков С.А. – Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Якуненкова Д.М. – ИСОИ РАН, г. Самара, Россия.

## *Программный комитет*

### Председатель

Сойфер В.А. – академик РАН, д.т.н., профессор, президент Самарского университета, Самара, Россия.

### Заместитель председателя

Казанский Н.Л. – д.ф.-м.н., профессор, ИСОИ РАН, г. Самара, Россия.

Члены Программного комитета

Korotkova O. – Prof., University of Miami, Coral Gables, USA;  
Niemann H. – Prof., Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, Germany;  
O’Faolain L. – Prof., Tyndall National Institute, Cork, Ireland;  
Sazhin S.- Prof., University of Brighton, Brighton, United Kingdom;  
Sobolewski M. – Prof., Polish-Japanese Institute of IT, Warsaw, Poland;  
Калачёв Л.В. – профессор, Университет Монтаны, г. Миссула, США;  
Коробейников А. – профессор, Педагогический университет Шеньси, г. Сиань, Китай;  
Бычков И.В. – академик РАН, д.т.н., профессор, Институт динамики систем и теории управления имени В.М. Матросова Сибирского отделения РАН, г. Иркутск, Россия;  
Воеводин В.В. – член-корреспондент РАН, д.ф.-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва, Россия;  
Головашкин Д.Л. – д.ф.-м.н., профессор, ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Гуляев Ю.В. – академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия;  
Желтов С.Ю. – академик РАН, д.т.н., профессор, ГосНИИ авиационных систем, г. Москва, Россия;  
Журавлев Ю.И. – академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, Вычислительный центр имени А.А. Дородницына РАН, г. Москва, Россия;  
Калошин В.А. – д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия;  
Козлова Е.С. – к.ф.-м.н., ИСОИ РАН, г. Самара, Россия.  
Конов В.И. – академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия;  
Котляр В.В. – д.ф.-м.н., профессор, ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Кульчин Ю.Н. – академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения РАН, г. Владивосток, Россия;  
Куприянов А.В. – д.т.н., профессор, Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Лабунец В.Г. – д.т.н., профессор, Уральский государственный лесотехнический университет, г. Екатеринбург, Россия;  
Мясников В.В. – д.ф.-м.н., профессор, Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Никитов С.А. – член-корреспондент РАН, д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН, г. Москва, Россия;  
Никоноров А.В. - д.т.н., ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Новиков Д.А. – чл.-корр. РАН, д.т.н., профессор, Института проблем управления РАН, г. Москва, Россия;  
Потатуркин О.И. – д.т.н., профессор, Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, г. Новосибирск, Россия;  
Ткаченко И.С. – к.т.н., доцент, Самарский университет, г. Самара, Россия;  
Хонина С.Н. – д.ф.-м.н., профессор, ИСОИ РАН, г. Самара, Россия;  
Чочиа П.А. – д.т.н., Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича РАН, г. Москва, Россия.

# Итерационный подход на основе FDTD-метода к расчету металл-диэлектрических фотонно- кристаллических элементов

П.В. Мокшин  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
mokshinfabio@gmail.com

Д.Л. Головашкин  
Институт систем обработки  
изображений – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самара, Россия  
golovashkin2010@yandex.ru

В.С. Павельев  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
pavelyev10@mail.com

**Аннотация**—Предлагается подход к расчету фотонно-кристаллических элементов, отличающийся от известных методов оптимизации общего назначения (например, генетического алгоритма или градиентных процедур) использованием информации о дифракционных картинах на разных частотах при оптимизации элемента, предназначенного для работы на одной выбранной длине волны.

**Ключевые слова**— фотонно-кристаллический элемент, FDTD-метод, итерационный подход.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Фотонно-кристаллические структуры с успехом применяются для создания волноводов, сенсоров, логических элементов и других устройств современной фотоники [1]. Весьма актуальным представляется расчет таких структур для терагерцового диапазона, использование которого характеризуется определенной новизной [2]. В известной авторам настоящей работы литературе [1-4] основное внимание уделяется анализу фотонно-кристаллических структур, связанному с определением их свойств на разных частотах. Вместе с тем безусловный интерес представляет обратная задача – расчет структур с ожидаемыми характеристиками (например, волноводов) под определенную длину волны (пусть заданную монохроматическим источником излучения).

Моделируя распространение электромагнитного излучения через фотонные кристаллы принято использовать численные методы решения уравнений Максвелла, относящиеся к инструментарию строгой теории дифракции: FEM (Finite Element Method) [2,4] и FDTD (Finite-Difference Time-Domain) [3], каждый из которых характеризуется известными достоинствами и недостатками. Учитывая особенность далее излагаемого подхода, в рамках которого предполагается работа с набором широкополосных импульсов (при том, что результирующая фотонно-кристаллическая структура оптимизируется под фиксированную длину волны), наиболее естественным представляется применение FDTD-метода, изначально предназначенного для моделирования таких полей: когда в ходе одного вычислительного эксперимента получаются результаты для заданного набора частот. В качестве программного обеспечения для моделирования был выбран соответствующий пакет софта Ansys Lumerical 2022 R1 (набор Ansys Lumerical FDTD Simulation of Photonic Components).

## 2. ИТЕРАЦИОННЫЙ ПОДХОД НА ОСНОВЕ FDTD-МЕТОДА

Задавая любой итерационный подход, традиционно говорят о выборе начального приближения, переходе от текущего приближения к следующему и критерии останова. Здесь под начальным приближением будет пониматься фотонно-кристаллическая структура, наиболее подходящая по мнению исследователя (основанному на практическом опыте, расчете в рамках менее строгой теории, публикации и т.п.) для такой роли.

Переход к следующему  $k$ -ому приближению сопровождается проведением моделирования (по FDTD-методу) распространения широкополосного импульса через структуру, полученную в ходе предыдущего приближения. По итогам такого моделирования выделяется длина волны  $\lambda'$ , для которой результирующая дифракционная картина признается наилучшей среди остальных картин (для других длин волн) в соответствии с заданным критерием эффективности фотонно-кристаллического элемента (например, под эффективностью  $\delta$  можно понимать отношение энергии вышедшего из волновода излучения к энергии вошедшего на выбранной длине волны). В конце текущей итерации геометрические параметры элемента пересчитываются с сохранением отношения  $d^{k-1}/\lambda' = d^k/\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  – основная длина волны (под которую рассчитывается элемент),  $d^{k-1}$  и  $d^k$  – периоды фотонно-кристаллических структур, рассчитанные в конце предыдущей и текущей итераций соответственно. Т.е.  $d^k = d^{k-1}\lambda_0/\lambda'$ . При этом все пропорции неоднородностей внутри фотонного кристалла (например,  $\gamma$  – отношение периода к радиусу цилиндра) сохраняются и геометрические размеры упомянутых неоднородностей пересчитываются в соответствии с этими пропорциями.

На каждой итерации моделирование сопровождается распространением через новую структуру одного и того же импульса с центральной длиной волны  $\lambda_0$  (или импульсов, содержащих  $\lambda_0$ ). Критерием останова итерационного процесса будет достижение наперед заданного значения эффективности на центральной длине волны.

## 3. ПРИМЕР РАСЧЕТА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Отметим, что для расчета диэлектрических структур довольно одной итерации при искусственном допущении об отсутствии дисперсии материала (такое допущение

хоть и не физично, но позволяет быстро получить результат). Учет дисперсии обязателен для численной устойчивости FDTD-метода при работе с металл-диэлектрическими структурами, что обуславливает итерационный характер предлагаемого подхода к расчету таких фотонно-кристаллических элементов. Упомянутый учет является отличительной особенностью пакета Ansys Lumerical 2022 R1 FDTD, используемого авторами настоящей работы при постановке вычислительных экспериментов. Так, вкладка «Materials» в графическом интерфейсе Ansys Lumerical FDTD связана с возможностью автоматически учитывать дисперсию известных материалов. Кроме того, допускается задание дисперсионных характеристик собственной среды.

ТАБЛИЦА 1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИТЕРАЦИОННОГО ПРОЦЕССА

<b>k</b>	<i>Длина волны <math>\lambda'</math> (мкм)</i>	<i>Диаметр <math>d^{k-1}</math> (мкм)</i>	<i>Эффективность <math>\delta</math> (%)</i>
1	60,8	40	91,4
2	62,6	41,2	95,9
3	67	43,7	96,7
4	59	49,5	97,2

Проиллюстрируем изложенное на примере расчета фотонно-кристаллического волновода из [4], где рассматривается двумерный кристалл, задаваемый решеткой из медных стержней кругового сечения ( $\gamma = 2,62$ ). Линейный дефект (часть стержней вдоль выбранного направления удалена) обуславливает

каналирование терагерцового излучения на длине волны  $\lambda_0 = 59$  мкм.

Итерационный процесс (таблица 1) сходится к решетке с периодом  $d = 50$  мкм из [4], что подтверждает работоспособность предложенного подхода.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обоснован и формализован подход на основе FDTD-метода к синтезу металл-диэлектрических фотонно-кристаллических структур. На выбранном примере двумерного кристалла, задаваемого решеткой медных стержней кругового сечения, демонстрируется работоспособность предложенного подхода. Его развитие авторы связывают с расчетом более сложных фотонно-кристаллических структур и строгим математическим обоснованием сходимости итерационного процесса.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kumar, N. Advances in Photonic Crystals and Devices / N. Kumar, B. Suthar. – London: CRC Press, 2020. – 358 p.
- [2] Hossain, M.S. Design of a chemical sensing circular photonic crystal fiber with high relative sensitivity and low confinement loss for terahertz (THz) regime / M.S. Hossain, S. Shuvo, M.M. Hossain // Optik – Int. J. Light Electron Optics.– 2020. – Vol. 222. – P. 165359.
- [3] Johnson, S.G. Advances in FDTD Computational Electrodynamics Photonics and Nanotechnology / S.G. Johnson, A. Oskooi, A. Taflove. – London: Artech House, 2013. – 670 p.
- [4] Degirmenci, E. THz waveguide and bends based on metallic photonic crystals / E. Degirmenci, F. Surre, P. Landais // Terahertz and Mid Infrared Radiation. – Dordrecht: Springer, 2011. – P. 23-27.

# Влияние векторного параметра порядка на эволюцию электромагнитных импульсов в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками

С.В. Белибин  
Волгоградский государственный  
университет  
Волгоград, Россия  
belibihin@gmail.com

А.С. Кульбина  
Волгоградский государственный  
университет  
Волгоград, Россия  
kylbinaa@gmail.com

Н.Н. Конобеева  
Волгоградский государственный  
университет  
Волгоград, Россия  
yana\_nn@volsu.ru

М.Б. Белоненко  
Волгоградский государственный  
университет  
Волгоград, Россия  
mbelonenko@yandex.ru

**Аннотация**—В данной работе изучено влияние векторного параметра порядка оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками на трехмерный предельно короткий электромагнитный импульс, распространяющийся в данной среде. Исследована динамика импульсов в зависимости от скорости релаксации параметра порядка.

**Ключевые слова**— углеродные нанотрубки, электромагнитный импульс, оптическая анизотропия.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Понятие параметра порядка возникает при описании фазовых переходов [1]. В качестве параметра порядка в зависимости от среды могут выступать следующие величины: намагниченность в ферромагнетике, вектор поляризации в сегнетоэлектрике и т.д.

Ранее нами был предложен способ определения величины параметра порядка с помощью предельно короткого импульса, как в скалярном [2], так и векторном случаях [3]. При этом речь шла об анизотропной среде. В данной работе мы будем исследовать влияние параметра порядка на динамику электромагнитного импульса при его распространении в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками (УНТ). Введение в среду УНТ объясняется их уникальными свойствами [4], и в первую очередь в контексте настоящей задачи их стабилизирующим действием на электромагнитный импульс.

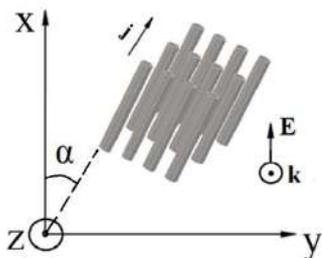


Рис. 1. Геометрия задачи

## 2. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В качестве объекта исследования выберем диэлектрическую анизотропную среду, в которую помещены углеродные нанотрубки. Геометрия задачи представлена на рис. 1.

Можно записать уравнения движения используя феноменологический подход, развитый в [1, 5]:

$$\frac{d\mathbf{P}}{dt} = -\Gamma \frac{\delta\Phi}{\delta\mathbf{P}}, \quad (1)$$

где  $\Gamma$  – кинетический коэффициент (далее положен равным 1, что дает выбор масштаба времени),  $\mathbf{P}$  – параметр порядка,  $\Phi$  – плотность функционала свободной энергии.

Далее будем считать, что векторный параметр порядка связан с электрическим полем, векторный потенциал которого имеет вид  $\mathbf{A}=(A_x(x,y,z,t), A_y(x,y,z,t), 0)$ .

Выберем  $\Phi$  в стандартном виде с учетом влияния внешнего поля  $\mathbf{E}=(E_x(x,y,z,t), E_y(x,y,z,t), 0)$ :

$$\Phi = \Phi_0 + a \cdot \mathbf{P}^2 + b \cdot \mathbf{P}^4 - \mathbf{E} \cdot \mathbf{P}, \quad (2)$$

здесь  $a, b$  – коэффициенты разложения  $\Phi$  по степеням  $\mathbf{P}$ , также примем во внимание, что кроме электромагнитного поля импульса электроны углеродных нанотрубок испытывают воздействие поля самой среды  $\mathbf{E}^s = \delta\Phi/\delta\mathbf{P}$ .

Используя переход к цилиндрической системе координат, а также учитывая калибровку:  $\mathbf{E} = -c^{-1} \partial \mathbf{A} / \partial t$ ,  $\mathbf{E}^s = -c^{-1} \partial \mathbf{A}^s / \partial t$  запишем трехмерное волновое уравнение на две компоненты векторного потенциала:

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_o^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} j_x(A_x, A_x^s) \\ \frac{1}{v_e^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_y}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial \phi^2} + \frac{4\pi}{c} j_y(A_y, A_y^s), \end{aligned} \quad (3)$$

$$v_o = c/n_x, \quad v_e = c/n_y$$

$r, z, \phi$  – координаты в цилиндрической системе,  $n_x, n_y$  – показатели преломления в направлении  $x$  и  $y$

соответственно,  $c$  – скорость света. Плотность тока  $\mathbf{j} = (j_x, j_y)$  определяется через закон дисперсии углеродных нанотрубок [6].

Система уравнений (3) решалась с использованием численного моделирования [7]. Начальное условие для электрического поля импульса выбиралось в виде Гаусса:

$$\begin{aligned} A_x &= Q \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l_r^2}\right), \\ \frac{d}{dt} A_x &= \frac{2v_0 Q}{l_z^2} \cdot \exp\left(-\frac{z^2}{l_z^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{l_r^2}\right) \\ A_y &= 0, \frac{d}{dt} A_y = 0, \Phi(r, z, 0) = \sqrt{\frac{2a}{b}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}, \operatorname{tg} \varphi = \frac{y}{x}$$

где  $Q$  – амплитуда импульса в начальный момент времени,  $l_z, l_r$  – определяют ширину импульса,  $v_0$  – начальная скорость импульса вдоль направления  $z$ .

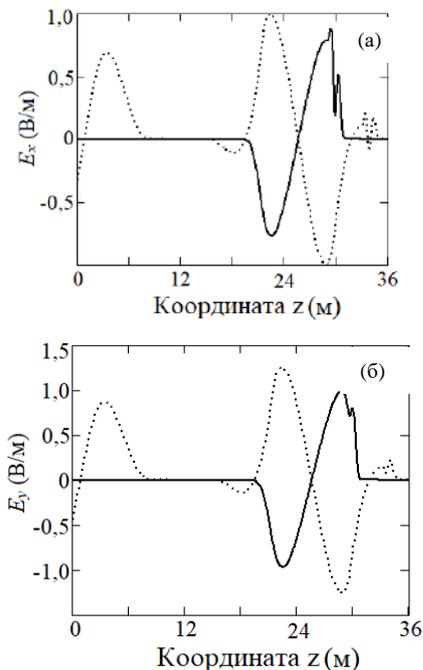


Рис. 2. Зависимость компонент напряженности электрического поля от координаты  $z$  в момент времени  $t = 9$  ( $a = 0,1, b = -1, \Gamma = 0,01$ ): Рис. (а) для компоненты  $E_x$ ; (б) для компоненты  $E_y$ . Сплошная линия – без учета параметра порядка, пунктирная линия – с параметром порядка. Единица по оси  $z$  соответствует  $10^{-5}$  м, по оси  $E$  –  $10^7$  В/м

Влияние параметра порядка на форму импульса (на обе компоненты электрического поля) показано на рис. 2.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенного исследования построена модель, описывающая динамику векторного параметра порядка оптически анизотропной среды с углеродными нанотрубками в присутствии электромагнитного импульса. Также изучена зависимость величины параметра порядка от скорости релаксации  $\Gamma$ . Показано, что скорость релаксации выступает в роли ключевого параметра, определяющего поляризацию оптически анизотропной среды с УНТ.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, Совета по грантам Президента РФ, грант № МД-3173.2021.1.2.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ландау, Л.Д. Статистическая физика. Часть 1. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2002. – 616 с.
- [2] Zhukov, A.V. Influence of the order parameter on the dynamics of ultrashort pulses in an environment with carbon nanotubes / A.V. Zhukov, R. Bouffanais, N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko // Journal of Applied Physics. – 2017. – Vol. 121. – P. 084301.
- [3] Konobeeva, N.N. Influence of the vector order parameter on the dynamics of 3D ultrashort pulses in carbon nanotubes / N.N. Konobeeva, M.B. Belonenko // J. Nano- Electron. Phys. – 2020. – Vol. 12(4). – P. 04016.
- [4] Iijima, S. Helical microtubules of graphitic carbon / S. Iijima // Nature. – 1991. – Vol. 354(6348). – P. 56-58.
- [5] Паташинский, А.З. Флуктуационная теория фазовых переходов / А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. – М.: Наука, 1982. – 380 с.
- [6] Zhukov, A.V. Three-dimensional electromagnetic breathers in carbon nanotubes with the field inhomogeneity along their axes / A.V. Zhukov, R. Bouffanais, E.G. Fedorov, M.B. Belonenko // Journal of Applied Physics. – 2013. – Vol. 114(4). – P. 143106.
- [7] Thomas, J.W. Numerical partial differential equations – Finite difference methods / J.W. Thomas. – New York: Springer-Verlag, 1995. – 426 p.

# Моделирование датчика волновых aberrаций, согласованного с функциями Цернике

М.И. Помещиков

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

Самара, Россия

m.pomeshchikov@mail.ru

**Аннотация**—В данной работе рассмотрено определение aberrаций волнового фронта с помощью его разложения по функциям Цернике. Смоделирован оптический фильтр, согласованный с функциями Цернике. Было проведено сравнение трех подходов к разложению волнового фронта.

**Ключевые слова**— aberrации, волновой фронт, полиномы Цернике.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема определения отклонений волнового фронта от начальной формы является одной из самых важных в оптике. Эта задача актуальна в таких областях, как астрономия [1] и медицина [2]. На данный момент существует множество методов для решения этой проблемы, например, датчик Шака-Гартмана [3], и постоянно появляются новые. Однако, существующие методы не лишены недостатков, в частности, высокая вычислительная сложность и чувствительность сенсоров к вибрациям.

Одним из видов сенсоров для определения aberrаций, являются сенсоры, использующие разложение в ряд полиномов Цернике. Этот вид сенсоров более устойчив к вибрациям. Хотя он обладает несколько меньшей точностью, ее все равно хватает для решения большинства задач. В связи с этим, в последнее время активно ведутся исследования в данном направлении [4, 5], в том числе, с использованием нейронных сетей [6].

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ

В работе рассматривается разложение волнового фронта по функциям Цернике вида:

$$Z_n^m(\rho, \varphi) = \sqrt{\frac{n+1}{\pi}} R_n^m(\rho) \begin{cases} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{cases}, \quad (1)$$

где  $R_n^m(\rho)$  – радиальный многочлен Цернике, определяемый как

$$R_n^m(\rho) = \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k! \left(\frac{n+m}{2}-k\right)! \left(\frac{n-m}{2}-k\right)!} \rho^{n-2k}. \quad (2)$$

Так как функции Цернике являются ортогональными на единичном круге, любая фазовая aberrация может быть записана как их линейная комбинация:  $\Phi(\rho, \theta) = \sum_{n,m} a_n^m Z_n^m(\rho, \theta)$ . Используя представление aberrаций с помощью функций Цернике можно получить следующее выражение:

$$e^{i\Phi(\rho, \theta)} = 1 + i \sum_j a_j Z_j(\rho, \theta) - \frac{1}{2} \left[ \sum_j a_j Z_j(\rho, \theta) \right]^2 + \dots \quad (3)$$

Для малых aberrаций ( $a_j \ll 1$ ) в ряде (3) может быть оставлено только слагаемое первого порядка. Однако, это допущение подходит не для всех практических случаев. В то же время, из-за сложности полученного ряда, данный подход долгое время не находил применения для порядков больше второго. Сложность заключается в том, что ряд (3) генерирует произведения  $Z_j Z_k$  во втором

порядке разложения, и произведения более высоких порядков в последующих.

В 2009 году в работе [7] было показано, что любое произведение двух функций Цернике может быть представлено как линейная комбинация других функций Цернике. В данной работе проведено исследование трех способов получения разложения (3). Первый, аналитический, с использованием результатов работы [7] и два с использованием математического моделирования. Были изучены особенности их использования и границы применимости.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для моделирования 25-канального оптического фильтра, согласованного с функциями Цернике была написана программа на языке Matlab. Моделирование фильтра описывается следующей формулой:

$$c_p = F[f(x, y)\tau(x, y)], \quad (4)$$

где  $F$  – преобразование Фурье,  $f(x, y)$  – функция, описывающая волновой фронт,  $\tau(x, y) = \sum_p Z_p(x, y) \exp(i\alpha_p x + i\beta_p y)$ ,  $\alpha_p$  и  $\beta_p$  – действительные числа, соответствующие пространственным частотам  $p$ -го дифракционного порядка.

На рис. 1 приведены коэффициенты разложения исследуемого волнового фронта  $e^{i2\pi\alpha Z(3,3)}$ , полученные при различных  $\alpha$  с помощью смоделированного оптического фильтра. Видно, что фильтр хорошо работает для aberrаций с уровнем  $\alpha < 0,5$ .

На рис. 2 представлены коэффициенты разложения, полученные аналитическим методом для  $\alpha = 0,2$ .

На рис. 3 представлены коэффициенты, полученные прямым численным интегрированием для  $\alpha = 0,2$ .

Видно, что все три варианта расчета, в принципе, хорошо согласуются между собой. Нулевой порядок при моделировании фильтра и численном интегрировании можно не учитывать. Самым точным методом является прямое численное интегрирование. Многоканальный фильтр является близким по точности к первому методу, является его оптической реализацией. Также, при моделировании оптического фильтра появляется много побочных порядков, что можно объяснить погрешностью дискретизации и интерференцией порядков друг с другом. Результаты, полученные аналитическим методом, сильнее отличаются от результатов, полученных первыми двумя способами, т.к. в нем используется аппроксимация и разложение только до 3-го порядка. Поэтому аналитический метод можно использовать с осторожностью.

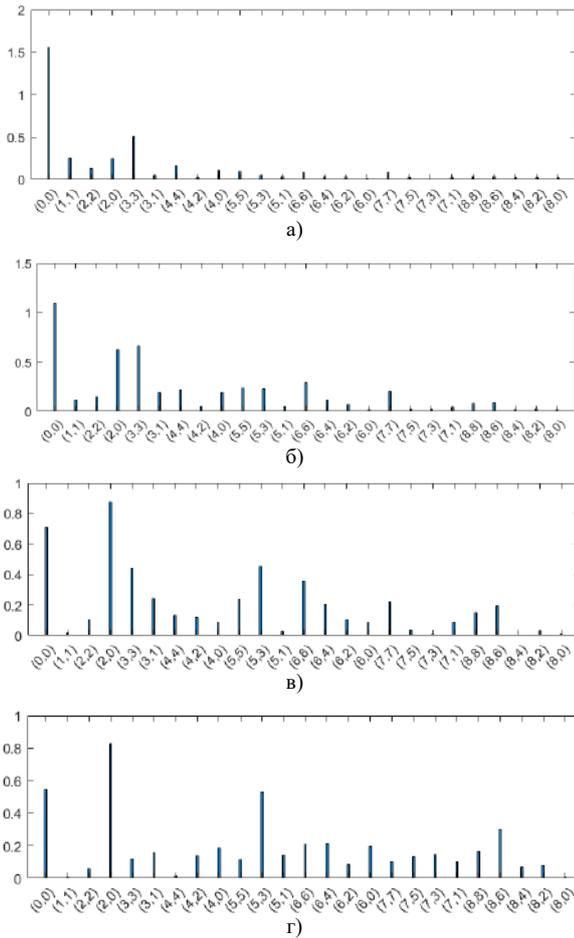


Рис. 1. Яркость в центрах порядков разложения при различных  $\alpha$ : а)  $\alpha = 0,2$ ; б)  $\alpha = 0,4$ ; в)  $\alpha = 0,6$ ; г)  $\alpha = 0,8$

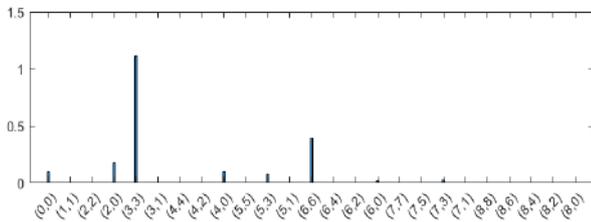


Рис. 2. Коэффициенты разложения, полученные аналитическим методом для  $\alpha = 0,2$

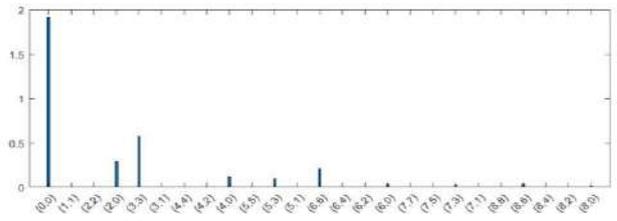


Рис. 3. Коэффициенты разложения, полученные прямым численным интегрированием для  $\alpha = 0,2$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено сравнение прямого разложения комплексной функции волнового фронта по базису полиномов Цернике и представления в виде ограниченного ряда. Показана хорошая применимость оптического фильтра, согласованного с функциями Цернике для аберраций с уровнем  $\alpha < 0,5$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Клебанов, Я.М. Компенсация аберраций волнового фронта в телескопах космических аппаратов с регулировкой температурного поля телескопа / Я.М. Клебанов, А.В. Карсаков, С.Н. Хонина, А.Н. Давыдов, К.А. Поляков // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 1. – С. 30-36. DOI: 10.18287/0134-2452-2017-41-1-30-36.
- [2] Хорин, П.А. Анализ аберраций роговицы человеческого глаза / П.А. Хорин, С.Н. Хонина, А.В. Карсаков, С.Л. Бранчевский // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 6. – С. 810-817. DOI: 10.18287/0134-2452-2016-40-6-810-817.
- [3] Hongbin, Y. Tunable Shack-Hartmann wavefront sensor based on a liquid-filled microlens array / Y. Hongbin, Z. Guangya, C.F. Ciong, L. Feiwen, W.A. Shouhua // J. Micromech. Microeng. – 2008. – Vol.18(10) – P. 1-8.
- [4] Ramos, A. Asensio Image reconstruction with analytical point spread functions / A. Asensio Ramos, A. López Ariste // Astronomy & Astrophysics. – 2010. – Vol. 518. – P. A6.
- [5] Khonina, S.N. Wavefront Aberration Sensor Based on a Multichannel Diffractive Optical Element / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A. P. Porfirev // Sensors. – 2020. – Vol. 20(14). – P. 3850.
- [6] Nishizaki, Y. Deep learning wavefront sensing / Y. Nishizaki, M. Valdivia, R. Horisaki, K. Kitaguchi, M. Saito, J. Tanida, E. Vera // Opt. Express. – 2019. – Vol. 27. – P. 240-251.
- [7] Mathar, R.J. Zernike basis to cartesian transformations / R.J. Mathar // Serbian Astronomical Journal. – 2009. – Vol. 179. – P. 107-120.

# Особенности дифракции оптических вихрей на кремниевых кольцевых решетках

Д.А. Савельев

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева

Институт систем обработки изображений - филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Самара, Россия

dmitrey.savelyev@yandex.ru

С.А. Дегтярев

Институт систем обработки изображений - филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева

Самара, Россия

sealek@gmail.com

**Аннотация**—В работе исследуется дифракция оптических вихрей на кремниевых кольцевых решетках. Варьируется высота отдельных колец решеток. Было продемонстрировано, что для кремниевых кольцевых решеток переменной высоты можно получить световой фокальный отрезок на 17,3% длиннее, чем световой отрезок, формируемый стандартным дифракционным аксиконом.

**Ключевые слова**— оптические вихри, кремниевые кольцевые решетки, FDTD, субволновая фокусировка.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические вихри активно исследуются в настоящее время [1-3] в связи с их использованием для ряда приложений, в том числе для передачи информации по оптоволокну [4], для систем беспроводной связи [5], в квантовой информатике [6]. Также следует отметить показанную ранее возможность перераспределения энергии между компонентами электромагнитного поля для таких пучков при однородной поляризации излучения [7].

Аксиконы известны формированием протяженного светового отрезка вдоль оптической оси [8]. Ряд модификаций классических аксиконов [9], дифракционных аксиконов [10], аксиконов со сложной формой поверхности [11, 12], позволяет применять их для тех приложений, где также требуется формирование компактного в поперечном направлении фокуса [13].

В данной работе исследуется дифракция оптических вихрей на кремниевых субволновых кольцевых решетках: рассматривается дифракционный аксикон, а также кольцевые решетки с переменной высотой отдельных зон. Численные расчеты (3D) распространения оптических вихрей выполнялись с использованием метода конечных разностей во временной области (FDTD) с помощью высокопроизводительных компьютерных систем.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ КРЕМНИЕВЫМИ КОЛЬЦЕВЫМИ РЕШЕТКАМИ

Рассматривались кремниевые субволновые кольцевые решетки с периодом решетки  $1,05\lambda$ , а также дифракционный аксикон с числовой апертурой (NA) 0,95 (т.е. с тем же периодом). Показатель преломления кремния  $n$  равен 3,47.

В качестве входного пучка (круговая поляризация) рассматривалась мода Лагерра-суперГаусса (1,0) с длиной волны равной 1,55 мкм. Амплитуда моды Лагерра-суперГаусса (1,0) определяется выражением (1):

$$A(r, \varphi) = r \cdot \exp\left[-\frac{r^p}{2\sigma^p}\right], \quad (1)$$

где  $\sigma$  – размер пучка в мкм. Рассматривается  $p = 6$ .

Другие параметры моделирования: размер расчётной области для выбранной волны излучения  $x, y, z$  находился в диапазоне  $[-5,8\lambda; 5,8\lambda]$ . Шаг дискретизации по пространству:  $\lambda/30$ , шаг дискретизации по времени:  $\lambda/(60c)$ , где  $c$  – скорость света. Толщина поглощающего слоя PML со всех сторон окружающей расчетную область равна  $1,1\lambda$ .

Высота рельефа бинарного элемента, соответствующая фазе  $\pi$  радиан, при показателе преломления материала элемента  $n = 3,47$  равна  $0,2\lambda$  [14]. Данная высота была взята в виде базовой и в дальнейшем варьировались высоты отдельных колец решеток. Профили рассматриваемых оптических элементов приведены на рис. 1.

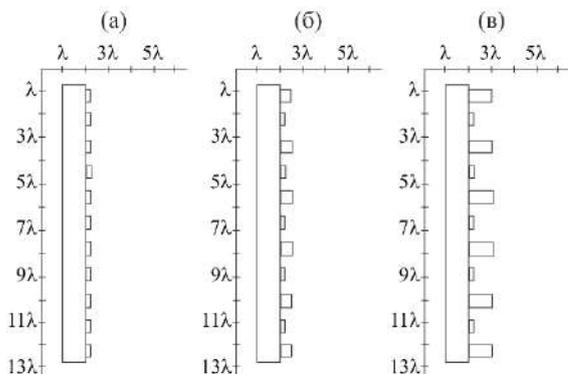


Рис. 1. Профили рассматриваемых кремниевых кольцевых решеток

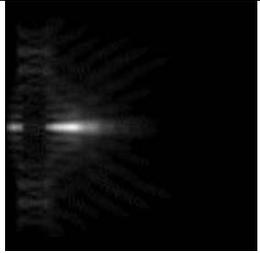
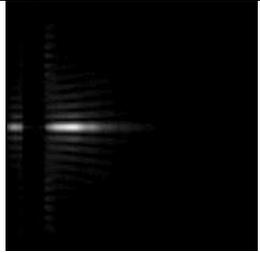
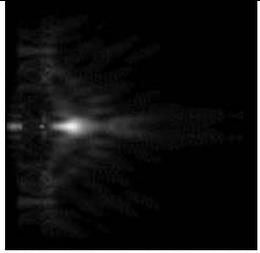
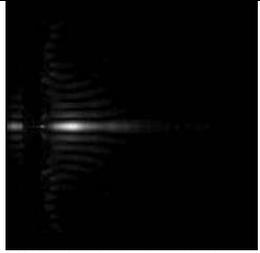
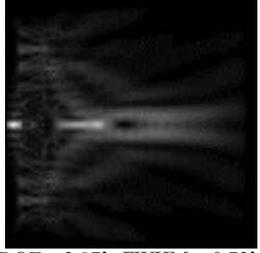
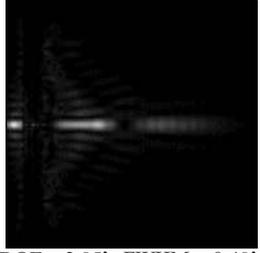
Размер фокального пятна на оптической оси оценивался по ширине по полуспаду интенсивности (full width at half maximum – FWHM), размер продольного светового отрезка измерялся аналогичным образом, по половине интенсивности (depth of focus – DOF).

В таблице 1 приведены результаты распространения рассматриваемого лазерного излучения через кольцевые решетки с максимальной высотой рельефа  $h$  от  $0,2\lambda$  до  $\lambda$ , показанные на рис. 1. Демонстрируется общая интенсивность и интенсивность продольной компоненты электрического поля. Значения FWHM приведены для пиков интенсивности на оптической оси.

Следует отметить, что для случая  $h = \lambda$  приведенные значения FWHM соответствуют второму максимуму (глобальному) на расстоянии  $2,9\lambda$  от центральной части

рельефа элемента. На расстоянии  $2\lambda$  формируется первый максимум (88% от интенсивности максимального значения) и значения FWHM для общей интенсивности равно  $0,49\lambda$  (для продольной компоненты FWHM равен  $0,43\lambda$ ). На таком же расстоянии для элемента с  $h = 0,2\lambda$  размер фокального пятна составлял FWHM =  $0,7\lambda$ , а для  $h = 0,5\lambda$  FWHM =  $\lambda$ .

ТАБЛИЦА 1. Двумерная картина дифракции оптических вихрей на кремниевых кольцевых решетках

Высота $h$	Общая интенсивность	Интенсивность продольной компоненты
$0,2\lambda$	 DOF = $2,53\lambda$ , FWHM = $0,57\lambda$	 DOF = $2,53\lambda$ , FWHM = $0,44\lambda$
$0,5\lambda$	 DOF = $1,73\lambda$ , FWHM = $0,86\lambda$	 DOF = $1,73\lambda$ , FWHM = $0,44\lambda$
$\lambda$	 DOF = $2,97\lambda$ , FWHM = $0,72\lambda$	 DOF = $2,95\lambda$ , FWHM = $0,49\lambda$

Что касается длины светового отрезка вдоль оптической оси, то первоначально увеличение колец решетки привело к его утолщению и уменьшению (строки 1 и 2 таблицы 1), однако в дальнейшем было получено увеличение продольного и уменьшение поперечного размера светового отрезка (случай  $h = \lambda$ ).

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено исследование дифракции мод Лагерра-суперГаусса (1,0) на кремниевых субволновых кольцевых решетках. Для численного моделирования использовался метод конечных разностей во временной области.

Показано, что для рассматриваемых версий кремниевых кольцевых решеток можно получить световую иглу на 17,3% длиннее ( $h = \lambda$ ), чем для дифракционного аксикона ( $h = 0,2\lambda$ ). Наименьшее значение фокального пятна было получено для кольцевой решетки с  $h = \lambda$  в первом максимуме на оптической оси

(88% от максимального значения интенсивности), FWHM =  $0,49\lambda$  (интенсивность продольной компоненты FWHM =  $0,43\lambda$ ).

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант 20-72-00051) в частях «2. Исследование дифракции оптических вихрей кремниевыми кольцевыми решетками» и «3. Заключение», а также Министерства науки и высшего образования РФ совместно с Советом по грантам Президента РФ (стипендия Президента Российской Федерации СП-1173.2022.5) в части «1. Введение».

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Wang, X. Recent advances on optical vortex generation / X. Wang, Z. Nie, Y. Liang, J. Wang, T. Li, B. Jia // *Nanophotonics*. – 2018. – Vol. 7(9). – P. 1533-1556.
- [2] Tkachenko, G. Is it possible to create a perfect fractional vortex beam? / G. Tkachenko, M. Chen, K. Dholakia, M. Mazilu // *Optica*. – 2017. – Vol. 4(3). – P. 330-333.
- [3] Kotlyar, V.V. Topological Charge of Multi-Color Optical Vortices / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev // *Photonics*. – 2022. – Vol. 9(3). – P. 145.
- [4] Pryamikov, A. Light transport and vortex-supported wave-guiding in micro-structured optical fibres / A. Pryamikov, G. Alagashev, G. Falkovich, S. Turitsyn // *Scientific Reports*. – 2020. – Vol. 10(1). – P. 1-12.
- [5] Li, S. Efficient Optical Angular Momentum Manipulation for Compact Multiplexing and Demultiplexing Using a Dielectric Metasurface / S. Li, X. Li, L. Zhang, G. Wang, L. Wang, M. Liu, C. Zeng, L. Wang, Q. Sun, W. Zhao, W. Zhang // *Advanced Optical Materials*. – 2020. – Vol. 8(8). – P. 1901666.
- [6] Li, S. Deterministic generation of orbital-angular-momentum multiplexed tripartite entanglement / S. Li, X. Pan, Y. Ren, H. Liu, S. Yu, J. Jing // *Physical Review Letters*. – 2020. – Vol. 124(8). – P. 083605.
- [7] Khonina, S.N. Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams / S.N. Khonina, S.V. Alferov, S.V. Karpeev // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38(17). – P. 3223-3226.
- [8] McLeod, J.H. The axicon: a new type of optical element / J.H. McLeod // *JOSA*. – 1954. – Vol. 44(8). – P. 592-597.
- [9] Gutierrez, B.K. Dynamic control of Bessel beams through high-phase diffractive axicons / B.K. Gutierrez, J.A. Davis, M.M. Sánchez-López, I. Moreno, D.M. Cottrell // *OSA Continuum*. – 2020. – Vol. 3(5). – P. 1314-1321.
- [10] Савельев, Д.А. Исследование особенностей фокусировки вихревых супергауссовых пучков при изменении высоты дифракционного аксикона / Д.А. Савельев // *Компьютерная оптика*. – 2021. – Т. 45, № 2. – С. 214-221. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-862.
- [11] Sanchez-Padilla, B. Wrinkled axicons: shaping light from cusps / B. Sanchez-Padilla, A. Žukauskas, A. Aleksanyan, A. Balčytis, M. Malinauskas, S. Juodkazis, E. Brasselet // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24(21). – P. 24075-24082.
- [12] Дегтярев, С.А. Создание и фокусировка векторного пучка второго порядка с помощью субволнового оптического элемента / С.А. Дегтярев, Д.А. Савельев // *Компьютерная оптика*. – 2022. – Т. 46, № 1. – С. 39-47. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1053.
- [13] Khonina, S.N. Bessel Beam: Significance and Applications – A Progressive Review / S.N. Khonina, N.L. Kazanskiy, S.V. Karpeev, M.A. Butt // *Micromachines*. – 2020. – Vol. 11(11). – P. 997.
- [14] Savelyev, D. Near-Field Vortex Beams Diffraction on Sur-face Micro-Defects and Diffractive Axicons for Polarization State Recognition / D. Savelyev, N. Kazanskiy // *Sensors*. – 2021. – Vol. 21(6). – P. 1973.

# Распространение пучков со степенной зависимостью от радиуса

О.А. Дюкарева

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

Самара, Россия

dukarevaola@gmail.com

**Аннотация**—В данной работе рассмотрены изменения свойств пучков со степенной зависимостью от радиуса при различной апертурной аподизации. Показана возможность формирования нескольких оптических ловушек на оптической оси, а также вариаций размера ловушек за счет интерференционных эффектов.

**Ключевые слова**— преобразование Френеля-Ханкеля, самофокусирующиеся пучки, оптические ловушки.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические ловушки [1-3] широко применяются для захвата, манипулирования и исследования молекул, атомов и биологических клеток. Для обычных световых ловушек, когда микрочастица притягивается в область максимальной интенсивности, разрушительное действие нагрева на захваченные объекты является одной из основных проблем. Альтернативой является захват в области с минимальной интенсивностью, в так называемые «световые бутылки» (“light bottle”) [4-7], представляющие собой область нулевой интенсивности, окруженную областью высокой интенсивности, которые являются световыми барьерами.

Одним из способов формирования областей с минимальной интенсивностью является использование лазерных пучков с винтовой фазовой сингулярностью [8-10], причем градиент фазы позволяет вращать захваченные частицы. Однако, такие ловушки фактически являются двумерными, т.к. теневая область ограничивается только поперечным световым барьером. При использовании же «световых бутылок» обеспечивается 3D-захват поглощающих и менее плотных, чем окружающая среда частиц [11]. Отметим, что многокольцевые и многоконтурные пучки могут использоваться для одновременного захвата микрочастиц различного типа [12].

Множество работ посвящено построению ловушки на основе пучков Эйри, так как они обладают свойством резкой самофокусировки [13-14]. Для создания оптических ловушек логично использовать пучки с большими градиентами интенсивности и фазы, используя дифракционные оптические элементы или оптические модуляторы света [15].

В данной работе рассматриваются пучки со степенной зависимостью от радиуса и дополнительной апертурой аподизацией, что обеспечивает вариацию свойств самофокусирующихся пучков и возможность создавать оптические ловушки разных размеров и форм.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

В этой работе рассматриваются оптические пучки вида:

$$f(r) = c_0 \exp(ik\alpha_1(r - r_0)^n) \cos(\alpha_2(r - r_0)), \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число для лазерного излучения с длиной волны  $\lambda$ ,  $\alpha_1$  – положительное действительное число меньше единицы.

Множитель  $\cos(\alpha_2(r - r_0))$  представляет собой совокупность рассеивающего аксикона  $\exp(i\alpha_2(r - r_0))$  (обеспечивает максимум интенсивности на оси после фокуса линзы) и собирающего аксикона  $\exp(-i\alpha_2(r - r_0))$  (обеспечивает максимум интенсивности на оси до фокуса линзы).

Для моделирования парааксиального распространения пучка в пространстве используется преобразование Френеля:

$$F(\rho, \theta) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp(ikz) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} f(r, \varphi) * \exp\left(\frac{ik}{2z}(r^2 + \rho^2 - 2r\rho\cos(\theta - \varphi))\right) r dr d\varphi. \quad (2)$$

Так как функция (1) может быть представлена в виде  $f(r, \varphi) = A(r)e^{im\varphi}$ , где  $m$  – целое число, то выражение (2) упрощается до однократного интеграла. Входная функция обладает осевой симметрией ( $m = 0$ ), следовательно формируемое поле не будет зависеть от угла, и уравнение (2) может быть представлено в виде:

$$F_0(\rho, z) = \frac{ik}{z} \exp(ikz) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z}\right) * \int_a^b A(r) \exp\left(\frac{ikr^2}{2z}\right) J_0\left(\frac{kr\rho}{z}\right) r dr, \quad (3)$$

где  $J_0(x)$  – функция Бесселя нулевого порядка.

Для вычисления распределения интенсивности на оптической оси используется формула:

$$F_0(z) = \frac{ik}{z} e^{ikz} \int_a^b f(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} r dr. \quad (4)$$

## 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования распространения пучка (1) использовалась линза с радиусом  $r = 3$  мм. Длина волны  $\lambda = 0,0005$  мм. Параметр  $\alpha_2$  выбирался таким образом, чтобы  $\alpha_2 = -k\alpha_1$ .

Параметр  $r_0$  позволяет создать из собирающей линзы оптический элемент, внешняя часть которого будет работать на фокусировку, в то время как внутренняя, имеющая радиус  $r_0$ , будет работать на рассеивание.

При моделировании распространения вдоль оптической оси можно наблюдать симметричный, плавно увеличивающийся максимум для случая  $n = 2$ , в то время как при  $n = 3$  интенсивность резко возрастает с практически нулевой. Это свойство может быть полезно для создания бутылок с ярко выраженными «пробками».

Варьирование параметра  $\alpha_2$  для пучков с  $n = 2$  позволяет варьировать объем оптической ловушки,

однако этим можно пользоваться до определенного момента, так как из-за наличия у входной функции рассеивающих частиц стенки «бутылки» становятся тоньше, пока она не исчезает (рис. 1).

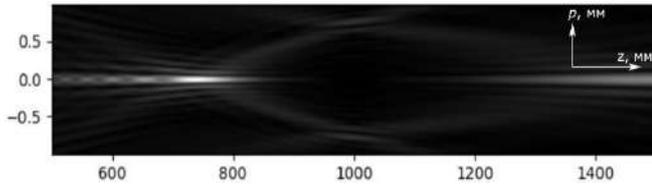


Рис. 1. Продольная картина интенсивности для  $n = 2$

Для пучков с  $n = 3$  увеличение  $\alpha_2$  влечет увеличение количества максимумов интенсивности, следовательно, количества оптических ловушек, которые они образуют (рис. 2). Из-за свойства резко возрастающей интенсивности мы видим более тонкую фокусировку.

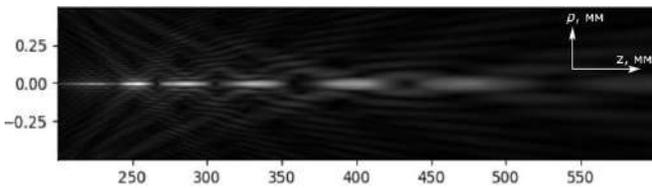


Рис. 2. Продольная картина интенсивности для  $n = 3$

Рассмотрим функцию (1) со следующими параметрами:

$$A(r) = \begin{cases} A(r), r \geq r_0, \\ 1, r < r_0, \end{cases} \text{ или } A(r) = \begin{cases} A(r), r \geq r_0, \\ 0, r < r_0. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь  $A(r)$  – амплитуда функции (1).

Имея фокусирующую линзу, мы увеличиваем радиус апертуры в центральной части, которая имеет рассеивающую структуру, таким образом изначальный фокус смещается и удлиняется. На рис. 3 можно наблюдать все три случая функции (1). Во втором случае получаем область низкой интенсивности, в третьем – более интенсивную фокусировку около входной плоскости.

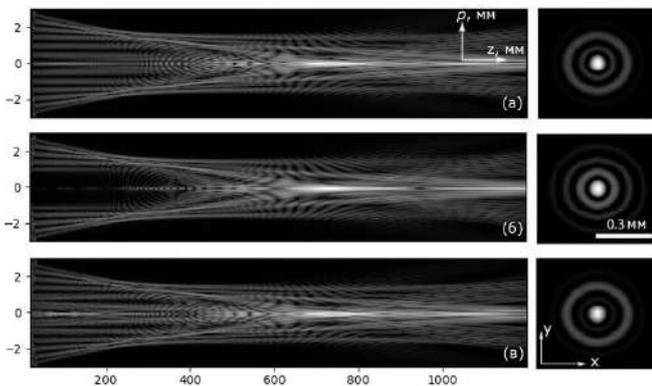


Рис. 3. Продольные и поперечные (в точке фокуса) картины интенсивности при  $n = 3$  для трех случаев: (а) – амплитуда входного пучка не меняется; (б) – амплитуда функции в области  $r < 1$  становится равной 0; (в) – амплитуда функции в области  $r < 1$  становится равной 1

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проиллюстрированы свойства линз с квадратичной и кубической зависимостями от радиуса с различной апертурой в центральной части. Показано, что использование функций с кубической зависимостью от радиуса позволяет создавать оптические ловушки с более выраженными краями. Изменение параметра  $\alpha_2$  бинарного аксикона позволяет контролировать объем оптической ловушки для случая квадратичной зависимости, а также количество ловушек для функций с кубической зависимостью от радиуса. Использование апертуры в центральной части линзы позволяет создавать между входной плоскостью и фокусом область низкой интенсивности, а также увеличивать интенсивность фокусировки у входной плоскости, в зависимости от значения амплитуды.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Otte, E. Optical trapping gets structure: Structured light for advanced optical manipulation / E. Otte, C. Denz // *Appl. Phys. Rev.* – 2020. – Vol. 7. – P. 041308.
- [2] Yang, Y. Optical trapping with structured light: a review / Y. Yang, Y. Ren, M. Chen, Y. Arita, C. Rosales-Guzmán // *Advanced Photonics.* – 2021. – Vol. 3(3). – P. 034001.
- [3] Khonina, S.N. 3D transformations of light fields in the focal region implemented by diffractive axicons / S.N. Khonina, A.P. Porfirev // *Applied Physics B.* – 2018. – Vol. 124. – P. 191.
- [4] Otte, E. Optical trapping gets structure: Structured light for advanced optical manipulation / E. Otte, C. Denz // *Appl. Phys. Rev.* – 2020. – Vol. 7. – P. 041308.
- [5] Arlt, J. Generation of beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam / J. Arlt // *Opt. Lett.* – 2000. – Vol. 25(4). – P. 191-193.
- [6] Yelin, D. Generating an adjustable three-dimensional dark focus / D. Yelin, B. E. Bouma, G. J. Tearney // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29(7). – P. 661-663.
- [7] Khonina, S.N. Generation of Multiple Vector Optical Bottle Beams / S.N. Khonina, A.P. Porfirev, S.G. Volotovskiy, A.V. Ustinov, S.A. Fomchenkov, V.S. Pavelyev, S. Schröter, M. Duparré // *Photonics (MDPI).* – 2021. – Vol. 8. – P. 218.
- [8] Paterson, L. Controlled Rotation of Optically Trapped Microscopic Particles / L. Paterson // *Science.* – 2001. – Vol. 292. – P. 912-914.
- [9] Bhattacharya, M. Using a Laguerre-Gaussian Beam to Trap and Cool the Rotational Motion of a Mirror / M. Bhattacharya, P. Meystre // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 99. – P. 153603.
- [10] Simpson, S.H. Rotation of Absorbing Spheres in Laguerre-Gaussian Beams / S.H. Simpson, S. Hanna // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2009. – Vol. 26. – P. 173-183.
- [11] Skidanov, R. Three-dimensional laser trapping on the base of binary radial diffractive optical element / R. Skidanov, S. Khonina, A. Porfirev, V. Pavelyev, D. Kachalov // *Journal of Modern Optics.* – 2015. – Vol. 62(14). – P. 1183-1186.
- [12] Khonina, S.N. Generation of multi-contour plane curves using vortex beams / S.N. Khonina, A.P. Porfirev // *Optik - International Journal for Light and Electron Optics.* – 2021. – Vol. 229. – P. 166299.
- [13] Jiang, Y. Abruptly autofocusing property of circular Airy vortex beams with different launch angles / Y. Jiang, S. Zhao, W. Yu, X. Zhu // *Journal of the Optical Society of America A.* – 2018. – Vol. 6(5). – P. 890-894.
- [14] Yan, X. Free-space propagation of autofocusing Airy vortex beams with controllable intensity gradients / X. Yan, L. Guo, M. Cheng, S. Chai // *Chin. Opt. Lett.* – 2019. – Vol. 17. – P. 040101.
- [15] Wu, Y. Abruptly autofocusing polycyclic tornado ring Airy beam / Y. Wu, C. Xu, Z. Lin, H. Qiu, X. Fu, K. Chen, D. Deng // *New J. Phys.* – 2020. – Vol. 22. – P. 093045.

# Анализ интенсивности на каустике автофокусирующихся чирп-пучков

А.В. Устинов

Институт систем обработки изображений - филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самара, Россия  
andr@ipsiras.ru

Е.О. Монин

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
monin23.23@yandex.ru

**Аннотация**—Для автофокусирующихся пучков, формируемых обобщённой линзой, получено выражение для амплитуды и интенсивности поля вдоль линии каустики. Рассмотрено два вида амплитуды падающего пучка: постоянная и степенная. В обоих случаях зависимость интенсивности от расстояния будет степенной.

**Ключевые слова**— автофокусировка, обобщённая линза, каустика.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Свойство автофокусировки имеют пучки, для которых в исходном поперечном распределении присутствует градиент фазы. К этому типу относятся круговые пучки Эйри [1-5], пучки Пирси [6-8], абберационные пучки [9-11], а также зеркальные и обобщённые пучки Эйри [12, 13]. Наиболее используемый фокусирующий элемент – это линза, которая имеет квадратичную зависимость фазы от радиуса, т. е. линейный чирп (частота растёт линейно с увеличением радиуса). Круговые пучки Эйри с зависимостью фазы, близкой к  $r^{3/2}$ , соответствуют сублинейному чирпу [2, 14].

Ещё одно семейство пучков данного типа – это пучки, имеющие радиальную зависимость фазы  $r^q$ , причём  $q$  принимает любое положительное значение, в том числе  $q > 2$  (сверхлинейный чирп). Оптические элементы с такой зависимостью фазы называются обобщёнными линзами [15, 16].

В работе [17] было доказано, при каких условиях при освещении обобщённой линзы плоским пучком формируется линия каустики и получено её уравнение. В [9] рассмотрен несколько другой падающий пучок, а в [18] приведены дополнительные подробности. Однако не было вычислено распределение амплитуды/интенсивности вдоль линии каустики. Именно рассмотрение этого вопроса представляется основной целью данного доклада.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ

Теоретическое рассмотрение распространения поля, в том числе явления автофокусировки, будем проводить в рамках преобразования Френеля (предполагаем, что его использование правомерно). Если на обобщённую линзу падает пучок с амплитудой  $A(r)$ , то начальное поле  $f(r, \varphi)$  будет радиально симметричным:  $f(r, \varphi) = A(r) \exp(-i(k\alpha r)^q)$  В этом случае преобразование Френеля записывается в виде:

$$E(\rho, z) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp\left(\frac{ik}{2z} \rho^2\right) \times \int_0^\infty f(r) \exp\left(\frac{ik}{2z} r^2\right) r dr \int_0^{2\pi} \exp\left\{-\frac{ik}{z} \rho r \cos(\varphi)\right\} d\varphi \quad (1)$$

В [17, 18] обосновано, что для анализа линии каустики целесообразно использовать следующее приближение выражения (1). (Это приближение было приведено ранее в [2], но без объяснения, как оно получено.) Необходимо отметить, что это выражение неприменимо вблизи оптической оси (при малом  $\rho$ ).

$$E(\rho, z) \approx -ie^{i\pi/4} \sqrt{\frac{k}{2\pi z \rho}} \exp\left(ik \frac{\rho^2}{2z}\right) \times \int_0^\infty f(r) \exp\left(ik \frac{r^2}{2z}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho r}{z}\right) \sqrt{r} dr \quad (2)$$

Ранее на основе метода стационарной фазы получено уравнение линии каустики, которая существует только при  $q > 2$ . Если обозначить  $\psi(r) = (k\alpha r)^q - \frac{kr^2}{2z} + \frac{kr\rho}{z}$ , то линия каустики даётся выражением  $\rho(z) = r_0(q-2)/(q-1)$ , где  $r_0 = [k^{-1}(k\alpha)^q(q-1)z]^{-1/(q-2)}$  – стационарная точка. Амплитуда на линии каустики при  $A(r) = 1$  равна.

$$E(\rho, z) \approx -ie^{i\pi/4} A_1 \sqrt{\frac{k}{2\pi z}} \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z}\right) e^{-i\psi(r_0)} \sqrt{r_0} \cdot \sqrt[3]{\frac{6}{\psi'''(r_0)}} \quad (3)$$

Здесь  $A_1$  – константа. Выражение (3) получено с помощью метода стационарной фазы для случая отсутствия слагаемого второй степени. После преобразований получаем выражение для амплитуды.

$$E(\rho, z) = A_2 \cdot \frac{\sqrt{q-1}}{\sqrt{q-2}} \cdot \alpha^{-\left(\frac{q}{3(q-2)}\right)} (q-1)^{-\left(\frac{1}{3(q-2)}\right)} \cdot (kz)^{-\left(\frac{q}{6(q-2)}\right)} \quad (4)$$

Опустив постоянные и чисто фазовые множители, получим интенсивность на каустике:

$$I(\rho, z) \sim (kz)^{-\left(\frac{q}{3(q-2)}\right)} \quad (5)$$

Так как  $q > 2$ , интенсивность монотонно убывает с увеличением  $z$ . Например, при  $q = 3$   $I \sim z^{-1}$ ; при  $q = 4$   $I \sim z^{-2/3}$ ; при  $q = 6$   $I \sim z^{-1/2}$ ; при очень большой величине  $q$  зависимость стремится к  $I \sim z^{-1/3}$ .

Дополнительная степень свободы появляется, если амплитуда падающего пучка не единичная, а имеет вид

$A(r) = 1/(\beta r)^p$ . При этом в (3) появится дополнительный множитель  $1/(\beta r_0)^p$ , а зависимость интенсивности принимает вид

$$I(\rho, z) \sim z^{\frac{-q+6p}{3(q-2)}} \quad (6)$$

Как и в (5) зависимость от  $z$  является степенной, то есть по-прежнему монотонной, но теперь *не обязательно убывающей*. Если  $p > q/6$ , то интенсивность *растёт* с ростом  $z$ . Наиболее интересны два случая.

1)  $p = q/6$ , тогда каустика *равномерно освещена*.

2)  $p = 1/3$ , тогда из (6) следует, что зависимость  $I \sim 1/\sqrt[3]{z}$  одна и та же *независимо от значения степени  $q$* , от которого зависит лишь коэффициент пропорциональности.

Необходимо отметить, что рост интенсивности при росте  $z$  *не противоречит физическому смыслу*. Причина в том, что линия каустики на самом деле *не является неограниченной*. Хотя уравнение для  $\rho(z)$  определяет неограниченную кривую, похожую на гиперболу и асимптотически приближающуюся к оптической оси, если учесть примечание перед равенством (2), то получим, что приведённые выражения верны только для *ограниченного участка* этой кривой. Поэтому суммарная энергия вдоль линии каустики будет конечной, так как она вычисляется на отрезке аналитической кривой конечной длины.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном докладе мы сделали очередной шаг в рассмотрении автофокусирующихся пучков, формируемых при освещении обобщённой линзы. При освещении пучком постоянной амплитудой интенсивность монотонно убывает к нулю. Если амплитуда описывается степенной функцией, то возможно получение постоянной интенсивности (с учётом ограничений, накладываемых физической реализуемостью). Это достигается, если показатель степени в знаменателе функции амплитуды в 6 раз меньше показателя степени в функции фазы.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-07-00505 и Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение № 007-ГЗ/Ч3363/26).

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Efremidis, N.K. Abruptly autofocusing waves / N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35(23). – P. 4045-4047. DOI: 10.1364/OL.35.004045.

[2] Chremmos, I. Pre-engineered abruptly autofocusing beams / I. Chremmos, N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36(10). – P. 1890-1892. DOI: 10.1364/OL.36.001890.

[3] Davis, J.A. Abruptly autofocusing vortex beams / J.A. Davis, D.M. Cottrell, D. Sand // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20(12). – P. 13302-13310. DOI: 10.1364/OE.20.013302.

[4] Porfirev, A.P. Generation of the azimuthally modulated circular superlinear Airy beams / A.P. Porfirev, S.N. Khonina // J. Opt. Soc. Am. B. – 2017. – Vol. 34(12). – P. 2544-2549. DOI: 10.1364/JOSAB.34.002544.

[5] Siviloglou, G.A. Accelerating finite energy Airy beams / G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32(8). – P. 979-981.

[6] Ring, J. Auto-focusing and self-healing of Pearcey beams / J. Ring, J. Lindberg, A. Mourka, M. Mazilu, K. Dholakia, M. Dennis // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20(17). – P. 18955-18966. DOI: 10.1364/OE.20.018955.

[7] Ковалев, А.А. Структурно-устойчивые трёхмерные и двумерные лазерные половинные пучки Пирси / А.А. Ковалев, В.В. Котляр, С.Г. Засканов // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 193-197. DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-2-193-197.

[8] Chen, X. Nonparaxial propagation of abruptly autofocusing circular Pearcey Gaussian beams / X. Chen, D. Deng, J. Zhuang, X. Yang, H. Liu, G. Wang // Appl. Opt. – 2018. – Vol. 57(28). – P. 8418-8423. DOI: 10.1364/AO.57.008418.

[9] Khonina, S.N. Aberration laser beams with autofocusing properties / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, A.P. Porfirev // Appl. Opt. – 2018. – Vol. 57(6). – P. 1410-1416. DOI: 10.1364/AO.57.001410.

[10] Reddy, A.N.K. Generating autofocused aberration laser beams with different spectral performance / A.N.K. Reddy, S.N. Khonina, V. Pal // J. Opt. – 2020. – Vol. 22. – P. 045606. DOI: 10.1088/2040-8986/ab7838.

[11] Dev, V. Autofocusing and self-healing properties of aberration laser beams in a turbulent media / V. Dev, A.N.K. Reddy, A.V. Ustinov, S.N. Khonina, V. Pal // Physical Review Applied. – 2021. – Vol. 16. – P. 014061. DOI: 10.1103/PhysRevApplied.16.014061.

[12] Belafhal, A. Theoretical introduction and generation method of a novel nondiffracting waves: Olver beams / A. Belafhal, L. Ez-Zariy, S. Hennani, H. Nebd // Opt. Photon. J. – 2015. – Vol. 5(7). – P. 234-246. DOI: 10.4236/opj.2015.57023.

[13] Khonina, S.N. Fractional Airy beams / S.N. Khonina, A.V. Ustinov // J. Opt. Soc. Am. A. – 2017. – Vol. 34(11). – P. 1991-1999. DOI: 10.1364/JOSAA.34.001991.

[14] Degtyarev, S.A. Sublinearly chirped metalenses for forming abruptly autofocusing cylindrically polarized beams / S.A. Degtyarev, S.G. Volotovskiy, S.N. Khonina // J. Opt. Soc. Am. B. – 2018. – Vol. 35(8). – P. 1963-1969. DOI: 10.1364/JOSAB.35.001963.

[15] Устинов, А.В. Обобщенная линза: анализ осевого и поперечного распределения / А.В. Устинов, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 307-315. DOI: 10.18287/0134-2452-2013-37-3-307-315.

[16] Gorelick, S. Axilenses: Refractive micro-optical elements with arbitrary exponential profiles / S. Gorelick, D.M. Paganin, A. Marco // Appl. Photonics. – 2020. – Vol. 5. – P. 106110.

[17] Khonina, S.N. Sudden autofocusing of superlinear chirp beams / S.N. Khonina, A.P. Porfirev, A.V. Ustinov // Journal of Optics. – 2018. – Vol. 20. – P. 025605.

[18] Устинов, А.В. Свойства внеосевых каустик автофокусирующихся чирп-пучков / А.В. Устинов, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 5. – С. 721-727. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-794.

# Полихроматические бесселевые пучки нулевого и первого порядков

Ю.А. Егоров  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
yuriyegorov@cfuv.ru

М.В. Брецько  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
mihailbretcko4@gmail.com

Я.Е. Акимова  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
yana\_akimova\_1994@mail.ru

А.В. Воляр  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
volyar@cfuv.ru

А.Ф. Рыбась  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
rubass@cfuv.ru

**Аннотация**—В данном научном исследовании нами будет показана возможность формирования полихроматических пучков Бесселя-Гаусса как нулевого, так и первого порядков, при помощи широкодиапазонных некогерентных источников света, а доказательством создания таких типов пучков послужат интерференционные картины

**Ключевые слова**— полихроматический пучок Бесселя, топологический заряд, топологический квадруполь.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Как хорошо известно, когерентность оптического волнового фронта играет ключевую роль в формировании инвариантных световых полей Лагерра-Гаусса, Эрмита-Гаусса и Бесселя-Гаусса и представляют интерес в областях кристаллографии, генерации плазмы, и т.п. Если мы будем рассматривать оптическое излучение как суперпозицию конических волн, то сразу становится ясно, что когерентность то базовое свойство, которое играет ключевую роль в формировании таких типов пучков. В данной работе мы на примере пучков Бесселя-Гаусса покажем, что данный тип пучков может быть сформирован при помощи источников света, которые являются временно некогерентными широкодиапазонными (полихроматическими). Используя данный тип источников излучения, мы поясним, каким образом сформированные пучки зависят от функции ширины спектра.

## 2. ПОЛИХРОМАТИЧЕСКИЕ ПУЧКИ БЕССЕЛЯ

Из канонических учебников [1] нам хорошо известно, что характерной волновой характеристикой является дифракция света, которая возникает, если источник излучения является точечным и промодулирован по фазе или амплитуде, что приводит к интерференции волнового фронта с последующим возникновением дифракционных порядков. Дифракция, с точки зрения квантовой механики связана напрямую с представлением де Бройля о частице и принципом неопределенности Гейзенберга и, самое главное, связана напрямую с длиной волны, которая обратно пропорциональна моменту частицы. Именно с этой точки зрения решения уравнения Гельмгольца являются инвариантами и так называемые псевдо-недифрагирующие пучки получили значительный интерес к изучению.

В данной работе нами было показано, что когерентность светового излучения серьезнейшим образом влияет на формирование пучков Бесселя-Гаусса при условии отсутствия дисперсии для различных типов излучения, как для фемтосекундного, так и для непрерывного излучения. Как показывают наши исследования, источники полихроматического света действительно позволяют формировать пучки Бесселя-Гаусса, что, в конечном счете, позволяет нам положительно оценивать свойства таких пучков с учетом пространственной и временной когерентности поля.

Основной характеристикой при формировании пучков Бесселя-Гаусса или других недифрагирующих пучков, является соблюдение требований, связанных с пространственной когерентностью источника оптического излучения [3]. Нами было сформировано недифрагирующее световое распределение поля, которое обладало пространственной когерентностью, но при этом временная когерентность полностью отсутствовала.

Для формирования полихроматических пучков Бесселя-Гаусса была создана экспериментальная установка. Свет от источника оптического излучения при помощи зеркально-линзового конденсора и ахроматического микрообъектива фокусировался на входной торец оптического волокна с диаметром сердцевинки 7,5 мкм и диаметром оболочки 27,5 мкм.

Как показали наши исследования, использование оптического волокна крайне необходимо в связи с тем, что источник полихроматического света не является когерентным. Для создания такого источника излучения с пространственной когерентностью нами были проанализированы и проверены различные виды оптических волокон с сердцевинкой от 5 до 100 мкм. Как оказалось если волокно имеет большой диаметр сердцевинки, то интенсивность излучения торца волокна достаточная для формирования пучка Бесселя, но сама картина является размытой вследствие малой длины когерентности. С другой стороны, если мы используем оптическое волокно с малым диаметром, то в этом случае мы можем наблюдать высококонтрастный пучок Бесселя. Но в данном случае интенсивность сформированной картины не позволяет нам зафиксировать требуемое нам изображение.

После прохождения излучения через оптическое волокно мы формировали коллимированный пучок диаметром 5 мм, с помощью ахроматического микрообъектива. В последствии коллимированный пучок направлялся на аксикон - коническую линзу. Фокальную зону, сформированную конической линзой, мы проецировали ахроматическим микрообъективом на CMOS камеру. Результаты представлены на рис. 1(а).

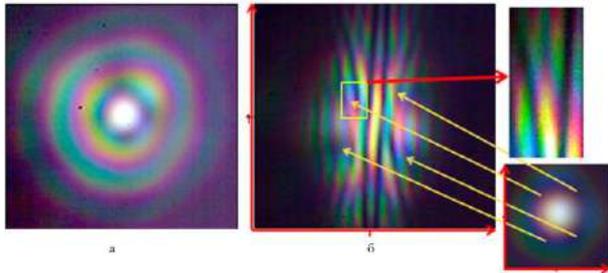


Рис. 1. Пучок Бесселя-Гаусса нулевого порядка (а) и его интерференционная картина (б)

Анализ интерференционной картины, сформированной бипризмой Френеля, и представленной на рис. 1(б) указывает на то, что на оси в центре пучка гладкий волновой фронт, а вблизи оси наблюдаются регулярные интерференционные полосы. Как можно заметить интерференционные полосы имеют нерегулярную структуру, и их искажение формирует «вилочную» структуру. Следует отметить, что «вилки» в классической интерференционной картине являются структурами, которые получили название – оптические вихри и соответствуют точкам волнового фронта, где амплитуда обращается в ноль, а фаза неопределена [4,6].

Наличие вилок в пучке Бесселя-Гаусса нулевого порядка характеризуется типологическим квадруполем. Ориентация «вилок» характеризует знак топологического заряда оптического вихря. Как можно заметить из рис. 1(б) нижние и верхние «вилки» одинаковы, но соответствуют разным топологическим зарядам

Нами были проведены сравнения оптических свойств недифрагирующих полей при использовании различных типов световых источников. В данном исследовании нами было показано, что существует возможность создания полихроматических пучков Бесселя не только нулевого, но и второго порядков.

В результате распространения недифрагирующего пучка Бесселя через систему поляризатор – кристалл – поляризатор [7,8] на оси пучка было сформировано изображение (рис. 2(а)) с минимумом интенсивности, что соответствует оптическому вихрю.

При детальном изучении сформированной интерференционной картины (рис. 2(б)) при помощи бипризмы Френеля, на оси пучка мы можем наблюдать цветную «вилку», которая полностью совпадает с расположением минимума интенсивности пучка Бесселя-Гаусса первого порядка. Данный факт свидетельствует о том, что наши предварительные предположения о наличии оптического вихря на оси полихроматического пучка Бесселя-Гаусса первого порядка, полностью подтвердилось.

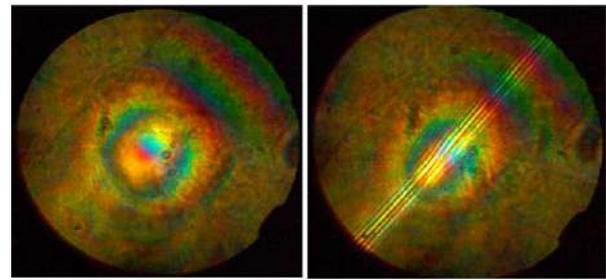


Рис. 2. Пучок Бесселя-Гаусса первого порядка (а) и его интерференционная картина (б)

### 3. ВЫВОДЫ

В данной работе на примере пучков Бесселя-Гаусса показано, что данный тип пучков может быть сформирован при помощи источников света, которые являются временно некогерентными широкодиапазонными (полихроматическими). В данной работе нами было показано, что когерентность светового излучения серьезнейшим образом влияет на формирование пучков Бесселя-Гаусса при условии отсутствия дисперсии для различных типов излучения, как для фемтосекундного, так и для непрерывного излучения. Как показывают наши исследования, источники полихроматического света действительно позволяют формировать пучки Бесселя-Гаусса нулевого и первого порядков и представляют интерес в областях кристаллографии, генерации плазмы, и др.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 20-37-90068, № 20-37-90066, № 19-29-01233).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nye, J.F. Natural Focusing and Fine Structure of Light. Caustics and Wave Dislocations / J.F. Nye // Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1999. – 327 p.
- [2] Снайдер, А. Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.
- [3] Fischer, P. White light propagation invariant beams / P. Fischer, C.T.A. Brown, J.E. Morris, C. López-Mariscal, E.M. Wright, W. Sibbett, K. Dholakia // Optics Express. – 2005. – Vol. 13(17). – P. 6657-6666.
- [4] Soifer, V.A. Laser beam mode selection by computer-generated holograms / V.A. Soifer, M.A. Golub. – Boca Raton: CRC Press, 1994. – 224 p.
- [5] Kotlyar, V.V. Vortex Laser Beams / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev. – Boca Raton: CRC Press, 2018. – 404 p.
- [6] Basisty, I. Optical wavefront dislocations and their properties / I. Basisty, M. Soskin, M. Vasnetsov // Opt. Commun. – 1995. – Vol. 119. – P. 604-612.
- [7] Volyar, A.V. Vector singularities of Gaussian beams in uniaxial crystals: Optical vortex generation / A.V. Volyar, T.A. Fadeeva, Y.A. Egorov // Technical Physics Letters. – 2002. – Vol. 28(11). – P. 958-961.
- [8] Volyar, A.V. Fine structure of white optical vortices in crystals / A.V. Volyar, Y.A. Egorov, A. Rubass, T.A. Fadeeva // Technical Physics Letters. – 2004. – Vol. 30(8). – P. 701-704.

# Исследование спектральных и поляризационных оптических характеристик полимерных пленок с упорядоченными углеродными нанотрубками

С.В. Васин  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники им.  
В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
svasin@ulireran.ru

В.А. Сергеев  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники им.  
В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
sva@ulstu.ru

И.В. Фролов  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники им.  
В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
ilya-frolov88@mail.ru

**Аннотация**—Описана методика получения полимерных пленок с магниточувствительными многостенными углеродными трубками (М-МУНТ), отвержденных в магнитном поле и в его отсутствии. Представлены результаты измерений и сравнительного анализа спектров пропускания, коэффициентов поглощения и поляризационных характеристик пленок поливинилового спирта (ПВС) с М-МУНТ.

**Ключевые слова**— многостенные углеродные нанотрубки, поливиниловый спирт, нанокмозитные полимеры, спектр пропускания, коэффициент поглощения, поляризация.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Анализу оптических свойств нанокмозитов с включениями различных по составу (диэлектрических, полупроводниковых, металлических, металлорганических) и по геометрии наночастиц в полимерных матрицах посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ. Наибольший интерес представляют работы, посвященные рассмотрению спектральных и поляризационных характеристик полимерных пленок с упорядоченными УНТ. Воздействие магнитным полем – один из широко используемых методов упорядочивания УНТ в полимерной матрице. Поскольку обычные УНТ обладают низкой магнитной восприимчивостью, для выравнивания УНТ в магнитном поле необходимы поля силой порядка 10-25 Тл [1]. Для решения этой проблемы используют УНТ, декорированные различными магниточувствительными наночастицами, например оксида железа  $Fe_3O_4$ . Такие УНТ проявляют высокую магнитную восприимчивость и могут выравниваться в магнитных полях, не превышающих 0,2 – 0,3 Т, легко достижимых в обычных лабораториях [2].

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе использовались МУНТ с диаметром 40–80 нм, синтезированные методом МОСVD на разработанной в Ульяновском государственном техническом университете экспериментальной лабораторной установке [3]. Трубки очищались от металлических примесей с помощью обработки в 2М растворе соляной кислоты (HCl) при температуре 80 °С в течение 24 ч. Для функционализации МУНТ прививкой полярных карбоксильных групп (COOH) трубки обрабатывались в смеси концентрированных серной ( $H_2SO_4$ ) и азотной ( $HNO_3$ ) кислот в объемном соотношении (3:1) при

постоянном перемешивании при 90 °С в течение 70 мин. Приготовление М-МУНТ, декорированных наночастицами  $Fe_3O_4$ , было выполнено по методике, описанной в [4]. Готовился раствор NaOH в диэтиленгликоле (ДЭГ) (10 мг/мл), который нагревали до 120°С в течение 1 ч при постоянном перемешивании, а затем охлаждали до 70°С и оставляли для дальнейшего использования. Очищенные и функционализированные МУНТ диспергировали в ДЭГ в концентрации 1 мг/мл с помощью ультразвуковой ванны. Затем к этой смеси добавляли железо (III) хлорное безводное ( $FeCl_3$ ) в соотношении к массе МУНТ 5:1 и перемешивали при 220°С в течение 30 минут. Затем к смеси добавляли приготовленный раствор NaOH/ДЭГ и продолжали перемешивание при 220°С еще в течение 1 часа. Наконец, смесь охлаждали, промывали этанолом и деионизированной водой. Полученные М-МУНТ сушили при 80°С в течении 12 ч. Далее М-МУНТ диспергировали в деионизированной воде с помощью ультразвукового устройства. Для улучшения совместимости М-МУНТ с полимерной матрицей перед диспергированием МУНТ в воду добавляли 0,1% додецилсульфата натрия (SDS). Затем раствор М-МУНТ смешивали с водным раствором ПВС в нужной пропорции. После этого необходимое количество раствора разливали в чашки Петри и сушили при комнатной температуре в течение 48 часов. В процессе сушки один из образцов (далее «м-пленка») сушился на поверхности неодимового магнита, второй образец (далее «с-пленка») сушился без воздействия магнитного поля. Напряженность магнитного поля магнита измерялась магнитометром АТЕ-8702 (Актаком) и составила 0,3 Тл. Таким образом, в магнитном поле формировались пленки с преимущественно вертикальной (нормальной к поверхности пленки) ориентацией УНТ. При этом степень ориентации УНТ, то есть средний угол отклонения оси УНТ от нормали определяется индукцией магнитного поля и исходной вязкостью водного раствора ПВС [2].

Спектры пропускания синтезированных по методике, описанной выше, нанокмозитных полимерных пленок с УНТ измерялись спектрометром OceanOptics USB2000 в диапазоне длин волн 380 – 1100 нм. В качестве источника света использовались лампа накаливания и УФ светодиод. У тонких пленок ПВС с М-МУНТ, отвержденных в поле постоянного магнита и без него, измерен коэффициент пропускания оптического излучения в диапазоне длин волн от 400 до 1000 нм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованы пленки с 5% содержанием М-МУНТ: «с-пленки» толщиной 30 мкм и «м-пленка» толщиной 10 мкм. На рис. 1, а представлены спектры пропускания пленок указанных типов. На рис. 1, б приведен спектр пропускания контрольной пленки, изготовленной из чистого ПВС без добавления М-МУНТ.

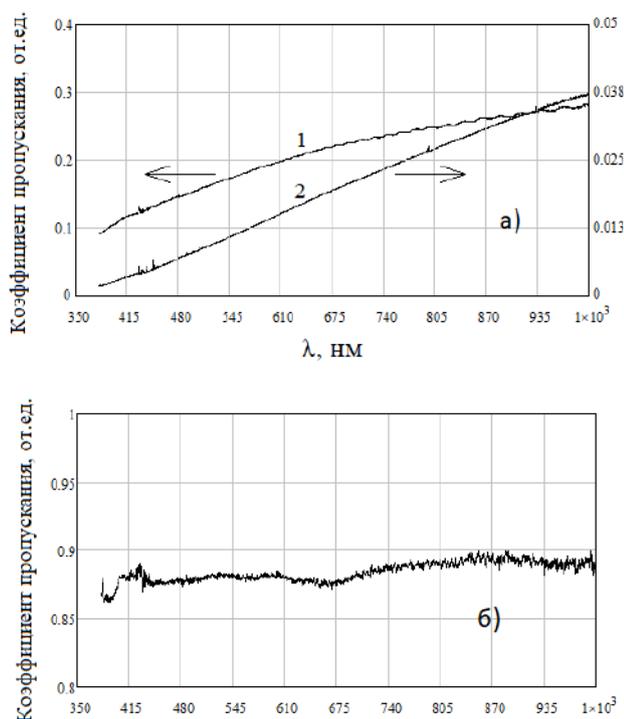


Рис. 1. Спектры пропускания пленок: а) пленки с 5% содержанием МУНТ: 1 – «м-пленка», 2 – «с-пленка»; б) пленка без МУНТ

Видно, что в исследованном диапазоне длин волн спектр пропускания пленки без МУНТ близок к равномерному, а спектры пропускания пленок с МУНТ имеют явно выраженную зависимость – монотонный рост коэффициента пропускания  $T$  с увеличением длины волны излучения; в УФ диапазоне коэффициент пропускания в несколько раз меньше, чем в ИК диапазоне. При этом крутизна зависимости коэффициента пропускания  $T_c(\lambda)$  «с-пленки», отвержденной без воздействия магнитного поля, заметно больше, чем крутизна зависимости коэффициента пропускания  $T_m(\lambda)$  «м-пленки». Это объясняется более выраженной вертикальной ориентацией МУНТ в «м-пленке».

На рис. 2 приведены спектры пропускания этих же образцов пленок, измеренные при облучении поляризованным светом. При измерениях между источником света и пленкой устанавливался поляризатор. Начальное положение принималось за  $0^\circ$ . Затем поляризатор поворачивался на угол, кратный  $45^\circ$ , и измерялись спектры прошедшего через пленку излучения. Затем пленку убрали и при тех же положениях поляризатора измеряли спектр излучения от источника света, прошедшего через поляризатор, и рассчитывали спектр пропускания.

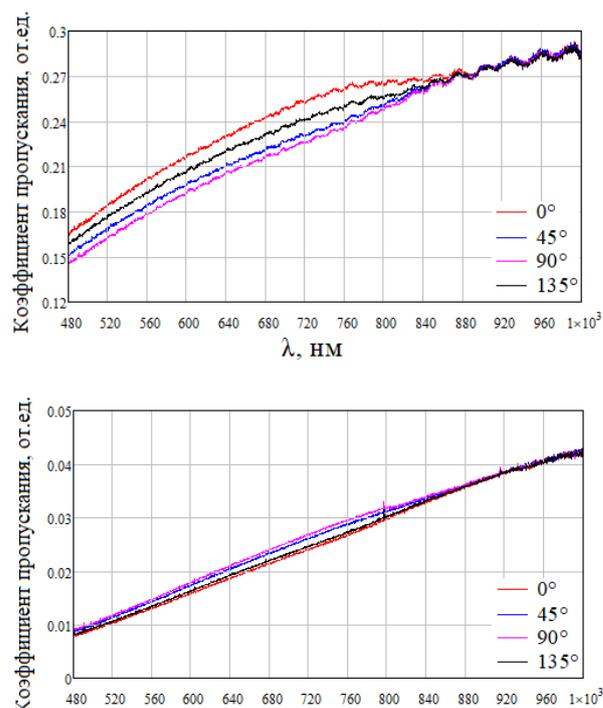


Рис. 2. Спектры пропускания оптического излучения различной поляризации светом «м-пленки» (а) и «с-пленки» (б)

Видно, что коэффициент пропускания «с-пленок» слабо зависит от угла поляризации света в диапазоне длин волн до 480 – 850 нм, поскольку для хаотично расположенных в матрице УНТ при вертикальном падении света различия в s- и p-поляризации излучения при взаимодействии со средой нет. При этом для «м-пленок» эта зависимость проявляется в большей степени, чем для «с-пленок», что, по-видимому, обусловлено наличием упорядоченной структуры УНТ в матрице полимера.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках государственного задания при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Ульяновской области, номер проекта № 19-42-730011.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kimura, T. Polymer Composites of Carbon Nanotubes Aligned by a Magnetic Field / T. Kimura, H. Ago, M. Tobita, S. Ohshima, M. Kyotani, M. Yumura // Adv. Mater. – 2002. – Vol. 14(19). – P. 1380-1383.
- [2] Vasin, S.V. Structure and electrical conductivity of polyvinyl alcohol films with multi-walled carbon nanotubes, cured in a magnetic field / S.V. Vasin, A.M. Nizametdinov, V.A. Sergeev, M.S. Efimov // Radioelectron. Nanosyst. Inf. Technol. – 2021. – Vol. 13(4). – P. 457-464.
- [3] Климов, Е.С. Некоторые аспекты синтеза многостенных углеродных нанотрубок химическим осаждением из паровой фазы и характеристики полу-ченного материала / Е.С. Климов, М.В. Бузаева, О.А. Давыдова // Журнал прикладной химии. – 2014. – Т. 87, № 8. – С. 1128-1132.
- [4] He, H. Synthesis of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/Pt Nanoparticles Decorated Carbon Nanotubes and Their Use as Magnetically Recyclable Catalysts / H. He, C. Gao // J. Nanomater. – 2011. – Vol. 2011(3). – P. 1-10.

# Применение датчика волнового фронта на основе согласованной фильтрации для настройки коллиматора лазерного излучения

П.А. Хорин

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
paul.95.de@gmail.com  
ORCID: 0000-0002-2248-614X

А.П. Порфирьев

Институт систем обработки изображений – филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самара, Россия  
porfirev.alexey@ipsiras.ru  
ORCID: 0000-0003-1297-4438

**Аннотация**—В работе исследуется эффективность применения двух типов датчиков волнового фронта на основе многоканального дифракционного оптического элемента для точной настройки коллиматора лазерного излучения. Один датчик согласован с базисными функциями Цернике, а второй с волновыми aberrациями. Выполнен сравнительный анализ полученных численных и экспериментальных результатов.

**Ключевые слова**— функции Цернике, датчик волнового фронта, многоканальные дифракционные оптические элементы, коллиматор.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Контроль качества, юстировка и сведения оптических осей каналов многоканальных приборов является актуальной задачей [1]. Обычно для коллимации лазерного излучения используется специальный прибор – коллиматор. Данное устройство предназначено для получения парааксиальных оптических пучков. Оптические коллиматоры часто используются для калибровки и юстировки оптических устройств [2], чтобы проверить, все ли элементы выровнены по оптической оси, и установить элементы на правильном фокусном расстоянии. Также оптический коллиматор можно применять для контроля сложных измерительных инструментов и определения их коллимационной ошибки [3].

В рамках данной работы рассматриваются два многоканальных дифракционных оптических элемента (ДОЭ), согласованные с полиномами Цернике и волновыми aberrациями, для настройки коллиматора лазерного излучения.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ОПТИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим круговые полиномы Цернике, которые представляют собой полное множество ортогональных функций на круге единичного радиуса [4]:

$$Z_{nm}(r, \varphi) = Z_N(r, \varphi) = A_n R_n^m(r) \begin{cases} \cos(m\varphi) \\ \sin(m\varphi) \end{cases} \quad (1)$$

где  $R_n^m(r)$  – радиальные полиномы Цернике :

$$R_n^m(r) = \sum_{p=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^p (n-p)!}{p! \left(\frac{n+m}{2} - p\right)! \left(\frac{n-m}{2} - p\right)!} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n-2p}, \quad (2)$$

$A_n$  – нормирующий множитель:

$$A_n = \sqrt{(n+1)/\pi}. \quad (3)$$

Аберрации волнового фронта, встречающиеся в оптических системах, обычно описываются в терминах функций Цернике следующим образом [5]:

$$W(r, \varphi) = \exp[i\psi(r, \varphi)], \quad (4)$$

$$\psi(r, \varphi) = 2\pi\alpha \sum_{n=0}^{n_{\max}} \sum_{m=0}^n c_{nm} Z_{nm}(r, \varphi). \quad (5)$$

Рассмотрим многоканальный фильтр [6], функция пропускания которого будет иметь следующий вид:

$$\tau(x, y) = \sum_{N=1}^{N_0} \tilde{\tau}(x, y) \exp[i(a_N x + b_N y)], \quad (6)$$

где  $N_0$  – количество функций, закодированных в фильтре;  $\tilde{\tau}(x, y) = \psi(x, y)$  – фильтр, согласованный с полиномами Цернике,  $\tilde{\tau}(x, y) = W(x, y)$  – фильтр, согласованный с волновыми aberrациями,  $a_N, b_N$  – параметры смещения дифракционного порядка относительно центра фильтра.

В качестве коллиматора лазерного излучения рассматривается оптическая схема (рис. 1), которая состоит из следующих элементов: РН – точечное отверстие (40 мкм); L – сферическая линза ( $f = 350$  мм); D – круглая диафрагма. Для регистрации полученного изображения используется камера САМ – видекамера TourCam UCMOS08000KPB с разрешением  $3264 \times 2448$  и размером пикселя 1,67 мкм. Источник света в виде Гауссова пучка (Laser) – твердотельный лазер ( $\lambda = 532$  нм).

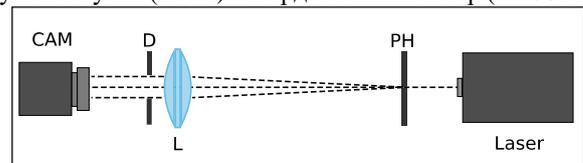


Рис. 1. Схема экспериментальной установки коллиматора лазерного излучения (Laser – твердотельный лазер, РН – точечное отверстие; L – сферическая линза; D – круглая диафрагма, САМ – видеокамера)

Для настройки рассматриваемого коллиматора предлагается дополнить оптическую схему пространственным модулятором света (ПМС) HOLOEYE LC 2012 с разрешением  $1024 \times 768$  пикселей и размером пикселя 36 мкм, работающим на пропускание лазерного излучения. ПМС позволяет закодировать комплексную функцию пропускания (6) для разложения исследуемого светового поля по функциям Цернике или волновым aberrациям соответственно. Оптическая схема для настройки коллиматора лазерного излучения представлена на рис. 2.

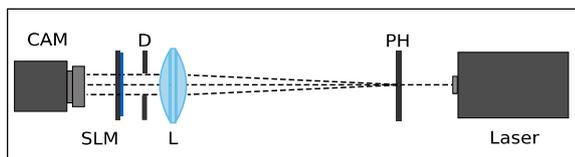


Рис. 2. Схема экспериментальной установки для настройки коллиматора лазерного излучения (Laser - твердотельный лазер, PH – точечное отверстие; L - сферическая линза; D - круглая диафрагма, SLM пропускающий ПМС, CAM – видеокамера)

Если лазерное излучение точно коллимировано, то в центрах дифракционных порядков для фильтра, согласованного с полиномами Цернике, наблюдается отсутствие корреляционных пиков. В случае, если хотя бы в одном из дифракционных порядков регистрируется корреляционный пик, то это индикатор того, что коллиматор сформировал не параксиальный пучок. Известно [7], что фильтр (6), согласованный с полиномами Цернике хорошо детектирует именно малые отклонения волнового фронта от эталонного (до  $0,4\lambda$ ). Таким образом можно говорить о точной настройке коллиматора при малых коллимационных ошибках, а по типу детектированной aberrации можно определить причину полученной ошибки.

Что касается фильтра, согласованного с волновыми aberrациями – при точно коллимированном лазерном излучении в центрах дифракционных порядков будут наблюдаться функции рассеяния точки (ФРТ) советующих aberrации. В случае, если хотя бы в одном из дифракционных порядков регистрируется изменение структуры ФРТ, то это индикатор того, что коллиматор сформировал не параксиальный пучок и требуется дополнительная настройка. Причём данный вид настройки предлагается использовать для определения диапазона коллимационных ошибок. Известно [8], что фильтр (6), согласованный с волновыми aberrациями хорошо детектирует средние (от  $0,25\lambda$  до  $0,4\lambda$ ) и большие (от  $0,4\lambda$  до  $\lambda$ ) отклонения волнового фронта.

Проведём численный и оптический эксперимент, в котором выполним точную настройку коллимации лазерного излучения Гауссова пучка с длиной волны  $\lambda = 532$  нм. На рис. 3 представлена интенсивность точно коллимированного лазерного излучения после прохождения фильтра (6) и схематическое расположение закодированных функций в соответствующих дифракционных порядках (рис. 3 (а, в) –  $\tilde{\tau}(x, y) = \psi(x, y)$  – фильтр, согласованный с полиномами Цернике; рис. 3 (б, г) –  $\tilde{\tau}(x, y) = W(x, y)$  – фильтр, согласованный с волновыми aberrациями).

Из результатов, полученных в численном и оптическом эксперименте, видно, что при действии второго фильтра (рис. 3 (б, г)) ни в одном дифракционном порядке не наблюдается значительного изменения структуры ФРТ относительно эталонных (рис. 3 (д)). Это говорит о настройке коллиматора лазерного излучения с хорошей точностью, но для более точной оценки необходимо использовать первый фильтр. Первый фильтр (рис. 3 (а, в)) не детектировал ни в одном центре ни одного из дифракционных порядков корреляционный пик (в центральном – шум, в (2,0) засветка). Это говорит о высокой точности настройки коллиматора лазерного излучения.

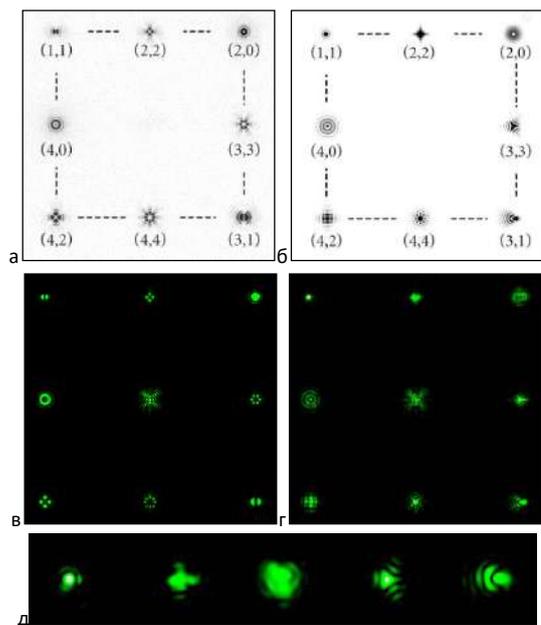


Рис. 3. Результаты численного и оптического эксперимента: фильтр, согласованный с (5) (а – численное моделирование, в – опт. эксперимент); фильтр, согласованный с (4) (б – численное моделирование, г – опт. эксперимент, д – эталонные ФРТ для aberrации (1,1) (2,2) (2,0) (3,3) (3,1) соответственно)

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование возможности применения двух типов датчиков волнового фронта на основе многоканального ДОЭ для настройки коллиматора лазерного излучения. Датчик, согласованный с волновыми aberrациями, эффективен для оценки диапазона коллимационных ошибок, а сенсор с базисными функциями Цернике – для точной настройки коллиматора.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-37-90129).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Абраменко, А.А. Калибровка взаимного расположения стереокамеры и трёхмерного сканирующего лазерного дальномера / А.А. Абраменко // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 2. – С. 220-230. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-2-220-230.
- [2] Silva, D.E. A simple interferometric technique for collimation testing // Appl Opt. – 1971. – Vol. 10(8). – P. 1980-1982.
- [3] Chee, S. New Optical Design Method of Floating Type Collimator for Microscopic Camera Inspection / S. Chee, J. Ryu, H. Choi // Appl. Sci. – 2021. – Vol. 11. – P. 6203. DOI:10.3390/app11136203.
- [4] Born, M. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light / M. Born, E. Wolf. – Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
- [5] Booth, M.J. Direct measurement of Zernike aberration modes with a modal wavefront sensor // Proc. SPIE. – 2003. – Vol. 5162. – P. 79-90.
- [6] Karpeev, S.V. Transverse mode multiplexing by diffractive optical elements / S.V. Karpeev, V.S. Pavelyev, V.A. Soifer, S.N. Khonina, M. Duparre // Proc. SPIE. – 2005. – Vol. 5854. – P. 1-12.
- [7] Khonina, S.N. Wavefront aberration sensor based on a multichannel diffractive optical element / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.P. Porfirev // Sensors. – 2020. – Vol. 20. – P. 3850. DOI: 10.3390/s20143850.
- [8] Хорин, П.А. Оптическое детектирование величины отдельных aberrаций при помощи многоканального фильтра, согласованного с фазовыми функциями Цернике / П.А. Хорин, С.Г. Волоотовский, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 4. – С. 525-533. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-906.

# Разработка автоматической регулировки усиления оптического сигнала в квантовом стандарте частоты на атомах рубидия-87

А.В. Шавшин

Санкт-Петербургский Политехнический университет  
Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
shavshin2107@gmail.com

В.В. Давыдов

Санкт-Петербургский Политехнический университет  
Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
ВНИИФ Российской академии наук  
Московская область, Россия  
davydov\_vadim66@mail.ru

**Аннотация**—Обоснована необходимость разработки новой конструкции автоматической регулировки усиления оптического сигнала для обеспечения стабильности выходных параметров квантового стандарта частоты (КСЧ) на атомах рубидия - 87 при различных внешних условиях его эксплуатации. Особенно это актуально при эксплуатации данного КСЧ в составе подвижных объектов различного назначения. Представлена новая схема автоматической регулировки усиления в оптическом тракте КСЧ на атомах рубидия-87. Подробно рассмотрен усилитель сигнала ошибки, формируемой на фотоприемнике для управления сигналом СВЧ. Представлены экспериментальные исследования метрологических характеристик квантового стандарта частоты на атомах рубидия – 87 с автоматической регулировкой усиления. Подтверждена обоснованность разработанной схемы автоматического усиления для нового стандарта частоты на атомах рубидия - 87.

**Ключевые слова**— квантовый стандарт частоты, оптический сигнал, автоматическая регулировка усиления, СВЧ-тракт, сигнал ошибки, девиация Аллана.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время с приходом новых технологий вопрос о точном измерении частоты и времени является наиболее актуальным для различных сфер жизни [1, 2]. Особенно большое внимание уделяется космическим аппаратам, используемым для спутниковой навигации или же зондирования Земли. Квантовые стандарты частоты являются в них одним из основных функциональных блоков, выполняющих синхронизацию спутников друг с другом или синхронизацию спутника с базовыми станциями на Земле. В настоящее время разработано большое число моделей КСЧ для космического применения. Одним из них является квантовый стандарт частоты на атомах рубидия – 87.

Эти стандарты частоты используются в системах ГЛОНАСС и GPS в качестве синхронизирующих генераторов, а также на подвижных объектах в земной атмосфере. В каждой области существуют свои требования к точности получаемых данных. При зондировании Земли точность результатов является одним из главных факторов. Создание кварцевых часов было бы невозможным без сопутствующего развития технологии создания осцилляторов, стандартов частоты и методов синхронизации. Оборудование, используемое в этих сферах деятельности, имеет различные требования к

точности и стабильности частоты задающих генераторов. Выполнение этих требований в спутниковых системах имеет ряд дополнительных трудностей, связанных как с особенностями среды функционирования, так и с автономностью самого объекта. Одним из главных факторов, влияющих на точность при зондировании, являются системные погрешности, вносимые аппаратурой космического комплекса [1]. Это приводит к ошибкам при формировании сигнала с фотоприемника после регистрации оптического излучения. Эти ошибки необходимо устранять.

Одним из элементов их устранения является автоматическая регулировка усиления (АРУ) для рубидиевого стандарта частоты. При изменении температуры окружающей среды или иного внешнего воздействия, выходные характеристика стандарта частоты без системы АРУ претерпевают изменения, от которых необходимо избавляться. Модернизация конструкции КСЧ на атомах рубидия – 87 и изменение условий его эксплуатации требует разработки новых систем АРУ.

## 2. КВАНТОВЫЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ НА АТОМАХ РУБИДИЯ – 87 И СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОЙ РЕГУЛИРОВКИ УСИЛЕНИЯ

За последние годы конструкция КСЧ на атомах рубидия – 87 не претерпела существенных изменений по принципу построения функциональных блоков [2]. На рис. 1 представлена структурная схема КСЧ на атомах рубидия – 87. Система автоматической регулировки усиления расположена в преобразователе частоты. Принцип работы, которого устроен следующим образом: с кварцевого генератора поступает сигнал 5 МГц на два кольца ФАПЧ, первое настроено на 100 МГц, второе на 6,8 ГГц. Также параллельно сигнал с кварцевого генератора подаётся на синтезатор частоты, настроенный на частоту 34,5 МГц. Частота сигнала, с которого выходит не постоянная, а с периодической амплитудной модуляцией. Далее эти два сигнала смешиваются, получая на выходе сигнал с точной частотой 6,834 ГГц, который поступает на систему АРУ, предназначенной для стабилизации уровня сигнала на одном уровне. После прохождения АРУ, сигнал поступает на аттенюатор, необходимый для конечной корректировки уровня сигнала на выходе. После этого выходной сигнал поступает на квантовый дискриминатор, формирующий

сигнал ошибки, который необходим для корректировки работы кварцевого генератора.

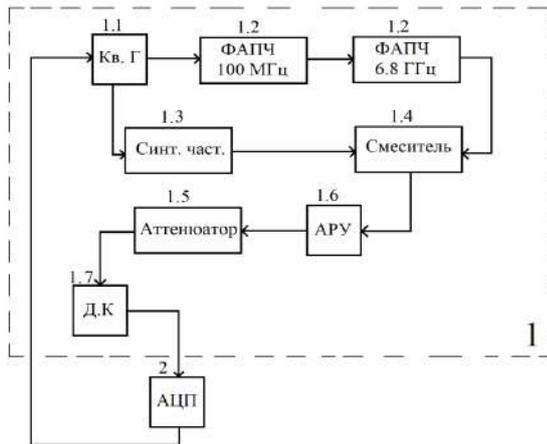


Рис. 1. Структурная схема рубидиевого стандарта частоты: 1 – преобразователь частоты; 1.1 – кварцевый генератор; 1.2 – кольцо фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ); 1.3 – синтезатор частоты; 1.4 – смеситель; 1.5 – аттенуатор; 1.6 – автоматическая регулировка усиления; 1.7 – квантовый дискриминатор; 2 – аналого-цифровой преобразователь (АЦП)

На рис. 2 представлена принципиальная схема разработанной системы АРУ.

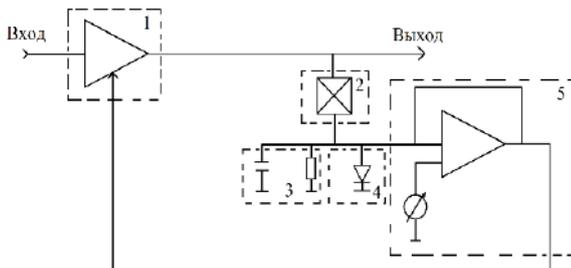


Рис. 2. Схема автоматической регулировки усиления рубидиевого стандарта частоты: 1 – усилитель напряжения СВЧ сигнала на полевом транзисторе; 2 – направленный ответвитель; 3 – фильтр нижних частот; 4 – детекторный диод; 5 – усилитель сигнала «ошибки», для управления питанием полевого транзистора, первого усилителя

На вход системы поступает заведомо ослабленный по напряжению сигнал, поэтому его необходимо будет усилить, чтобы на выходе системы итоговая мощность сигнала была равна 20 мкВт. Для этого будет использован усилитель на полевом транзисторе (1). Далее для формирования сигнала «ошибки» часть сигнала проходит через направленный ответвитель (2) в цепь регулировки питания полевым транзистором первого усилителя, а часть сигнала подаётся на выход системы. Далее будущий сигнал «ошибки» необходимо продетектировать, для получения постоянной составляющей сигнала.

Для этих целей будет использован детекторный СВЧ-диод (4). После детектирования сигнал в разных случаях будет иметь разную амплитуду, поэтому необходимо иметь возможность подстраивать его амплитуду на необходимый для нас уровень. Для этого используется

усилитель сигнала «ошибки» на операционном усилителе (5).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ

В качестве примера в работе приведены результаты исследования характеристик КСЧ в диапазоне изменения температур от  $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$  до  $35\text{ }^{\circ}\text{C}$  в соответствии с возможными техническими условиями эксплуатации прибора.

Опытный образец АРУ был включен в состав конструкции КСЧ, у которого были измерены выходные характеристики. После обработки полученных данных были построены графики зависимости значений дисперсии Аллана  $\sigma(\tau)$  от времени  $\tau$  для модернизированной и предыдущей конструкции КСЧ рис. 3.

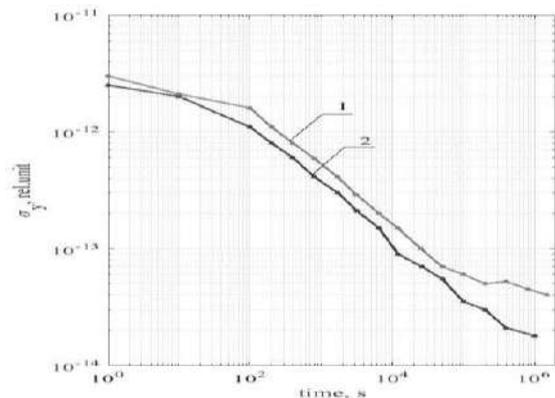


Рис. 3. График зависимости значений дисперсии Аллана от времени с использованием новой системы АРУ (график 2) и ранее используемой (график 1) в КСЧ

Полученные результаты показывают улучшение дисперсии Аллана  $\sigma(\tau)$  на 12%. Исследования работы КСЧ проводились в течении 12 суток в температурной камере.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты анализа работы опытного образца показали, что выбранная схема реализации работает корректно и внедрение системы автоматической регулировки усиления улучшает выходные характеристики преобразователя частоты. Система АРУ позволила уменьшить значения дисперсии Аллана на 12%.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Петров, А.А. О возможности применения метода прямого цифрового синтеза при разработке синтезаторов частоты для квантовых стандартов частоты / А.А. Петров, В.В. Давыдов, Н.М. Гребеникова // Радиотехника и электроника. – 2018. – Т. 63, № 11. – С. 1159-1164.
- [2] Риле, Ф. Стандарты частоты: принципы и приложения / Ф. Риле. – М.: Физматлит, 2009. – 511 с.

# Dynamics of two-photon Tavis-Cummings model with Kerr media

E.K. Bashkirov  
Samara National Research University  
Samara, Russia  
bashkirov.ek@ssau.ru

**Abstract**—We investigated the entanglement dynamics between two qubits not-resonantly interacting with a one-mode field of lossless cavity with Kerr media through degenerate two-photon transitions. We obtained the exact solution for time-dependent density matrix and calculated on its basis the qubit-qubit entanglement parameter – concurrence. The results show that Kerr media and detuning greatly affected the entanglement behavior. More interestingly, that for initial entangled qubits states Kerr media and detuning avoids the entanglement sudden death effect.

**Keywords**— qubits, cavity, two-photon transitions, detuning, Kerr media, entanglement, concurrence.

## 1. INTRODUCTION

Studies of qubit-qubit entanglement in many-particle systems nowadays are still of vital importance because non-local correlations or entanglement is at the core of quantum technologies, quantum computing and quantum communications. The entanglement can be observed in various physical systems such as neutral atoms, superconducting circuits, spin systems, trapped ions, quantum dots, Bose–Einstein condensates and so on [1]. Superconducting (SC) circuits are eventually good prospects to execute quantum qubits, and provide a convenient controlling on qubits in diverse domains of quantum calculations and information communication [1]. The superconducting qubit interacted with a quantized fields of coplanar 1D resonators is considered as one of the excellent examples which can be theoretically characterized through the Jaynes Cummings model [2]. It is well known that JCM is the simplest physical model that describes the interaction of a natural or artificial two-level atom (qubit) with a single-mode cavity field, and was used to understand a wide variety of phenomena in quantum optics and informatics. During last decades the numerous generalizations of the JCM have been investigated. A large number of authors (see Refs in [3]) studied the dynamics of two-level atoms interacting with field of one-mode cavity with a Kerr-like medium. In practice, Kerr nonlinearities in atomic systems  $\chi$  are, however, often small in comparison to photon loss rate  $\kappa$ , making the observation of these non-classical states of light difficult. As an alternative approach, the strong photon-photon interaction in superconducting quantum circuits chains in a cavity with  $\chi/\kappa: 30$  can readily be realized experimentally [4].

As well known, the interactions between qubits degrade the quality of the entanglement. But it can also induce entanglement. In particular, Kim et al. [5] investigated the atom-atom entanglement in the system of two identical two-level atoms with one-photon transitions induced by a single-mode thermal field. They have shown that a chaotic field with minimal information can entangle atoms prepared initially in a separable state. The entanglement between two identical

two-level atoms through a nonlinear two-photon interaction with one-mode thermal field has been studied by Zhou et al. [6]. They have shown that atom-atom entanglement induced by a nonlinear interaction is larger than that induced by a linear interaction. Recently, we considered the dynamics of two superconducting qubits interacting with one-mode electromagnetic field of an lossless cavity with a Kerr medium via one-photon transition and showed that the Kerr nonlinearity can enhance the maximum degree of entanglement induced by the Fock and thermal cavity field [3].

It is of interest to investigate the entanglement between two identical qubits interacting with a Fock, coherent or thermal cavity field through two-photon interaction. In this paper, we study the influence of a detuning and Kerr nonlinearity on atomic entanglement for system consisting of two identical qubits nont-resonantly interacting with one-mode cavity field by means of two-photon transitions.

## 2. MODEL

We consider two identical qubits not-resonantly interacting with one-mode cavity field. We suppose that qubit-field coupling constants are equal. We suppose also that there is an additional Kerr medium in the cavity. The interaction Hamiltonian for considered system under rotating wave approximation can be written as

$$H = \sum_{i=1} \hbar \Delta \sigma_i^z + \sum_{i=1}^2 \hbar g (\sigma_i^+ a^2 + \sigma_i^- a^{\dagger 2}) + \hbar X (a^\dagger)^2 a^2, \quad (1)$$

where  $\sigma_i^z$  is the quasi-spin inversion operator,  $\sigma_i^+ = |+\rangle_i \langle -|$  and  $\sigma_i^- = |-\rangle_i \langle +|$  are the transition operators between the excited  $|+\rangle_i$  and the ground  $|-\rangle_i$  states in the  $i$ -th qubit ( $i=1,2$ ),  $a^\dagger$  and  $a$  are the creation and the annihilation operators of photons of the cavity mode,  $g$  is the coupling constant between qubits and the cavity mode,  $X$  is the Kerr nonlinearity and  $\Delta$  is the detuning between the qubit transition frequency  $\omega_0$  and twice cavity mode frequency  $\omega$ :  $\Delta = \omega_0 - 2\omega$ .

The initial qubits state is assumed to be separable

$$|\Psi(0)\rangle_Q = |+,+\rangle, |\Psi(0)\rangle_Q = |+,-\rangle, |\Psi(0)\rangle_Q = |-, -\rangle, \quad (2)$$

or entangled

$$|\Psi(0)\rangle_Q = \cos \theta |+, -\rangle + \sin \theta |-, +\rangle. \quad (3)$$

Here the parameter  $0 \leq \theta \leq \pi/2$  defines the amount of initial atomic entanglement. Value  $\theta = \pi/4$  corresponds to maximum degree of atomic entanglement.

The initial cavity mode state are assumed to be a Fock with initial wave-function

$$|\Psi(0)\rangle_F = |n\rangle \quad (n=0,1,2,\dots), \quad (4)$$

coherent with initial wave-function

$$|\Psi(0)\rangle_F = \sum_n C_n |n\rangle, \quad (5)$$

where  $C_n = e^{-\bar{n}/2} \bar{n}^n / \sqrt{n!}$ ,  $\bar{n}$  is the coherent cavity mean photon number or thermal one-mode state with density matrix

$$\rho_F(0) = \sum_n p_n |n\rangle\langle n|, \quad (6)$$

where weight coefficients are  $p_n = \bar{n}^n / (1+\bar{n})^{n+1}$ ,

$\bar{n}$  is the thermal cavity mean photon number  $\bar{n} = (\exp[\hbar\omega/k_B T] - 1)^{-1}$ ,  $k_B$  is the Boltzmann constant and  $T$  is the equilibrium cavity temperature.

### 3. CONCURRENCE CALCULATIONS

Using the dressed states of the model with Hamiltonian (1), we derived the exact solution of Liouville equation for whole statistical operator  $\rho_{Q+F}(t)$ . By averaging the density matrix over the radiation parameters, we get two-qubits statistical operator needed to calculate the qubit-qubit entanglement criterion:  $\rho_Q(t) = \text{Tr}_F \rho_{Q+F}(t)$ .

We used the Wootters's criterion or concurrence to investigate the qubit-qubit time-dependent behavior [7]. Wootters proposed the quantitative measure of entanglement of two qubits. It is based on the application of the so-called "spin-flip" transformation, or the "inverted spins" matrix, which is defined as follows  $\rho_Q = (\sigma_y \otimes \sigma_y) \rho_Q^* (\sigma_y \otimes \sigma_y)$ ,

where  $\rho_Q^*$  is the complex conjugation  $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$  is the  $y$ -component of Pauli matrix. The concurrence can be define in the form

$$C = \max \left\{ \sqrt{\lambda_1} - \sqrt{\lambda_2} - \sqrt{\lambda_3} - \sqrt{\lambda_4}, 0 \right\}, \quad (7)$$

where  $\lambda_m$  are the eigenvalues of the  $\rho_Q \tilde{\rho}_Q$ , in descending order. Using the exact formulae for qubit-qubit density matrix  $\rho_Q(t)$ , we calculated the time dependence of concurrence (7) for all considered initial states of qubits and cavity fields.

### 4. RESULTS AND DISCUSSION

Numerical calculations of concurrence for separable initial qubits (2) and different initial states of cavity field (4)-(6) showed that detuning and Kerr nonlinearity can greatly enhance the maximum degree of qubit-qubit entanglement. It is also shown that for initial qubits state  $|\Psi(0)\rangle_Q = |+, +\rangle$  the qubit-qubit entanglement induced by the cavity field arises only in the presence of detuning or Kerr nonlinearity. For entangled initial qubits state (3) and thermal cavity field states (6) the detuning and Kerr media lead to the disappearance of the entanglement sudden death effect. Fig. 1 shows the time dependence of concurrence for entangled initial qubits state (3) with  $\theta = \pi/4$  and thermal field with  $\bar{n} = 3$ . The solid line corresponds to the model without

detuning and Kerr nonlinearity and dashed line corresponds to model with  $\Delta = X = 3g$ .

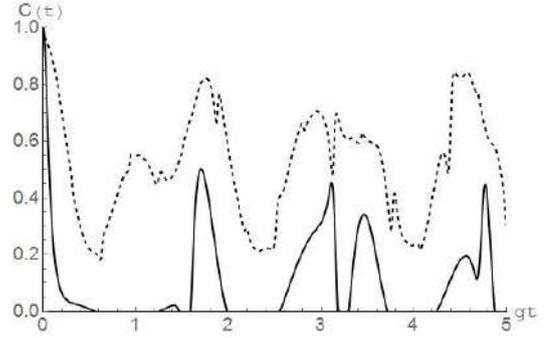


Fig. 1. Concurrence vs scaled time  $gt$  for entangled qubits state (3) with  $\theta = \pi/4$  and thermal cavity field with  $\bar{n} = 3$ . Parameters  $\Delta = X = 0$  (solid) and  $\Delta = X = 3g$  (dashed)

### 5. CONCLUSION

We studied dynamics of two identical qubits not-resonantly interacting with one-mode cavity field through the degenerate two-photon transitions taking into account the Kerr nonlinearity. The field is assumed to be in the Fock, coherent or thermal initial state and qubits are in different separable or Bell's type entangled initial state. We obtained the exact solution for the model under considerations. On its basis we calculated the qubit-qubit entanglement criteria – concurrence. The results showed that for separable initial qubits state the detuning and Kerr nonlinearity can greatly enhance the maximum degree of qubit-qubit entanglement. We also derived that for initially excited two qubits the qubit-qubit entanglement induced by the cavity field arises only in the presence of detuning or Kerr nonlinearity. For entangled initial qubits states and non-zero values of detuning and Kerr nonlinearity smoothes negativity amplitude fluctuations induced by the cavity field. In this case the effect of sudden death of entanglement dies away for thermal initial cavity state. These results may be useful for quantum information processing based on the entanglement.

### REFERENCES

- [1] Buluta, I. Natural and artificial atoms for quantum computation / I. Buluta, S. Ashhab, F. Nori // Rep. Prog. Phys. – 2011. – Vol. 74 – P. 1-34.
- [2] Shore, B.W. The Jaynes-Cummings Model / B.W. Shore, P.L. Knight // J. Mod. Opt. – 1992. – Vol. 40(7). – P. 1195-1238.
- [3] Evseev, M.M. Thermal entanglement in Tavis-Cummings model with Kerr nonlinearity / M.M. Evseev, E.K. Bashkurov // Proc. ITNT 6th IEEE Intern. Conf. Inf. Techn. Nanotechn. – 2020. – P. 1-5.
- [4] Kichmair, G. Observation of quantum state collapse and revival due to the single-photon Kerr effect / G. Kichmair // Nature. – 2013. – Vol. 495. – P. 205-209.
- [5] Kim, M.S. Entanglement induced by a single-mode heat environment / M.S. Kim, J. Lee, D. Ahn, P.L. Knight // Phys. Rev. – 2002. – Vol. A65. – P. 1-4.
- [6] Zhou, L. Entanglement induced by a single-mode thermal field and criteria for entanglement / L. Zhou, H.S. Song // J. Opt. – 2002. – Vol. B4. – P. 425-429.
- [7] Wootters, W.K. Entanglement of Formation of an Arbitrary State of Two Qubits / W.K. Wootters // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 80. – P. 2245-2248.

# Спектральные линзы для выделения кровеносных сосудов на коже

М.М. Хамза  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
mohammed.mohee.1986@gmail.com

В.А. Бланк  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самара, Россия  
veronika\_blank@mail.ru

В.В. Подлипов  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самара, Россия  
podlipnovvv@yandex.ru

**Аннотация**—В данной работе рассмотрена спектральная дифракционная линза для выделения кровеносных сосудов на коже. Для экспериментальных исследований используется камера Basler acA1920-40um с интерфейсом USB 3.0, CMOS-матрицей Sony IMX249 и частотой 41 кадр в секунду при разрешении 2,3 Мпикс, объективом которой выступает спектральная дифракционная линза, осуществляющая формирование изображения с соответствующими длинами волн 735 и 835 нм в области сенсора камеры. В качестве входного объектива выступает стандартный объектив 25мм, типа C-mount, в фокусе которого расположена щелевая диафрагма с размером щели 15 мкм. В работе также используется прикладное программное обеспечение, которое используется для решения задач спектрального анализа.

**Ключевые слова**— кровеносные сосуды на коже, гиперспектрометр, гиперкуб, спектральный анализ, спектральная линза.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Целью данного исследования является представление и оценка новой, портативной и простой в использовании технологии визуализации для исследования кровеносных сосудов на коже, основанной на применении спектральной дифракционной линзы с использованием стандартной цифровой камеры технического зрения.

Технологии визуализации внутренних структур тканей и кожных покровов в медицине могут давать важные знания о здоровье тканей, органов, кровеносной системы, наличие вторичных послеоперационных осложнений или проблем, связанных с сахарным диабетом. Примерами соответствующих областей исследований и клинической значимости для оценки микроциркуляции кожи являются разработка лекарств, в которых необходимо знать вазоактивные эффекты на микроциркуляторное русло, и состояния кожи, например, вызванные раздражением и аллергическими механизмами. Другие примеры можно найти в заживлении ран, мониторинге кожного трансплантата и физиологических aberrациях, таких как феномен Рейно, где диагностика все еще обычно основывается только на субъективных методах наблюдения, поскольку независимые от пользователя технологии еще не получили применения в клинической практике.

Поэтому разработка новых методов, позволяющих правильно и на ранней стадии диагностировать микрососудистые нарушения, ведущие к потенциально

серьезным состояниям, представляет общий интерес для многих исследовательских групп, занимающихся неинвазивными измерениями патологических состояний тканей кожи. Инструментальным методом, наиболее тесно связанным со стандартной визуальной оценкой, является оптическая спектроскопия [1], которая анализирует характеристики длины волны видимого света (от 400 до 650 нм), отраженного от кожи. При наличии соответствующего оборудования доступны и другие диапазоны длин волн, включая инфракрасный и ультрафиолетовый диапазоны, невидимые невооруженным глазом [2].

Неинвазивные дистанционные методы оптического наблюдения имеют преимущества и могут использоваться *in vivo*. Оптические методы в отличие от ультразвуковых, например, могут иметь более высокое разрешение, достигающее долей миллиметра. Одним из таких методов является оптическая когерентная томография, основанная на интерферометрии [3]. Однако, высокая стоимость ограничивает применение этой технологии в широкой практике. Для разработки новых, универсальных и дешевых технологий исследования может быть применены знания гиперспектрального зондирования кожи и тканей. [4].

На основе известных сведений о наиболее высоком контрастном выделении сосудов кожи от остальных тканей, можно указать что наибольший интерес представляют длины волн в диапазоне 550-850 нм. В данном диапазоне также возможен анализ содержания кислорода в крови с использованием анализа спектральных каналов в области длин волн 750 и 550 нм [5]. Изготовление спектральных дифракционных линз для указанных длин волн, таким образом, позволит проводить визуализацию и одновременный расчет разностного нормализованного индексного изображения для повышения контраста выделения сосудов

Способ расчета спектральных дифракционных линз (СДЛ) был подробно описан в [6], поэтому в рамках данной работы, мы не будем подробно его описывать.

Спектральная дифракционная линза для выделения сосудов на коже была изготовлена методом прямой лазерной записи на станции лазерной записи CLWS-2014 по фоторезисту ФП-3535, который был предварительно нанесен на кварцевую подложку методом центрифугирования толщиной 6 мкм. При этом высота формируемого микрорельефа составила около 4мкм.

Для удобства изготовления диаметр линзы был ограничен диаметром 12 мм, фокусное расстояние  $f = 70$  мм, было выбрано из соображения удобства при проведении экспериментальных исследований. На рис. 1а показано изображение микрорельефа СДЛ для разделения длин волн 735 нм и 835 нм, которые были получены в оптическом микроскопе.

На рис. 1б представлено изображение участка микрорельефа, где хорошо видна, в том числе, и тонкая структура СДЛ.

На рис. 1в представлена профилограмма, полученная по линии симметрии линзы в профилометре Tencor.

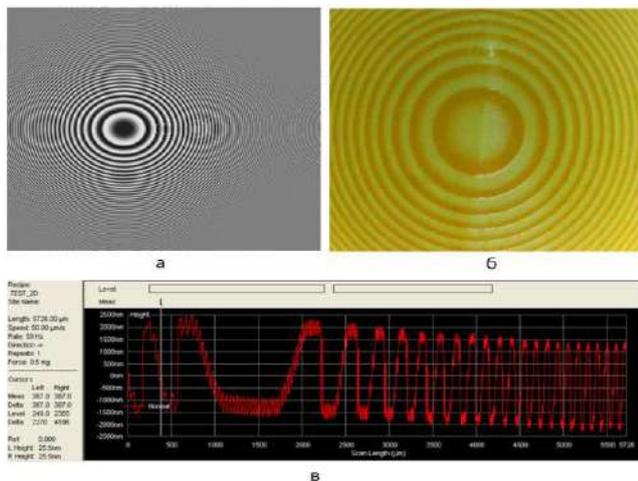


Рис. 1. Фазовая функция СДЛ (735 нм, 835 нм) (а), внешний вид центрального участка СДЛ (735 нм, 835 нм) с тонкой структурой под оптическим микроскопом (б), профилограмма СДЛ (735 нм, 835 нм), полученная вдоль линии симметрии линзы в профилометре Tencor

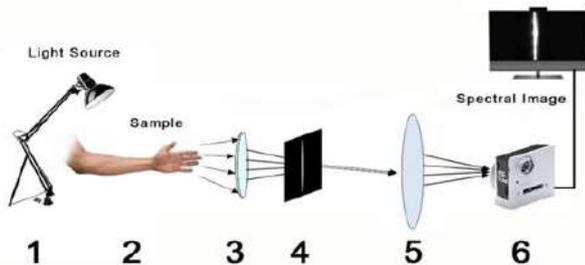


Рис. 2. Оптическая схема эксперимента: 1 – источник освещения, 2 – объект, 3 – линза, 4 – щелевая диафрагма, 5 – СДЛ, 6 – камера Basler acA 1920-40um

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СДЛ

Перед этим экспериментальным испытанием было одобрено исследование предплечья здорового 35-летнего испытуемого. Предплечье было освещено при помощи галогеновой лампы 1. При помощи линзы 3 формировалось изображение объекта 2 в плоскости щелевой диафрагмы 4 шириной 200 мкм, после чего СДЛ 5 формировала спектральное изображение на светочувствительной матрице камеры Basler acA 1920-40um. Основной принцип пользовательской оптической систе-

мы визуализации более точно показан на рис. 2, где ключевым элементом для получения необходимых гиперспектральных изображений была гиперспектральная (HIS) камера на основе изготовленной СДЛ со спектральным диапазоном светочувствительного сенсора 400 - 1000 нм Basler acA 1920-40um. Оптическая установка была закреплена во время сканирования на расстоянии 1,2 м от исследуемого образца.

За счет относительно небольшого расстояния до объекта расстояние между СДЛ и плоскостью регистрации составило 80 мм, где располагалась светочувствительная матрица камеры. На светочувствительной матрице регистрировались два порядка в -1 для длины волны 735 нм, в +1 для длины волны 835 нм.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для подтверждения работоспособности спектральной линзы для выделения кровеносных сосудов на коже изготовлена лабораторная установка. В рамках эксперимента была установлена щелевая диафрагма шириной отверстия 0,2 мм (200 мкм) в непрозрачном экране, через которую было осуществлено сканирование участка. В результате такого эксперимента на светочувствительной матрице зарегистрированы спектральные изображения, на основе которых при помощи специальной программы, были восстановлены изображения на длинах волн 735 нм и 835 нм. Это доказывает возможность использования такой линзы в качестве основы для выделения кровеносных сосудов на коже.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Результаты исследования были получены в рамках выполнения государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] O'Doherty, J. Sub-epidermal imaging using polarized light spectroscopy for assessment of skin microcirculation / J. O'Doherty, J. Henricson, C. Anderson, M.J. Leahy, G.E. Nilsson, F. Sjöberg // *Skin Research and Technology*. – 2007. – Vol. 13(4). – P. 472-473.
- [2] Attas, M. Visualization of cutaneous hemoglobin oxygenation and skin hydration using near-infrared spectroscopic imaging / M. Hewko, J. Payette, T. Posthumus, M. Sowa, H. Mantsch // *Skin Research and Technology*. – 2001. – Vol. 7(4). – P. 238-245.
- [3] Проскурин, С.Г. Визуализация кровеносных сосудов при помощи оптической когерентной томографии / С.Г.Проскурин, С.В. Фролов // *Медицинская техника*. – 2012. – Т. 3, № 273. – С. 9-14.
- [4] Lu, G. Medical hyperspectral imaging: a review / G. Lu, B. Fei // *Journal of biomedical optics*. – 2014. – Vol. 19(1). – P. 1-23.
- [5] Bjorgan, A. Estimation of skin optical parameters for real-time hyperspectral imaging applications / A. Bjorgan, M. Milanic, L.L. Randeberg // *Journal of biomedical optics*. – 2014. – Vol. 19(6). – P. 1-11.
- [6] Soifer, V.A. Methods for computer design of diffractive optical elements / L.L. Doskolovich, D.L. Golovashkin, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.S. Pavelyev, R.V. Skidanov, V.S. Solov'yev, G.V. Uspleniev, A.V. Volkov. – N.Y.: Wiley-Interscience, 2001. – 784 p.

# Внутренние и внешние возмущения структурированных вихревых пучков

А. Воляр

Физико-технический институт  
Крымского федерального  
университета им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
volyar@singular-optics.org

Е. Абрамочкин

Лаборатория когерентной оптики  
Физического института им. П.Н.  
Лебедева РАН  
Самара, Россия  
ega@fian.smr.ru

Ю. Акимова

Физико-технический институт  
Крымского федерального  
университета им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
yana\_akimova\_1994@mail.ru

М. Брецко

Физико-технический институт  
Крымского федерального  
университета им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
mihailbretcko4@gmail.com

Ю. Егоров

Физико-технический институт  
Крымского федерального  
университета им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
yuriy.crimea@gmail.com

**Аннотация**—В данной работе мы коснемся вопроса внутренних возмущений структурированных ЛГ пучков, вызванных гармонической модуляцией каждой ЭГ моды. Мы покажем, что, хотя возмущение вносится в каждую ЭГ моду, не вызывая связи между ними, в структурированном ЛГ пучке возникает перекрестная связь между модами в ЛГ базисе. При этом, несмотря на возрастание информационной энтропии Шеннона и ОУМ, полный топологический заряд (ТЗ) пучка остается неизменным

**Ключевые слова**— топологический заряд, структурированные пучки Лагерра-Гаусса, орбитальный и спиновый угловой момент.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью структурированных вихревых пучков является их способность переносить большие массивы данных за счет присущих им множества степеней свободы [1]: орбитальный (ОУМ) и спиновый угловой момент, а также радиальные квантовые числа вихревых мод [2]. Однако широкое применение структурированных пучков в различных областях нашей жизни [2] обеспечивается специальными устройствами, получивших название пространственные модуляторы света, что позволяет быстро обрабатывать огромные массивы данных [3]. Важнейшим свойством структурированных пучков является их структурная устойчивость к внешним возмущениям [4]. В частности были исследованы частные случаи разрушения и/или самовосстановления структурированных пучков при действии на них возмущений посредством фигурных диафрагм [5-7], а также случайных фазовых возмущений в многомодовых оптических волокнах [8]. В работе [9] мы рассмотрели преобразования тонкой структуры потоков энергии в структурированных пучках Лагерра-Гаусса (ЛГ), связанной с модуляцией мод Эрмита-Гаусса (ЭГ) в их составе. Знакопеременное возмущение ЭГ мод приводит к структурной перестройке критических точек пучка и изменению картины интенсивности, которая

сопровождается переходом между устойчивыми состояниями.

## 2. ВОЗМУЩЕНИЯ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ

Вихревой ЛГ пучок с комплексной амплитудой  $LG_{n,\ell}$  записывается в базисе ЭГ мод в виде [9]

$$LG_{n,\ell}(\mathbf{r} | \varepsilon, \theta) = \frac{(-1)^n}{2^{2n+3\ell/2} n!} \times \sum_{k=0}^{2n+\ell} (-2i)^k P_k^{(n+\ell-k, n-k)}(0) \varepsilon_k(\theta) HG_{2n+\ell-k,k}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

где  $P_k^{(n,\ell)}$  - многочлен Якоби, а  $HG_{2n+\ell-k,k}$  - комплексная амплитуда ЭГ моды. В стандартной форме параметр возмущения  $\varepsilon_k$  равен единице  $\varepsilon_k = 1$ . Внесем в каждую моду гармоническое возмущение

$$\varepsilon_k = 1 + \varepsilon e^{ik\theta}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon$  и  $\theta$  - амплитудный и фазовый управляющие параметры, соответственно, которые превращают стандартную ЛГ моду в структурированный ЛГ пучок, подверженный гармоническому возмущению каждой ЭГ моды.

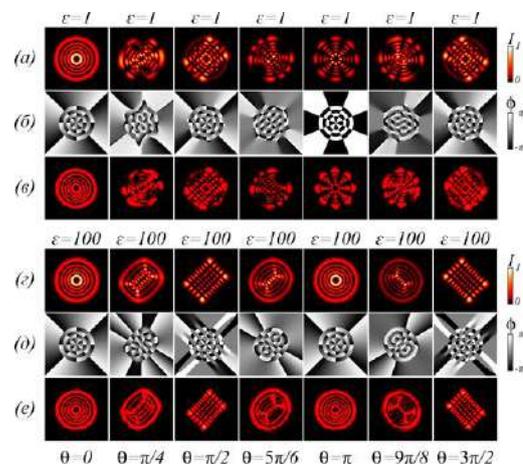


Рис. 1. Теоретическое (а,г) и экспериментальное (в,е) распределение интенсивности, фазы (б,д) для различных значений  $\varepsilon$ . (а-в)  $\varepsilon = 1$ , (г-е)  $\varepsilon = 100$  при  $\theta \in (0, 3\pi/2)$  для возмущенной  $LG_{n=4}^{\ell=4}$  моды

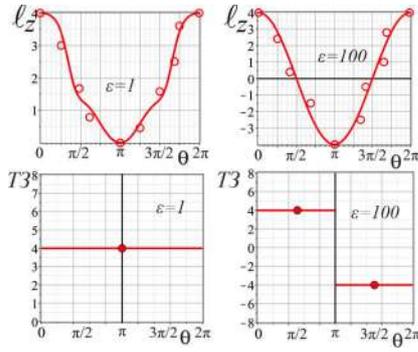


Рис. 2. ОУМ и полный топологический заряд структурированного пучка ЛГ с  $\ell=4; n=4$  и масштабными параметрами  $\varepsilon=1, \varepsilon=100$ , зависящими от параметра  $\theta$ . Сплошные кружки указывают на разрывы функции ТЗ

Характерное распределение интенсивности и фазы для структурированных ЛГ пучков при двух значениях амплитудного параметра  $\varepsilon=1$  и  $\varepsilon=100$  и различных фазовых параметрах  $\theta$  представлено на рис. 1. Две группы рис. (а)-(в) и (г)-(е) представляют собой два различных типа структурированных пучков для амплитудных параметров  $\varepsilon \leq 1$  и  $\varepsilon \gg 1$ . Действительно, оба типа пучка имеют исходное состояние с  $\theta=0$  в форме LG моды с ТЗ, равным  $\ell=4$ , и радиальным числом  $n=4$ . Например, при  $\theta=\pi/2$  первый тип пучка ( $\varepsilon=1$ , рис. 1а-в) переходит в устойчивое смешанное состояние с регулярной сеткой оптических вихрей в поперечном сечении, в то время как второй тип пучков пучка ( $\varepsilon=100$ , рис. 1г-е) превращается в стандартную ЭГ моду, повернутую на угол  $\varphi=\pi/4$ . При  $\theta=\pi$  первый тип пучка образует вырожденное состояние с лучами краевых радиальных дислокаций, а второй тип пучка превращается в стандартную ЛГ моду, но с противоположным знаком  $T3=-4$ . Было получено выражение (1) в базисе ЛГ мод

$$LG_{n,\pm\ell}^{(pert)}(\mathbf{r}|\varepsilon,\theta) - LG_{n,\ell}(\mathbf{r}) = \varepsilon \frac{\pm i^{2\ell-n} e^{\pm i(2n+\ell)\theta/2}}{2^{n+\ell} n!} \times \sum_{k=0}^{2n+\ell} (\mp i)^k c_k^{(n,n+\ell)} \cdot (-1)^{\min} 2^{\max} \min! LG_{\min, 2n+\ell-2k}(\mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $\min = \min(2n+\ell-k, k)$ ,  $\max = \max(2n+\ell-k, k)$  и

$$c_k^{(n,n+\ell)} = 2^{\max} \min! \sum_{j=\max(0, k-n+\ell)}^{\min(k, n)} (-1)^{k-j} \binom{n}{j} \binom{n+\ell}{k-j} \times (\sin \theta/2)^{n+k-2j} (-\cos \theta/2) \quad (4)$$

Зная амплитуды  $c_k^{(n,n+\ell)}$  ЛГ мод в (4) можно рассчитать ОУМ и информационную энтропию Шеннона [5], а, используя методы статьи [10] и выражение (3), можно найти ТЗ структурированного пучка при различных управляющих параметрах  $\varepsilon$  и  $\theta$ .

Изменение управляющего параметра  $\theta$  приводит к перекрестной связи между вторичными ЛГ модами таким образом, что энергия  $|c_k^{(n,n+\ell)}|^2$  равным образом

перераспределяется между ЛГ модами с противоположными знаками ТЗ при  $\varepsilon=1$  и  $\theta=\pi$ , в то время как при  $\varepsilon \gg 1$  ЛГ мода с отрицательным ТЗ подавляет ЛГ моду с положительным ТЗ так, что происходит конверсия знака ТЗ (см. рис.1). На рис.2 приведена зависимость ОУМ  $\ell_z(\theta)$  от управляющего параметра  $\theta$  для  $\varepsilon=1$  и  $\varepsilon=100$ . Мы видим, что ОУМ обращается в ноль  $\ell_z(\theta=\pi, \varepsilon=1)=0$ , но при  $\varepsilon=100$  ОУМ меняет знак  $\ell_z(\theta=\pi, \varepsilon=100)=-4$ . При  $\varepsilon \leq 1$ , ТЗ не изменяется во всем интервале параметра  $\theta \in (0, 2\pi)$ , но при  $\varepsilon=1$  возникает особая точка с  $T3=0$ , что соответствует вырожденному состоянию. В то же время, при  $\varepsilon=100$  наблюдается резкое изменение знака ТЗ=-4 при  $\theta=\pi$ . Это означает, что при больших значениях амплитудного параметра  $\varepsilon \gg 1$ , сохраняется модуль ТЗ за исключением единственной  $\theta=\pi$  точки с нулевым топологическим зарядом.

### 3. ВЫВОДЫ

В данной работе мы изучили вопрос внутренних возмущений структурированных ЛГ пучков, вызванных гармонической модуляцией каждой ЭГ моды. Мы показали, что, хотя возмущение вносится в каждую ЭГ моду, в структурированном ЛГ пучке возникает перекрестная связь между модами в ЛГ базисе.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 20-37-90068, № 20-37-90066, № 19-29-01233).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Shen, Yi. Structured ray-wave vector vortex beams in multiple degrees of freedom from a laser / Yi. Shen, Xi. Yang, D. Naidoo, X. Fu, A. Forbes // Optica. – 2020. – Vol. 7(7). – P. 820-831.
- [2] Volyar, A. Digital sorting perturbed Laguerre–Gaussian beams by radial numbers / A. Volyar, M. Bretsko, Ya. Akimova, Yu. Egorov // J. Opt. Soc. Ammer. A. – 2020. – Vol. 37(2920). – P. 959-968.
- [3] Forbes, A. Structured light / A. Forbes, M. de Oliveira, M.R. Dennis // Nature Photonics. – 2021. – Vol. 15. – P. 253-262.
- [4] Абрамочкин, Е. Современная оптика гауссовых пучков / Е. Абрамочкин, В. Волостников. – М.: Физматлит, 2010. – 184 с.
- [5] Volyar, A. Orbital angular momentum and informational entropy in perturbed vortex beams / A. Volyar, M. Bretsko, Ya. Akimova, Yu. Egorov // Opt. Lett. – 2019. – Vol. 44(29). – P. 5687-5680.
- [6] Воляр, А.В. Преобразование структурно устойчивых состояний спиральных пучков под действием секторных возмущений / А.В. Воляр, Я.Е. Акимова // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 6. – С. 789-799. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1009.
- [7] Volyar, A. Digital sorting perturbed Laguerre–Gaussian beams by radial numbers / A. Volyar, E. Abramochkin, M. Bretsko, Ya. Akimova // J. Opt. Soc. Ammer. A. – 2021. – Vol. 38(12). – P. 1793-1802.
- [8] Воляр, А.В. Цифровой анализ спекл картины хаотичной композиции мод и восстановление регулярного узора интенсивности после многомодового волокна / А.В. Воляр, М.В. Брещко, Я.Е. Акимова, Ю.А. Егоров // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 2. – С. 179-189. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-831.
- [9] Volyar, A. Fine structure of perturbed Laguerre–Gaussian beams: Hermite–Gaussian mode spectra and topological charge / A. Volyar, E. Abramochkin, Yu. Egorov, M. Bretsko, Ya. Akimova // Appl Opt. – 2021. – Vol. 59(25). – P. 7680-7687.
- [10] Kotlyar, V. Topological charge of a linear combination of optical vortices: topological competition / V. Kotlyar, A. Kovalev, A. Volyar // Opt Express. – 2020. – Vol. 28(6). – P. 8266-8281.

# Предельно короткие оптические импульсы в оптически анизотропной среде с углеродными нанотрубками в присутствии механической нагрузки

Н.Н. Конобеева  
Волгоградский государственный  
университет  
Волгоград, Россия  
yana\_nn@volsu.ru

А.С. Кульбина  
Волгоградский государственный  
университет  
Волгоград, Россия  
kylbinaa@gmail.com

М.Б. Белоненко  
Волгоградский государственный  
университет  
Волгоград, Россия  
mbelonenko@yandex.ru

**Аннотация**—В данной работе мы исследуем влияние акустического поля на динамику предельно короткого импульса в массиве углеродных нанотрубок, помещенных в оптически анизотропную среду. Акустическое поле вводится в рамках калибровочной теории. Выявлено влияние величины данного поля на характер распространения импульса в среде.

**Ключевые слова**— предельно короткий импульс, анизотропия, механическое напряжение.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Широко известно, что предельно короткие оптические импульсы длительностью в несколько фемтосекунд являются предметом пристального внимания исследователей в области нелинейной оптики на протяжении последних двух десятилетий [1, 2] благодаря большому количеству практических приложений.

Важным вопросом при изучении особенностей эволюции предельно коротких импульсов является выбор среды, в которой импульс распространялся бы стабильно. С этой точки зрения отличным кандидатом становятся углеродные нанотрубки (УНТ) [3], хорошо зарекомендовавшие себя в этом вопросе. В качестве анизотропной среды выступает диэлектрический кристалл с включенными в него углеродными нанотрубками (УНТ) [4]. При этом необходимо учитывать свойства самой среды, в которую включаются УНТ. В данной работе мы рассматриваем оптически анизотропную среду. В этом случае мы должны учитывать, как вторую поляризацию поля, так и разные значения скорости вдоль разных оптических осей диэлектрического кристалла [5].

В тоже время отметим, что не менее важным вопросом является изучение динамики импульса в среде под действием сильных внешних полей. Авторами рассмотрено влияние внешних деформаций в одномерном случае и двумерном случаях [6, 7]. В настоящей работе мы не только построим модель для трехмерного случая, но и обобщим ее на случай оптически анизотропной среды.

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Прежде чем перейти к записи уравнений опишем рассматриваемую нами систему. В диэлектрический кристалл с осями, сонаправленными координатным осям ОХ, ОУ и ОZ, помещен массив углеродных нанотрубок

под углом  $\alpha$  к оси ОХ. Взаимодействием между электронами УНТ пренебрегаем в силу больших расстояний между трубками (превышающих диаметр самих УНТ).

Система уравнений, описывающих распространение предельно короткого оптического импульса в анизотропной среде, при переходе к цилиндрической системе координат и с учетом отсутствия накопления заряда вдоль оси УНТ [8] имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{1}{V_x^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c} j_x(A_x); \\ \frac{1}{V_y^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_y}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \frac{4\pi}{c} j_y(A_y), \end{cases} \quad (1)$$

здесь  $A_x, A_y$  – ненулевые компоненты векторного потенциала электрического поля импульса,  $j=(j_x, j_y, 0)$  – плотность электрического тока,  $V_x, V_y$  – скорости импульса вдоль направлений  $x$  и  $y$  соответственно.

Акустическое поле учитывается с помощью калибровочной теории, и в конечном счете приводит к появлению поля напряжений  $A'$  [9], которое дает поправку к полю импульса:

$$A' = a \cdot u, \quad (2)$$

где  $a$  – коэффициент пропорциональности, зависящий от электронного параметра Грюнайна [10], коэффициента Пуассона и невозмущенного интеграла перескока электронов в УНТ,  $u$  – деформационное поле.

Таким образом, систему уравнений (1) можно переписать в виде:

$$\begin{cases} A_x + \beta \cos \alpha \sum_{q=1}^{\infty} b_q \sin \left( \frac{aq(eA_x \cos \alpha + eA_y \sin \alpha + A')}{c} \right) = 0; \\ A_y + \beta \sin \alpha \sum_{q=1}^{\infty} b_q \sin \left( \frac{aq(eA_x \cos \alpha + eA_y \sin \alpha + A')}{c} \right) = 0, \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \\ b_q &= \sum_S a_{sq} \int dp_z \cdot \cos(pq) F(p, s) = 0, \\ \beta &= 4\pi e n_0 \gamma a / c, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $F(p, s)$  – функция распределения Ферми,  $a_{sq}$  – коэффициенты разложения закона дисперсии электронов УНТ в ряд Фурье,  $n_0$  – концентрация электронов в УНТ,  $e$  – заряд электрона,  $a$  – длина связи С-С в УНТ,  $p$  –

компонента квазимпульса электрона проводимости вдоль оси нанотрубки,  $s = 1, \dots, m$ , тип УНТ ( $m, 0$ ).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Далее было проведено численное решение полученной системы уравнений при помощи явной конечно-разностной схемы при следующих параметрах системы: углеродные нанотрубки полупроводникового типа (13, 0), коэффициенты  $b_q$ , вычислялись при температуре  $T = 293$  К [11],  $V_x/V_y = 2$ . Шаги разностной схемы уменьшались последовательно в 2 раза, пока решение не изменялось в 6-м значащем знаке. Отношение шага по времени к шагу по координате составляет 1/3, что отвечает условию устойчивости.

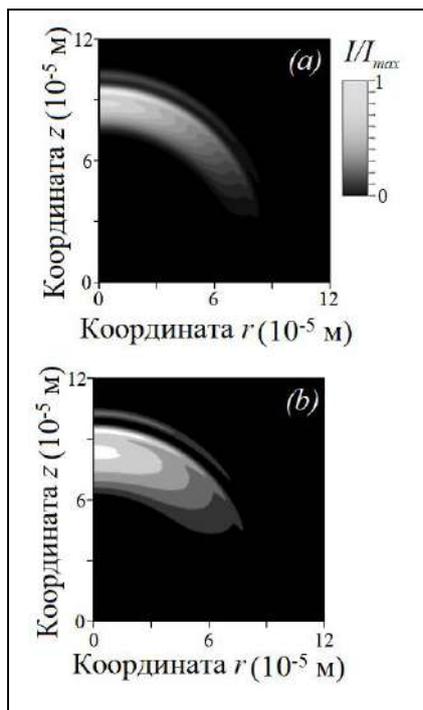


Рис. 1. Зависимость интенсивности электрического поля импульса для компоненты  $E_x$  от координат  $r$  и  $z$  для разных значений акустического поля: (a)  $u = 0,05$ ; (b)  $u = 0,1$ .  $I_{max}$  – максимальное значения интенсивности для случаев (a) и (b)

Влияние акустического поля представлено на рис. 1. Здесь мы приводим зависимость интенсивности поля импульса для компоненты, направленной вдоль оси ОХ. Видно, что увеличение акустического поля в 2 раза приводит к расплыванию импульса ( $\approx 30\%$ ) в продольном направлении.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сделаем основные выводы из проведенного исследования. Показано, что акустическое поле

оказывает существенное влияние на динамику предельно короткого оптического импульса при его распространении в оптически анизотропном кристалле с массивом углеродных нанотрубок. Выявлено, что величина механической нагрузки позволяет управлять продольной шириной импульса.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Н.Н. Конобеева и А.С. Кульбина благодарят за поддержку исследования Министерство науки и высшего образования РФ, Совет по грантам Президента РФ, грант № МД-3173.2021.1.2.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Andrianov, A.V. High-energy femtosecond pulse shaping, compression, and contrast enhancement using multicore fiber / A.V. Andrianov, N.A. Kalinin, M.Yu. Koptev, O.N. Egorova, A.V. Kim, A.G. Litvak // Optics Letters. – 2020. – V. 44(2). – P. 303-306. DOI: 10.1364/OL.44.000303.
- [2] Kozlov, S.A. Fundamentals of femtosecond optics / S.A. Kozlov V.V. Samartsev. – Cambridge: Woodhead Publishing, 2013. – 273 p.
- [3] Елецкий, А.В. Углеродные нанотрубки / А.В. Елецкий // УФН. – 1997. – Т. 167, № 9. – С. 945-972. DOI: 10.3367/UFN.0167.199709b.0945.
- [4] Li, D. Wavelength and pulse duration tunable ultrafast fiber laser modelocked with carbon nanotubes / D. Li, H. Jussila, Y. Wang, G. Hu, T. Albrow-Owen, R.C.T. Howe, Z. Ren, J. Bai, T. Hasan, Z. Sun. // Scientific Reports. – 2018. – Vol. 8. – P. 2738. DOI: 10.1038/s41598-018-21108-3.
- [5] Матвеев, А.Н. Оптика / А.Н. Матвеев. – М. Высшая школа. – 1985. – 351 с.
- [6] Ляпкосова, О.С. Предельно короткие оптические импульсы в деформированном графене в рамках калибровочной теории / О.С. Ляпкосова, Н.Г. Лебедев, М.Б. Белоненко // Физика твердого тела. – 2013. – Т. 55, № 12. – С. 2474-2478.
- [7] Konobeeva, N.N. Modeling of two-dimensional light bullets propagation in an array of carbon nanotubes taking into account the mechanical tension and magnetic field / N.N. Konobeeva, D.S. Skvortsov // Mathematical Physics and Computer Simulation. – 2020. – Vol. 23(3). – P. 36-43. DOI: 10.15688/mpcm.jvolsu.2020.3.4.
- [8] Zhukov, A.V. Three-dimensional electromagnetic breathers in carbon nanotubes with the field inhomogeneity along their axes / A.V. Zhukov, R. Bouffanais, E.G. Fedorov, M.B. Belonenko // J. Appl. Phys. – 2013. – Vol. 114. – P. 143106. DOI: 10.1063/1.4824370.
- [9] Vozmediano, M.A.H. Gauge fields in graphene / M.A.H. Vozmediano, M.I. Katsnelson, F. Guinea // Physics Reports. – 2010. – Vol. 496. – P. 109-148. DOI: 10.1016/j.physrep.2010.07.003.
- [10] Sanditov, D.S. On the Grüneisen parameter for crystals and glasses / D.S. Sanditov, V.V. Mantatov, M.V. Darmaev, B.D. Sanditov // Technical Physics. – 2009. – Vol. 54. – P. 385-388. DOI: 10.1134/S1063784209030098.
- [11] Zhukov, A.V. Collisions of three-dimensional bipolar optical solitons in an array of carbon nanotubes / A.V. Zhukov, R. Bouffanais, B.A. Malomed, H. Leblond, D. Mihalache, E.G. Fedorov, N.N. Rosanov, M.B. Belonenko // Phys. Rev. A. – 2016. – Vol. 94. – P. 053823. DOI: 10.1103/PhysRevA.94.053823.

# Modeling the formation of contour laser beams

A.K. Khozhaev  
Samara National Research University  
Samara, Russia  
atashkhozhaev20000@gmail.com

**Abstract**—The paper presents modeling results of the formation of polymorphic contour beams. The influence of various parameters on the curves properties investigated.

**Keywords**— Super Formula, Whittaker integral, Fourier transform, polymorphic contour beams.

## 1. INTRODUCTION

Laser radiation has found wide application in various fields of science and technology, for example, this technology has found its application for cooling atoms, manipulating particles, and processing materials [1-4]. The possibility of designing optical elements that allow controlling the optical flow opens up promising new prospects for the use of laser radiation [5-9].

There are situations when there is a need to concentrate radiation in narrow contour areas. To solve this problem, polymorphic contour bundles can be used [5, 10], as well as diffraction optical elements focusing into specified 2D and 3D curves [11-20].

A simple and convenient solution for the formation of arbitrary curves is the composition in one optical element of several elements focusing into some primitive distributions (points, lines, rings, spirals) [13, 21-23]. Compositions of diffraction-free beams can also be used to form given distributions [24-27]. Since the spatial spectrum of diffraction-free beams is defined on a narrow ring and the propagation operator of such beams can be reduced to a one-dimensional integral [11, 24, 28, 29], then the solution of the problem becomes even faster.

The expected applications of polymorphic contour beams include single-pulse laser lithography, laser surface microtreatment, and photo production of structures for fabrics of engineering frames or other complex structures, transportation of particles along programmed trajectories.

This paper presents modeling results of the formation of polymorphic contour beams. The influence of various parameters on the curves properties investigated.

## 2. THEORETICAL FOUNDATIONS

At the first stage, we will set the curve that we want to get in the focal plane.

To set and draw a certain specified curve, a developed program uses an expression known as the Super Formula (SF) that Johan Gielis propose in 2003 [30], while studying biological and other natural forms. The SF depends on parameters  $a, b, n_1, n_2, n_3, m$  :

$$R(t) = p(t) \left[ \left| \frac{1}{a} \cos\left(\frac{m}{4}t\right) \right|^{n_2} + \left| \frac{1}{b} \sin\left(\frac{m}{4}t\right) \right|^{n_3} \right]^{\frac{1}{n_1}}, \quad (1)$$

where  $m$  is an integer number, parameters  $a, b, n_1, n_2, n_3, m$  determine the periodic part of the curve,

the function  $p(t)$  is the function that is responsible for the asymmetric part,  $t$  is the polar angle.

For  $p(t) = p_0$  and  $q = (a, b, n_1, n_2, n_3, m)$ , where  $t \in [0, 2\pi]$ , it turns out a circle with a radius  $R(t) = p_0$ , while the other value  $q$  allow you to create a large set of closed polygons of various symmetries.

This paper proposes a simple method for generating a complex field based on a previously defined curve function (1). The expression has following form [5]:

$$E(x, y) = \int_0^T g(t) \exp\left[-i \frac{k}{f_0} R(t)(x \cos t + y \sin t)\right] dt, \quad (2)$$

where the parameter  $T$  defines the maximum value of the azimuth angle  $t$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  is the radiation wavelength,

$f_0$  is the focal length of the lens,  $R(t)$  and  $g(t)$  are parametric functions describing the shape of the curve and the distribution on the curve, respectively.

To model curve formation we use the Fourier transformation:

$$F(u, v) = \iint_{\Omega} E(x, y) \exp\left[i \left(\frac{2\pi}{\lambda f_0}\right)(xu + yv)\right] dx dy, \quad (3)$$

where  $\Omega: x^2 + y^2 \leq R_0$ ,  $R_0$  is the maximum of field size.

## 3. MODELING

Based on SF (1), we will simulate the formation of a curve.

Fig. 1 shows examples of constructing curves using various parameters.

Based on Whittaker integral (2), we will calculate the input field of the beam.

Fig. 2 demonstrates examples of calculated amplitudes and phases of the input fields for different curves.

The fig. 2 shows what the parameters of the amplitude and phase of the input field should be in order to obtain a certain curve.

The fig. 3 shows results of simulation the propagation of the input fields bounded by aperture  $R_0 = 3$  through the lens by Fourier transform (3).

Fig. 4 demonstrates a comparison of the results obtained with the expected ones.

The comparison shows that the expected curves has been formed, but intensity of the output field is uneven. Probably, this effect is related to the limitation of the parameter  $R_0$ . Then, we investigate the effect of this parameter.

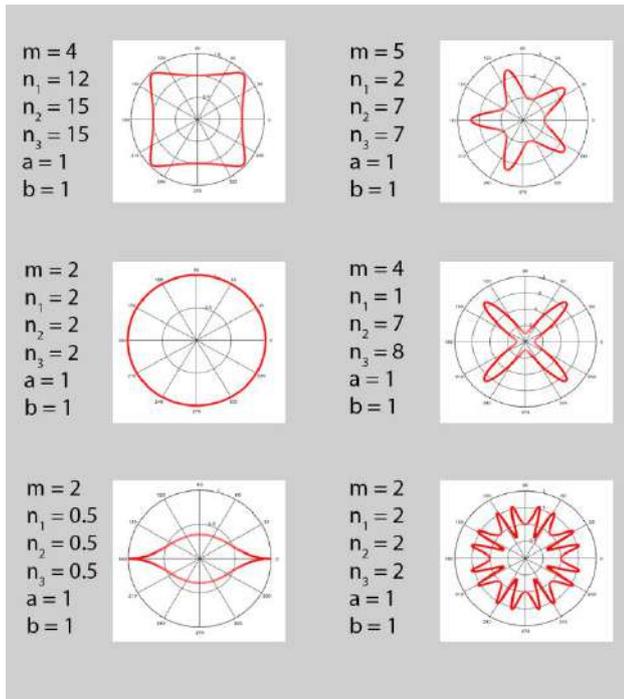


Fig. 1. Results of constructing of various curves

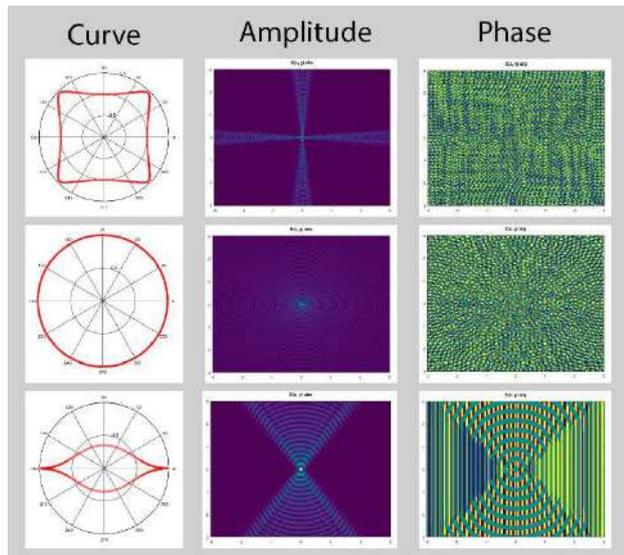


Fig. 2. Construction of the amplitudes and phases of the input fields

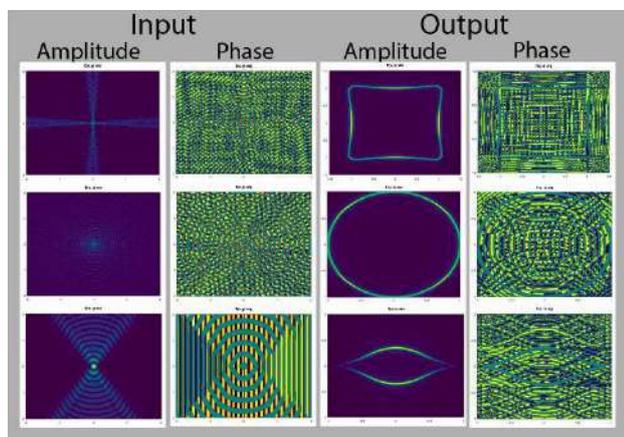


Fig. 3. Construction of the output fields for the bounded input fields

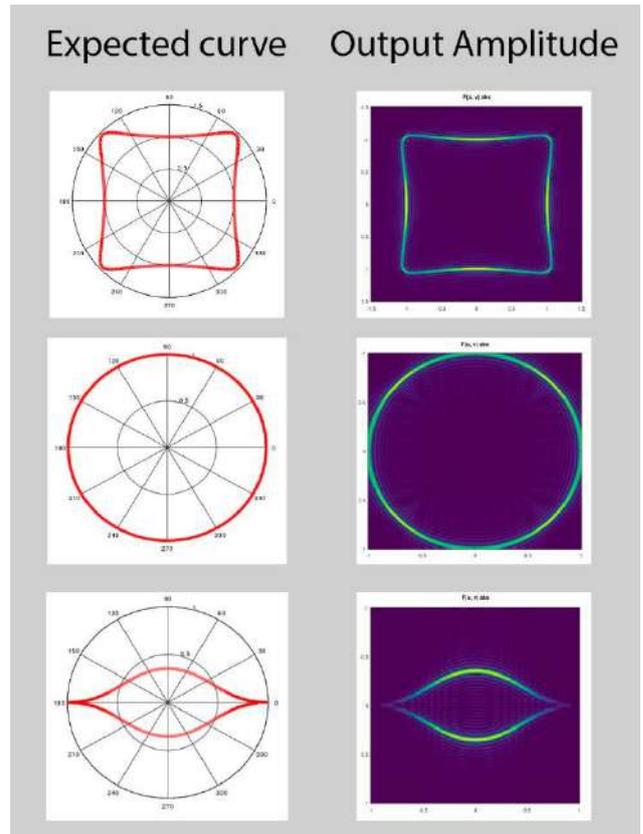


Fig. 4. Comparison expected curve and output field amplitude

#### 4. INVESTIGATION

We investigate the effect of the input field size  $R_0$  on the output field, especially on the amplitude.

The fig. 5 shows results of the investigation.

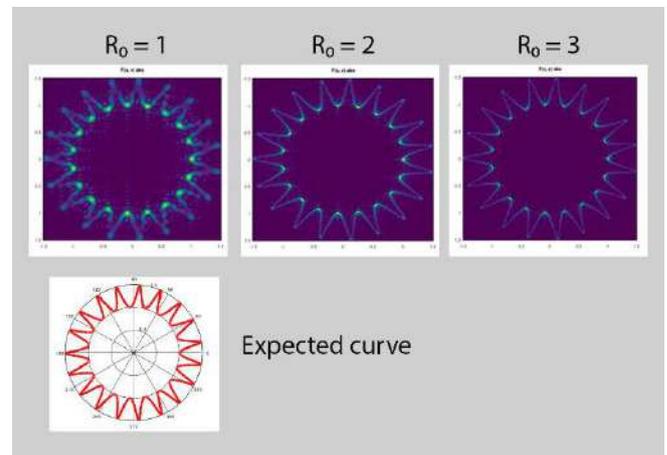


Fig. 5. Comparison expected curve and output field amplitude

Based on the conducted research, it is concluded that the larger the size of the input field, the more accurate the output curve will be.

#### 5. CONCLUSION

In this paper, considered and demonstrated approach to model the formation of polymorphic beams by using Super Formula, Whittaker integral and Fourier transformation. Investigations showed that the larger the size of the input field, the more accurate the output curve will be.

REFERENCES

- [1] Soifer, V.A. Optical Microparticle Manipulation: Advances and New Possibilities Created by Diffractive Optics / V.A. Soifer, V.V. Kotlyar, S.N. Khonina // *Physics of Particles and Nuclei*. – 2004. – Vol. 35(6). – P. 733-766.
- [2] Sekkat, Z. Laser nanofabrication in photoresists and azopolymers / Z. Sekkat, S. Kawata // *Laser Photonics Rev.* – 2014. – Vol. 8(1). – P. 1-26.
- [3] Hasegawa, S. Holographic femtosecond laser manipulation for advanced material processing / S. Hasegawa, Y. Hayasaki // *Adv. Opt. Tech.* – 2016. – Vol. 5. – P. 39-54.
- [4] Forbes, A. Structured light / A. Forbes, M. de Oliveira, M.R. Dennis // *Nat. Photonics*. – 2021. – Vol. 15. – P. 253-262.
- [5] Rodrigo, J.A. Polymorphic beams and nature inspired circuits for optical current / J.A. Rodrigo, T. Alieva // *Sci. Rep.* – 2016. – Vol. 6(1). – P. 35341.
- [6] Khonina, S.N. Inverse energy flux of focused radially polarized optical beams / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.A. Degtyarev // *Physical Review A*. – 2018. – Vol. 98. – P. 043823. DOI: 10.1103/PhysRevA.98.043823.
- [7] Syubaev, S. Chirality of laser-printed plasmonic nanoneedles tunable by tailoring spiralshape pulses / S. Syubaev, A. Zhizhchenko, O. Vitrik, A. Porfirev, S. Fomchenkov, S. Khonina, S. Kudryashov, A. Kuchmizhak // *Applied Surface Science*. – 2019. – Vol. 470. – P. 526-534. DOI: 10.1016/j.apsusc.2018.11.128.
- [8] Khonina, S.N. Generation of complex transverse energy flow distributions with autofocusing optical vortex beams / S.N. Khonina, A.P. Porfirev, A.V. Ustinov, M.A. Butt // *Micromachines*. – 2021. – Vol. 12(3). – P. 297. DOI: 10.3390/mi12030297.
- [9] Volyar, A.V. Structural stability of spiral beams and fine structure of an energy flow / A.V. Volyar, E.G. Abramochkin, E.V. Razueva, Ya.E. Akimova, M.V. Bretsko // *Computer Optics*. – 2021. – Vol. 45(4). – P. 482-489. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-885.
- [10] Rodrigo, J.A. Vector polymorphic beam / J.A. Rodrigo, T. Alieva // *Sci. Rep.* – 2018. – Vol. 8. – P. 7698.
- [11] Kotlyar, V.V. Iterative calculation of diffractive optical elements focusing into a three dimensional domain and the surface of the body of rotation / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer // *Journal of Modern Optics*. – 1996. – Vol. 43(7). – P. 1509-1524.
- [12] Abramochkin, E.G. Spiral-type beams: Optical and quantum aspects / E.G. Abramochkin, V.G. Volostnikov // *Opt. Commun.* – 1996. – Vol. 125(4-6). – P. 302-323.
- [13] Khonina, S.N. A method for design of composite DOEs for the generation of letter image // S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.V. Lushpin, V.A. Soifer // *Optical Memory and Neural Networks*. – 1997. – Vol. 6(3). – P. 213-220.
- [14] Soifer, V.A. Synthesis of a Binary DOE Focusing into an Arbitrary Curve, Using the Electromagnetic Approximation / V.A. Soifer, N.L. Kazanskiy, S.I. Kharitonov // *Optics and Lasers in Engineering*. – 1998. – Vol. 29(4-5). – P. 237-247.
- [15] Whyte, G. Experimental demonstration of holographic three-dimensional light shaping using a Gerchberg-Saxton algorithm / G. Whyte, J. Courtial // *New J. Phys.* – 2005. – Vol. 7(1). – P. 117.
- [16] Yang, D. Chiral optical field generated by an annular subzone vortex phase plate / D. Yang, Y. Li, D. Deng, Q. Chen, Y. Zhang, Y. Liu, J. Gao, M. Sun // *Opt. Lett.* – 2018. – Vol. 43(19). – P. 4594-4597.
- [17] Razueva, E. Multiple-twisted spiral beams // E. Razueva, E. Abramochkin // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2019. – Vol. 36(6). – P. 1087-1097. DOI: 10.1364/JOSAA.36.001089.
- [18] Khonina, S.N. Generation of multi-contour plane curves using vortex beams / S.N. Khonina, A.P. Porfirev // *Optik – International Journal for Light and Electron Optics*. – 2021. – Vol. 229(9). – P. 166299. DOI: 10.1016/j.ijleo.2021.166299.
- [19] Volyar, A.V. Reconstruction of stable states of spiral vortex beams / A.V. Volyar, E.G. Abramochkin, Y.E. Akimova, M.V. Bretsko // *Computer Optics*. – 2022. – Vol. 46(1). – P. 5-15. DOI: 10.18287/2412-6179-CO1032.
- [20] Soifer, V.A. Spiral Caustics of Vortex Beams / V.A. Soifer, S.I. Kharitonov, S.N. Khonina, Y.S. Strelkov, A.P. Porfirev // *Photonics*. – 2021. – Vol. 8(1). – P. 24-44. DOI: 10.3390/photronics8010024.
- [21] Kotlyar, V.V. Calculation of phase formers of non-diffracting images and a set of concentric rings / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer // *Optik*. – 1996. – Vol. 102(2). – P. 45-50.
- [22] Khonina, S.N. Techniques for encoding composite diffractive optical elements / S.N. Khonina, V.V. Koltlyar, V.A. Soifer // *Pro-ceedings of SPIE Int. Soc. Opt. Eng.* – 2003. – Vol. 5036. – P. 493-498. DOI: 10.1117/12.498521.
- [23] Rodrigo, J.A. Shaping of light beams along curves in three dimensions / J.A. Rodrigo, T. Alieva, E. Abramochkin, I. Castro // *Opt. Express*. – 2013. – Vol. 21(18). – P. 20544-20555.
- [24] López-Aguayo, S. A method to generate complex quasi-nondiffracting optical lattices / S. López-Aguayo, Y. V. Kartashov, V. A. Vysloukh, L. Torner // *Phys. review letters*. – 2010. – Vol. 105. – P. 013902.
- [25] Kachalov, D.G. Optimization of binary doe for formation of the “Light Bottle” / D.G. Kachalov, K.A. Gamazkov, V.S. Pavelyev, S.N. Khonina // *Computer Optics*. – 2011. – Vol. 35(1). – P. 70-76.
- [26] Kachalov, D.G. Application of the direct search in solving a problem of forming longitudinal distribution of intensity / D.G. Kachalov, V.S. Pavelyev, S.N. Khonina, R.V. Skidanov, O.Yu. Moiseev // *Journal of Modern Optics*. – 2011. – Vol. 58(1). – P. 69-76.
- [27] Ortiz-Ambriz, A. Generation of arbitrary complex quasi-nondiffracting optical patterns / A. Ortiz-Ambriz, S. Lopez-Aguayo, Y.V. Kartashov, V.A. Vysloukh, D. Petrov, H. Garcia-Gracia, J.C. Gutiérrez-Vega, L. Torner // *Opt. Express*. – 2013. – Vol. 21(19). – P. 22221-22231.
- [28] Kotlyar, V.V. Algorithm for the generation of non-diffracting Bessel modes / V.V. Kotlyar, S.N. Khonina, V.A. Soifer // *Journal of Modern Optics*. – 1995. – Vol. 42(6). – P. 1231-1239.
- [29] Khonina, S.N. Generalized parabolic nondiffracting beams of two orders / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S. Chávez-Cerda // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2018. – Vol. 35(9). – P. 1511-1517. DOI: 10.1364/JOSAA.35.001511.
- [30] Gielis, J.A. A generic geometric transformation that unifies a wide range of natural and abstract shapes / J.A. Gielis // *Am. J. Bot.* – 2003. – Vol. 90(3). – P. 333-338.

# Оптимизация параметров системы гармонических линз по критерию минимального фокального сдвига

С.В. Ганчевская

Институт систем обработки изображений – филиал ФНИЦ  
"Кристаллография и фотоника" РАН  
Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
sofi@ipsiras.ru

В.С. Васильев

Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
vadimka.vasilev.93@mail.ru

**Аннотация**—Рассматривается метод оптимизации параметров системы из нескольких гармонических линз. В качестве минимизируемого параметра используется величина сдвига основной фокальной плоскости. В основе метода используется трассировка лучей в специально разработанной исследовательской программе "HarmLens".

**Ключевые слова**— гармоническая линза, объектив, фазовая функция, функция рассеяния точки.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Дифракционная линза с многоуровневым микрорельефом позволяет формировать изображение приемлемого качества в узком спектральном диапазоне [1]. Однако высокий хроматизм дифракционных линз [1] не дает возможность формирования качественных изображений в белом свете. Так называемые гармонические линзы [2-4] формируют изображения с существенно меньшими хроматическими аберрациями, но качество изображений относительно плохое в сравнении с качеством в современных объективах. Для компенсации хроматических искажений необходимо использование дополнительной цифровой обработки [6]. Дифракционные или гармонические линзы аппроксимируют своим рельефом, как правило, либо сферическую либо параболическую линзу [3-5] и позволяют формировать пучки, близкие к гомоцентрическим. Использование дифракционных линз в составе многолинзового объектива рассматривается только в одном качестве, в виде компенсатора хроматических аберраций [6-8]. Однако гармонические линзы имеют ряд свойств, которые делают перспективным их использование в объективах: так же, как и дифракционные линзы, система из нескольких гармонических линз может быть компактной, по трудоемкости изготовления ничем не отличаются от гармонических линз, аппроксимирующих сферические линзы, т.е. в объективе возможно использование любой асферики. Ну и наконец, система гармонических линз за счет варьирования дискретных наборов длин волн (гармоник) линз, входящих в систему, позволяет в довольно широком спектральном диапазоне минимизировать смещение основного фокуса при изменении длины волны до уровня аналогичного смещения рефракционного объектива.

## 2. ФОРМИРОВАНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ОДИНОЧНОЙ ГАРМОНИЧЕСКОЙ ЛИНЗОЙ

Гармоническая линза по сравнению с дифракционной линзой имеет существенно меньший хроматизм. Так фокусное расстояние дифракционной линзы меняется обратно пропорционально длине волны, и это изменение в рамках видимого диапазона сопоставимо с самой величиной фокусного расстояния. Согласно [2] изменение оптической силы определяется формулой

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{m}, \quad (1)$$

где  $f$  – фокусное расстояние,  $P$  – оптическая сила гармонической линзы на расчетной длине волны,  $\Delta P$  и  $\Delta f$  – изменение оптической силы фокусного расстояния при изменении длины волны на  $\Delta \lambda$  при расчетной длине волны  $\lambda$ ,  $m$  – коэффициент, показывающий во сколько раз высота микрорельефа гармонической линзы больше высоты дифракционной линзы для этой же длины волны. Таким образом, с ростом  $m$  уменьшается  $\Delta f$  и тем самым уменьшается хроматизм.

На рис. 1 представлен график зависимости  $\Delta f$  от длины волны для гармонической линзы с  $m = 20$ .

Как видно из рис. 1 при довольно большой высоте микрорельефа ( $m = 20$ , высота примерно 16 мкм) смещение основной фокальной плоскости слишком велико для получения качественного изображения.

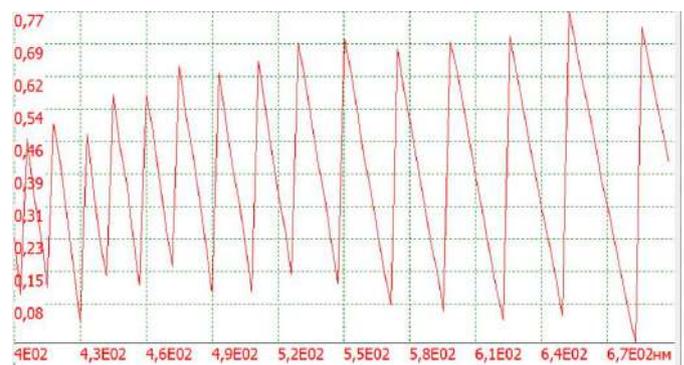


Рис. 1. Отклонение фокусного расстояния  $\Delta f$  для гармонической линзы с расчетным фокусным расстоянием 20 мм для длины волны 400 нм  $m = 20$

Система из нескольких линз при определенном подборе таких параметров как  $m$ , фокусные расстояния линз, расстояния между линзами позволяет получить решение для довольно широкого спектрального

диапазона. На рис. 2 показано смещение основной фокальной плоскости для 8-ми линзовой системы с  $m = 6$  и  $m = 7$ .



Рис. 2. Смещение фокуса для системы из 8 гармонических поверхностей с общим фокусным расстоянием 20 мм,  $m = 6$  или  $m = 7$

Как видно из рис. 2 в диапазоне от 420 нм до 650 нм, т.е. практически во всем видимом диапазоне, смещение основной фокальной плоскости системы не более 0,45 мм. Решение получено в результате полнопереборной оптимизации параметров оптической системы с ограничением  $m$ , которое менялось в диапазоне от 4 до 7.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-69-47110.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Казанский, Н.Л. Формирование изображений дифракционной многоуровневой линзой // Н.Л. Казанский, С.Н. Хонина, Р.В. Скиданов, А.А. Морозов, С.И. Харитонов, С.Г. Волоотовский // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 3. – С. 425-434. DOI: 10.18287/0134-2452-2014-38-3-425-434.
- [2] Sweeney, D.W. Harmonic diffractive lenses / D.W. Sweeney, G.E. Sommargren // Applied Optics. – 1995. – Vol. 34(14). – P. 2469-2475.
- [3] Хонина, С.Н. Сравнительное исследование спектральных свойств асферических линз / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, Р.В. Скиданов, А.А. Морозов // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 3. – С. 363-369. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-3-363-369.
- [4] Rosli, A. Design and fabrication of Si-HDPE hybrid Fresnel lenses for infrared imaging systems / A. Rosli, A. Manaf, T. Sugiyama, J. Yan // Optic Express. – 2017. – Vol. 25. – P.1202-1220.
- [5] Nikonorov, A. Fresnel lens imaging with post-capture image processing / A. Nikonorov, R. Skidanov, V. Fursov, M. Petrov, S. Bibikov, Y. Yuzifovich // IEEE Comput. – 2015. – P. 15554158.
- [6] Greisukh, G.I. Limiting spectral and angular characteristics of multilayer relief-phase diffraction microstructures / G.I. Greisukh, E.G. Ezhov, A.I. Antonov, V.A. Danilov, B.A. Usievich // Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 50(7). – P. 623-628.
- [7] Greisukh, G.I. Spectral and Angular Dependences of the Efficiency of Three-Layer Relief-Phase Diffraction Elements of the IR Range / G.I. Greisukh, V.A. Danilov, S.A. Stepanov, A.I. Antonov, B.A. Usievich // Optics and Spectroscopy. – 2018. – Vol. 125(2). – P. 232-237.
- [8] Antonov, A.I. Diffractive elements for imaging optical systems / A.I. Antonov, G.I. Greisukh, E.G. Ezhov, S.A. Stepanov // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. – 2017. – Vol. 53(5). – P. 421-430.
- [9] Хонина, С.Н. Линзакон: непараксиальные эффекты / С.Н. Хонина, Н.Л. Казанский, А.В. Устинов, С.Г. Волоотовский // Оптический журнал. – 2011. – Т. 78, № 11. – С. 44-51.

# Многостадийный псевдо-спектральный метод решения ОДУ (первого и второго порядка)

К.П. Ловецкий  
Российский университет дружбы  
народов  
Москва, Россия  
lovetskiy-kp@rudn.ru

Л.А. Севастьянов  
Российский университет дружбы  
народов  
Москва, Россия  
Объединенный институт ядерных  
исследований  
Дубна, Россия  
sevastianov-la@rudn.ru

Д.С. Кулябов  
Российский университет дружбы  
народов  
Москва, Россия  
Объединенный институт ядерных  
исследований  
Дубна, Россия  
kulyabov-ds@rudn.ru

**Аннотация**—Реализован новый подход к численному решению ОДУ, заключающийся в переходе к многостадийной реализации алгоритма. Вместо слияния всех известных условий – дифференциальных (само уравнение) и начальных (или граничных) - в одну систему приближенных линейных алгебраических уравнений предлагается перейти к решению задачи в несколько этапов. Вначале выделяются спектральные коэффициенты, определяющие «общее» решение исходной задачи. Затем учет начальных/граничных условий позволяет выделить «частное» искомое решение.

**Ключевые слова**— спектральный метод, коллокация, задача Коши, уравнение Пуассона.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В задачах оптики и высокочастотной электродинамики нередко приходится вычислять интегралы от быстро осциллирующих функций [1-3]. Разработанный Левиным [4] для этих целей метод эффективно сводит задачу интегрирования к задаче поиска медленно осциллирующего решения обыкновенного дифференциального уравнения  $\frac{dy}{dx} + k(x)y = f(x)$  по методу коллокаций. Решение данной задачи, основанное на использовании разложения приближения по полиномам Чебышева [2], является предметом исследования настоящей работы.

Спектральные методы [5] основаны на поиске решения дифференциальных уравнений в виде разложения в ряд по известным базисным гладким функциям. Чаще всего они используют специальные ортогональные полиномы (такие как полиномы Чебышева и Лежандра) в качестве базисных функций для дискретизации обыкновенных дифференциальных уравнений (ОДУ) и уравнений в частных производных.

Методы псевдо-спектральной коллокации удачно используют матрицы дифференцирования [6] для вычисления производных в точках коллокации, обеспечивая значительное ускорение метода, повышение точности при меньшем количестве точек сетки [7].

Метод коллокации [8-10] для ОДУ формулируется в физическом пространстве. В этом случае чебышевские матрицы дифференцирования вырождены, обладают различающимися на порядки собственными значениями, что обуславливает невозможность построения устойчивого численного алгоритма решения систем линейных алгебраических уравнений (СЛАУ). Подход к решению ОДУ, основанный на переходе к его поиску в

спектральном пространстве, приводит к решению достаточно простых СЛАУ. Для повышения надежности и устойчивости алгоритмов активно учитываются дискретная ортогональность и трехчленные рекуррентные соотношения, связывающие полиномы Чебышева.

## 2. ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

В качестве примера предлагаемого подхода рассмотрим метод решения простейшей задачи Коши

$$y'(x) = f(x), y(x_0) = y_0, x \in [-1,1]. \quad (1)$$

Задача естественным образом распадается на две подзадачи:

- полиномиальную интерполяцию производной (вычисление коэффициентов разложения производной по базисным функциям) и
- вычисление коэффициентов искомой функции по граничному (краевому или иному) условию и коэффициентам разложения производной.

Спектральный метод решения задачи заключается в представлении интерполирующей функции в виде ряда

$$p(x) = \sum_{k=0}^n c_k T_k(x), x \in [-1,1], \quad (2)$$

по базису из полиномов Чебышева первого рода  $\{T_k(x)\}_{k=0}^{\infty}$ , заданному в гильбертовом пространстве функций на отрезке  $[-1,1]$ . В этом случае выражение для производной имеет вид

$$p'(x) = \sum_{k=0}^n c_k T'_k(x) = \sum_{k=0}^n b_k T_k(x). \quad (3)$$

Используя трехчленные рекуррентные соотношения, которым удовлетворяют чебышевские полиномы и их производные [8] и приравнявая коэффициенты при одинаковых полиномах в (3), приходим к следующей зависимости [7] коэффициентов  $c_k$  от  $b_k$ :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & \frac{-1}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{4} & 0 & \frac{-1}{4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{6} & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & \frac{1/2}{(n-1)} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \vdots & 0 & \frac{1}{2n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_0 \\ b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ \vdots \\ b_{n-2} \\ b_{n-1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ c_3 \\ c_4 \\ \vdots \\ c_{n-1} \\ c_n \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Вычисление коэффициентов  $\{c_1, c_2, \dots, c_n\}$  сводится к умножению трехдиагональной матрицы на вектор, что можно реализовать по следующей схеме

$$\begin{cases} c_1 = b_0 - b_2/2, & k = 1 \\ c_k = (b_{k-1} - b_{k+1})/2k, & k > 1, k < n - 1 \\ c_k = b_{k-1}/2k, & k = n - 1, n \end{cases} \quad (5)$$

Перейдем к вычислению коэффициентов разложения  $\{b_0, b_1, \dots, b_n\}$  функции  $f(x)$  по полиномам Чебышева I-го рода [7] на интервале  $[-1, 1]$

$$\sum_{k=0}^n b_k T_k(x) = f(x).$$

Метод коллокации [9, 10] заключается в подборе таких коэффициентов  $\{b_0, b_1, \dots, b_n\}$  разложения полинома  $p'(x)$ , что выполняются равенства при искомым коэффициентах  $b_k, k = 0, 1, \dots, n$

$$\sum_{k=0}^n b_k T_k(x_j) = f(x_j), j = 0, \dots, n, \quad (6)$$

в точках коллокации  $\{x_0, x_1, \dots, x_n\}$ .

Коэффициенты  $b_k, k = 0, \dots, n$  должны быть решением СЛАУ (6). Или в матричной форме:

$$Tb = f. \quad (7)$$

Устойчивость алгоритма достигается за счет использования свойства дискретной ортогональности чебышевской матрицы  $T$ . Выбор сетки Гаусса-Лобатто позволяет при делении на  $\sqrt{2}$  первого и последнего уравнений (6) получить эквивалентную систему  $\tilde{T}b = \tilde{f}$ . Умножение ее слева на  $\tilde{T}^T$  дает систему с диагональной матрицей

$$\begin{bmatrix} n & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \frac{n}{2} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \frac{n}{2} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \ddots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & n \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_0 \\ b_1 \\ b_2 \\ \dots \\ b_n \end{bmatrix} = \tilde{T}^T \begin{bmatrix} \tilde{f}_0 \\ \tilde{f}_1 \\ \tilde{f}_2 \\ \dots \\ \tilde{f}_n \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где  $\tilde{f} = (f_0/\sqrt{2}, f_1, \dots, f_{n-1}, f_n/\sqrt{2})^T$ .

Коэффициенты разложения функции  $f(x)$  легко выписываются в явном виде

$$b_0 = \tilde{f}_0/n, b_1 = 2\tilde{f}_1/n, b_2 = 2\tilde{f}_2/n, \dots, b_n = \tilde{f}_n/n. \quad (9)$$

Формулы (9) однозначно определяют последние  $n$  коэффициентов разложения искомой функции  $p(x)$ . Для определения еще одного коэффициента  $-c_0$  необходимо дополнительное условие. Рассматриваемый метод позволяет решать как задачи Коши с начальными условиями, так и задачи с граничными условиями общего вида [2, 11]

В задаче Коши с начальным условием

$$c_0 + \sum_{k=1}^n c_k T_k(-1) = y_0 \quad (10)$$

$c_0$  вычисляется по формуле

$$c_0 = y_0 - \sum_{k=1}^n c_k (-1)^k. \quad (11)$$

Если же дополнительное условие задано в произвольной точке интервала интегрирования  $y_b = y(x_b), x_b \in [-1, 1], c_0$  определяется по формуле

$$c_0 = y_b - \sum_{k=1}^n c_k T_k(x_b). \quad (12)$$

На правом конце интервала интегрирования полиномы Чебышева любого порядка принимают значение, равное 1 и

$$c_0 = y_r - \sum_{k=1}^n c_k T_k(x_r) = y_r - \sum_{k=1}^n c_k. \quad (13)$$

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обычно методы аппроксимации решения [5, 6, 8-10], сводятся к системам уравнений, которые включают в себя сразу и условия, задающие поведение производных решения, и начальные/граничные условия.

В отличие от предшествующих работ (в рамках метода коллокаций) задача разбивается на подзадачи. Вначале выделяется множество решений, удовлетворяющих дифференциальному уравнению. Учет начальных/граничных условий осуществляется на втором этапе и сводится к решению линейного уравнения с одним неизвестным коэффициентом (ОДУ I-го порядка) или двумя при решении ОДУ II-го порядка (задачи Пуассона). Тем самым решение сложной СЛАУ заменяется двумя или тремя простыми алгебраическими вычислениями.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Deaño, A. Computing Highly Oscillatory Integrals / A. Deaño, D. Huybrechs, A. Iserles. – Philadelphia, PA: Society for Industrial and Applied Mathematics, 2017. – 181 p.
- [2] Lovetskiy, K.P. Regularized computation of oscillatory integrals with stationary points / K.P. Lovetskiy, L.A. Sevastianov, D.S. Kulyabov, N.E. Nikolaev // J. Comput. Sci. – 2018. – Vol. 26. – P. 22-27. DOI: 10.1016/j.jocs.2018.03.001.
- [3] Mokeev, A.S. Comparison of numerical integration methods for calculating diffraction of a plane electromagnetic wave by a rectangular aperture / A.S. Mokeev, V.M. Yamshchikov // Comput. Opt. – 2021. – Vol. 5(45). – P. 773-778. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-877.
- [4] Levin, D. Fast integration of rapidly oscillatory functions / D. Levin // J. Comput. Appl. Math. – 1996. – Vol. 67(1). – P. 95-101. DOI: 10.1016/0377-0427(94)00118-9.
- [5] Boyd, J.P. Chebyshev and Fourier Spectral Methods: Second Revised Edition / J.P. Boyd // Second Rev. Dover Books on Mathematics, 2013.
- [6] Mason, J.C. Chebyshev polynomials / J.C. Mason, D.C. Handscomb. – Chapman and Hall: CRC Press, 2002. – 335 p.
- [7] Fornberg, B. A practical guide to pseudospectral methods / B. Fornberg. – New York: Cambridge University Press, 1996. – 231 p.
- [8] Planitz, M. Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing / M. Planitz, W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling. – New York: Cambridge University Press, 2007. – 1256 p.
- [9] Shen, J. Spectral Methods / J. Shen, T. Tang, L.-L. Wang. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2011. – 470 p.
- [10] Olver, S. A Fast and Well-Conditioned Spectral Method / S. Olver // Townsend SIAM Rev. – 2013. – Vol. 55(3). – P. 462-489. DOI: 10.1137/120865458.
- [11] Sevastianov, L.A. An effective stable numerical method for integrating highly oscillating functions with a linear phase / L.A. Sevastianov, K.P. Lovetskiy, D.S. Kulyabov // Lecture Notes in Computer Science. – 2020. – Vol. 12138 LNCS. – P. 29-43.

# Оценка производительности биморфного деформируемого зеркала путем воспроизведения полиномов Цернике

В.В. Топоровский  
Институт динамик геосфер РАН  
им. М.А. Садовского  
Москва, Россия  
topor@activeoptics.ru

А.В. Кудряшов  
Институт динамик геосфер РАН  
им. М.А. Садовского  
Москва, Россия  
kud@activeoptics.ru

В.В. Самаркин  
Институт динамик геосфер РАН  
им. М.А. Садовского  
Москва, Россия  
samarkin@nightn.ru

И.В. Галактионов  
Институт динамик геосфер РАН  
им. М.А. Садовского  
Москва, Россия  
galaktionov@activeoptics.ru

А.Л. Рукосуев  
Институт динамик геосфер РАН  
им. М.А. Садовского  
Москва, Россия  
alru@nightn.ru

**Аннотация**—Производительность корректора волнового фронта может быть оценена путем воспроизведения модальных ортонормированных функций. Нами было проведено исследование возможности реконструкции полиномов Цернике при помощи биморфного корректора волнового фронта с 37 управляющими элементами.

**Ключевые слова**— адаптивная оптика, полиномы Цернике, биморфное деформируемое зеркало, атмосферная турбулентность.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В течение всего времени разработок в области передачи оптического излучения на расстояние производились попытки в предотвращении воздействия атмосферных синтилляций на световой пучок. Плотность интенсивности светового пучка на мишени стремительно снижается из-за влияния на оптический пучок атмосферной турбулентности [1]. Искажения волнового фронта в оптической волне, вызванные атмосферной турбулентностью, приводят к расширению луча (помимо того, на уширение пучка влияет дифракция), случайным изменениям положения центра луча, называемым дрейфом луча, и случайному перераспределению энергии пучка в поперечном сечении луча, что приводит к флуктуациям освещенности [2].

Подобного рода искажения могут быть исправлены путем внедрения адаптивной оптической системы, где главным исполнительным элементом является корректор волнового фронта [3], [4]. В случае модальных корректоров волнового фронта, к которым относится биморфное деформируемое зеркало [5], [6] эффективность компенсации реальных аберраций волнового фронта может быть оценена путем воспроизведения модальных ортонормированных функций [7].

## 2. ОПИСАНИЕ ФАЗЫ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ МОДАЛЬНЫХ ОРТОНОМИРОВАННЫХ ФУНКЦИЙ

Понимание влияния атмосферной турбулентности на качество пучка может быть достигнуто путем разложения фазового распределения внутри апертуры с точки зрения набора ортонормированных базисных функций. Фаза

внутри апертуры, случайным образом изменяющаяся во времени, описывается с помощью случайно изменяющихся коэффициентов  $a_i(t)$  и детерминированных базовых функций  $\varphi(x)$  в виде:

$$\varphi(x, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) \phi_i(x). \quad (1)$$

Базисные функции в данном случае должны удовлетворять условию ортонормированности:

$$\int \phi_i(x) \phi_j(x) dx = \delta_{ij}. \quad (2)$$

Исходя из данного условия статистика турбулентной атмосферы может быть описана, используя ковариационную матрицу коэффициентов разложения  $\langle a_i a_j \rangle$ . Благодаря ортонормированности базисных функций,  $\sigma^2$  зависит исключительно от диагональных членов ковариационной матрицы:

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle. \quad (3)$$

Данное условие показывает главное преимущество модального описания фазы. Таким образом, если система в состоянии корректировать ряд первых модальных функций  $N$ , то среднеквадратичное отклонение фазы, усредненной по апертуре ( $\sigma_{res N}^2$ ), которое остается корректировать может быть описано следующим выражением:

$$\sigma_{res N}^2 = \sigma^2 - \sum_{i=1}^N \langle a_i^2 \rangle. \quad (4)$$

Снижение остаточного среднеквадратичного отклонения фазы, усредненной по апертуре  $\sigma_{res N}^2$ , очевидно, зависит от количества скорректированных модальных функций, а также выбора данных функций. Крайне привлекательным с данной точки зрения являются полиномы Цернике. Полиномы Цернике особенно удобны с позиции того, что они достаточно просты в аналитическом представлении, а также члены низкого порядка совпадают по форме с обычными оптическими аберрациями, такими как наклоны волнового фронта, астигматизмы, дефокусировка, комы.

Также остаточное среднеквадратичное отклонение фазы, усредненной по апертуре  $\sigma_{res N}^2$ , может быть

выражено через множитель  $\left(\frac{D_r}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}$ , используя следующую формулу:

$$\sigma_{res N}^2 = \sigma^2 - \sum_{i=1}^N \langle a_i^2 \rangle = \Delta_N \left(\frac{D_r}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}. \quad (5)$$

Тем самым, коэффициенты  $\Delta_N$  определяют величину остаточного среднеквадратичного отклонения фазы, усредненной по апертуре  $\sigma_{res N}^2$  нормированных на множитель  $\left(\frac{D_r}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}$ . Компенсация модальных функций наклонов волнового фронта дает наибольшее снижение остаточного среднеквадратичного отклонения фазы  $\sigma_{res N}$ . [8].

### 3. ВОСПРОИЗВЕДЕНИЕ ПОЛИНОМОВ ЦЕРНИКЕ БИМОРФНЫМ ДЕФОРМИРУЕМЫМ ЗЕРКАЛОМ

Нами были проведены экспериментальные исследования по воспроизведению полиномов Цернике при помощи биморфного корректора волнового фронта с 37 электродами, расположенными на подложке диаметром 30 мм.

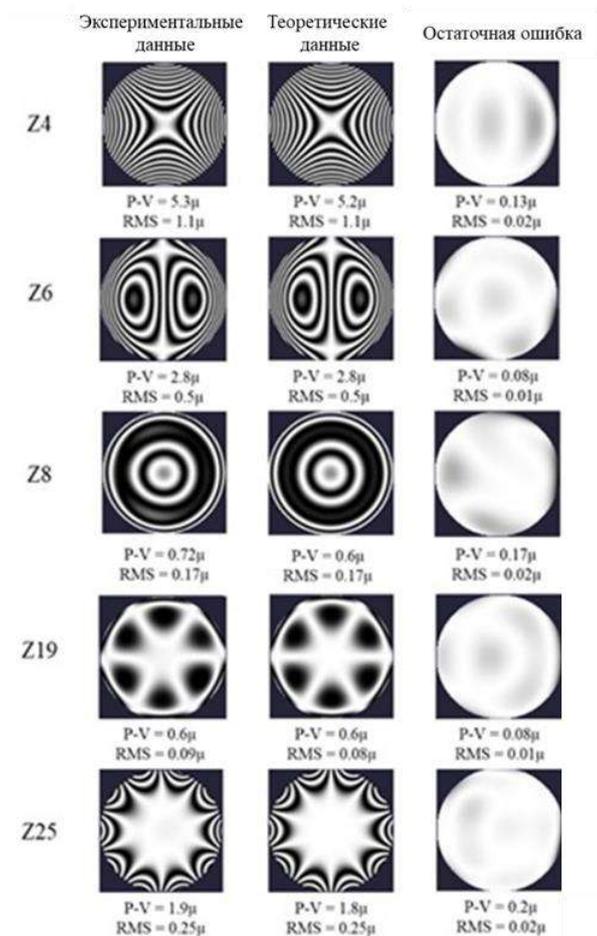


Рис. 1. Воспроизведение полиномов Цернике 37-элементным биморфным деформируемым зеркалом

Но также стоит отметить, что так как функции отклика биморфного зеркала модальные, воспроизведение фиксированных aberrаций по отдельности не полностью описывает возможность зеркала компенсировать aberrации волнового фронта в совокупности. Например, при коррекции волнового фронта со значением полинома Цернике Z33 равном -0,17 мкм (P-V) зеркало компенсирует данный полином практически идеально (P-V = - 0,005 мкм). Но в случае воспроизведения данного полинома в отдельности зеркало не справляется с данной задачей.

Корректор волнового фронта был способен воспроизвести фиксированные aberrации волнового фронта вплоть до 28го полинома Цернике (7-й порядок). Как видно из данного рисунка биморфное зеркало справляется с реконструкцией крупномасштабных aberrаций с большой амплитудой. Например, астигматизм первого порядка имеет значительную амплитуду 5,3 мкм (P-V), а кома 2,8 мкм (P-V).

Очень характерно то, что при увеличении порядков полиномов Цернике снижается максимальная амплитуда их воспроизведения, что типично для флуктуаций фазы, вызванных эффектами атмосферной турбулентности. Остаточное значение среднего квадратичного отклонения составило менее  $\lambda/20$  соответствующее значению фактора Штреля не менее 0,9 [8]

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена из средств гранта РФФИ 20-19-00597.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Nistazakis, H.E. Performance analysis of free-space optical communication systems over atmospheric turbulence channels / H.E. Nistazakis, T.A. Tsiftsis, G.S. Tombras // IET Commun. – 2009. – Vol. 3(8). – P. 1402-1409.
- [2] Noll, R.J. Zernike polynomials and atmospheric turbulence / R.J. Noll // J. Opt. Soc. Am. – 1976. – Vol. 66. – P. 207-211.
- [3] Toporovsky, V. Water-cooled stacked-actuator flexible mirror for high-power laser beam correction / V. Toporovsky, V. Samarkin, J. Sheldakova, A. Rukosuev, A. Kudryashov // Optics & Laser Technology. – 2021. – Vol. 144. – P. 107427.
- [4] Rukosuev, A.L. Smart adaptive optical system for correcting the laser wavefront distorted by atmospheric turbulence / A.L. Rukosuev, A.N. Nikitin, Y.V. Sheldakova, A.V. Kudryashov, V.N. Belousov, V.A. Bogachev, M.V. Volkov, S.G. Garanin, F.A. Starikov // Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 50(8). – P. 707-709.
- [5] Sheldakova, J. Miniature bimorph deformable mirror for laser beam shaping / J. Sheldakova, I. Galaktionov, A. Nikitin, A. Rukosuev, V. Samarkin, V. Toporovsky, A. Kudryashov // Proc. SPIE. – 2020. – Vol. 11266. – P. 112661L.
- [6] Toporovsky, V. Development and investigation of small-aperture bimorph deformable mirror for correction of low-order aberrations of laser radiation / V. Toporovsky, A. Kudryashov, J. Sheldakova, V. Samarkin // Proc. SPIE. – 2020. – Vol. 11560. – P. 115601Z.
- [7] Dai, G.M. Modal wave-front reconstruction with Zernike polynomials and Karhunen-Loève functions / G.M. Dai // Journal of the Optical Society of America A. – 1996. – Vol.13. – P. 1218-1225.
- [8] Roddier, F. Adaptive Optics in Astronomy / F. Roddier. – Cambridge: Cambridge University Press, 1999. – 419 p.
- [9] Roggemann, N. Imaging Through Turbulence / N. Roggemann, B. Welsh. – CRC Press. 1996. – 320 p.

# Моделирование криволинейных дифракционных решеток для генерации оптических вихрей

А.Б. Дубман

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

Самара, Россия

anna.dubman11@gmail.com

**Аннотация**—В данной работе продемонстрированы результаты моделирования генерации вихревых конических пучков с использованием бинарной криволинейной решетки.

**Ключевые слова**— конический вихревой пучок, функция Бесселя, бинарная криволинейная решетка.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические вихревые (ОВ) пучки использовались в захвате и манипулировании частицами [1], взаимодействии лазера с веществом [2]. Это лишь небольшая часть того, где ОВ пучки нашли свое применение. Для генерации ОВ пучков вдоль оптической оси можно использовать спиральные фазовые пластинки [3], спиральные аксиконы [4], спиральные линзы [5] и астигматические преобразователи [6]. В некоторых приложениях необходимо одновременно формировать несколько ОВ пучков разного порядка. Для этого используются дифракционные оптические элементы [7], поскольку они генерируют различные ОВ пучки в разных порядках дифракции.

В решетках «изогнутой вилки» [8, 9] фаза вихря согласуется не только с линейной несущей компонентой, отклоняющей пучок под углом к оптической оси, но также и с коническим волновым фронтом. Такие решетки использовались для формирования вихревых пучков Бесселя.

В данной работе была поставлена задача моделирования генерации вихревых конических пучков с использованием бинарной криволинейной решетки.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Функция Бесселя  $j_m$  определяется формулой [10]

$$j_m(x) = 2^m \Gamma(m+1) x^{-m} J_m(x), \quad (1)$$

где  $J_m(\cdot)$  – функция Бесселя первого рода с индексом  $m$

$$J_m(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(m+k+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{m+2k}. \quad (2)$$

На рис. 1 представлены амплитуда и фаза функции Бесселя  $J_m(ar)$  при  $a = 7$  и  $m = 1$ , а также показано преобразование Фурье от функции Бесселя.

Возьмем одномодовый Бесселевский пучок, сформированный ДОО [11]:

$$U(r, \varphi) = C_{m,a} J_m(ar) e^{im\varphi}, \quad (3)$$

где  $a = 7$  и  $m = 1$ ,  $C_{m,a} = 1$ . Амплитудно-фазовая картина входного распределения и ПФ от одномодового пучка Бесселя изображено на рис. 2.

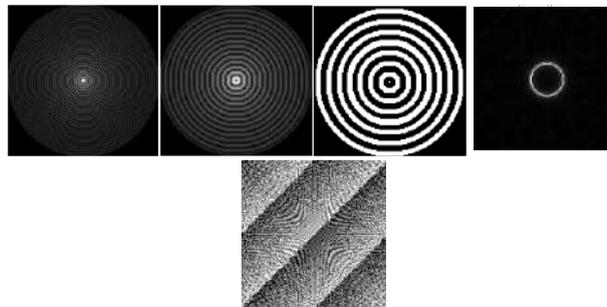


Рис. 1. Амплитуда и фаза функции Бесселя  $J_m(ar)$ , а также ПФ функции Бесселя

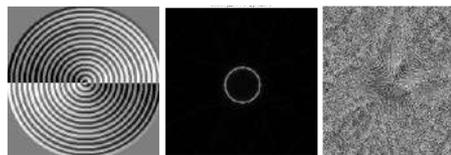


Рис. 2. Амплитуда и фаза моды Бесселя, а также ПФ от одномодового пучка Бесселя

При умножении функции  $U(r, \varphi)$  на несущую в виде  $e^{icx}$  ( $c$  – действительное число) будет происходить смещение кольцевого пространственного спектра пучка Бесселя (см. Таблицу I).

Таблица I. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ФУРЬЕ ОТ  $U_c(r, \varphi)$

	c = 25	c = 50	c = 75
Амплитуда			

При варьировании параметра  $c$  наблюдаем сдвиг кольца в фокальной плоскости после преобразования Фурье.

## 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Рассмотрим фазово-оптический элемент с передаточной функцией следующего типа [12]:

$$\tau(r, \varphi) = e^{iar+im\varphi} e^{i\beta r \cos(\varphi)}, \quad r < R, \quad (4)$$

где  $e^{iar+im\varphi}$  – спиральный аксикон, образующий  $m$ -порядок вихревого пучка Бесселя;  $e^{i\beta r \cos(\varphi)} = e^{i\beta x}$  – призматическая составляющая, соответствующая линейной несущей, отклоняющей пучок от оптической оси.

Далее для моделирования будем использовать бинарный аналог дифракционного элемента, определяемого (5):

$$\tau(r, \varphi) = e^{i\frac{\pi}{2}(\text{sgn}[\cos(\alpha r + \beta r \cos(\varphi) + m\varphi)] - 1)}, r < R. \quad (5)$$

Создадим набор вихревых конических пучков. При моделировании элемент с передаточной функцией, определяемой (4) и дополненной линзой с фокусом  $f = 800$  мм, освещался плоским лазерным пучком с длиной волны  $\lambda = 532$  нм. Радиус элемента был взят 1 мм.

Уравнение (5) умножим на  $e^{im_0\varphi}$

$$\tau_*(r, \varphi) = \tau(r, \varphi) \cdot e^{im_0\varphi}, \quad (6)$$

где  $m_0$  примем равным 3.

Показаны результаты моделирования генерации вихревых конических пучков с использованием бинарной криволинейной решетки, определяемой (5) с параметрами:  $m = 0$  и  $m = 1$ ,  $b = 30$  мм<sup>-1</sup>,  $a = 10$  мм<sup>-1</sup> (см. Таблицу II), а также  $a = 20$  мм<sup>-1</sup> (см. Таблицу III). Количество разбиений было взято 512.

Таблица II. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ВИХРЕВЫХ КОНИЧЕСКИХ ПУЧКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИНАРНОЙ КРИВОЛИНЕЙНОЙ РЕШЕТКИ ПРИ  $\alpha = 10$  мм<sup>-1</sup>

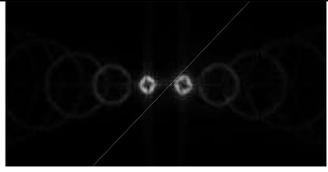
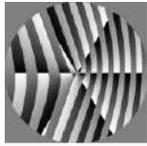
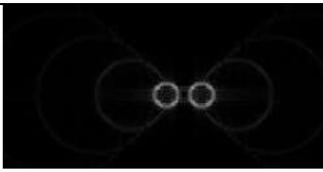
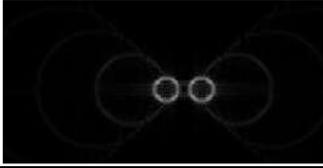
Фаза входного поля $\tau(r, \varphi)$	Амплитуда ПФ
$m=0$ 	
$m=1$ 	

Таблица III. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ГЕНЕРАЦИИ ВИХРЕВЫХ КОНИЧЕСКИХ ПУЧКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИНАРНОЙ КРИВОЛИНЕЙНОЙ РЕШЕТКИ ПРИ  $\alpha = 20$  мм<sup>-1</sup>

Фаза входного поля $\tau(r, \varphi)$	Амплитуда ПФ
$m=0$ 	
$m=1$ 	

Приведенные результаты моделирования демонстрируют возможность формирования пары идеальных оптических вихрей [13, 14], радиус которых не зависит от порядка вихревого пучка  $m$ . Радиус формируемых пучков определяется параметром  $\alpha$ , а расстояние между ними регулируется параметром  $\beta$  призматической составляющей.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрированы результаты моделирования генерации вихревых конических пучков с использованием бинарной криволинейной решетки. Показана возможность формирования пары идеальных оптических вихрей с варьруемыми параметрами.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Paterson, L. Controlled rotation of optically trapped microscopic particles / L. Paterson, M.P. MacDonald, J. Arlt, W. Sibbett, P.E. Bryant, K. Dholakia // Science. – 2001. – Vol. 292. – P. 912-914.
- [2] Toyoda, K. Using optical vortex to control the chirality of twisted metal nanostructures / K. Toyoda, K. Miyamoto, N. Aoki, R. Morita, T. Omatsu // Nano Lett. – 2012. – Vol. 12. – P. 3645-3649.
- [3] Beijersbergen, M.W. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phase plate / M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J.P. Woerdman // Opt. Commun. – 1994. – Vol. 112. – P. 321-327.
- [4] Kotlyar, V.V. Diffraction of a finite-radius plane wave and a Gaussian beam by a helical axicon and a spiral phase plate / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, O.Y. Moiseev, V.A. Soifer // J. Opt. Soc. Am. – 2007. – Vol. A 24. – P. 1955-1964.
- [5] Heckenberg, N.R. Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms / N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, A.G. White // Opt. Lett. – 1992. – Vol. 17. – P. 221-223.
- [6] Beijersbergen, M.W. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum / M.W. Beijersbergen, L. Allen, H.E.L.O. van der Veen, J.P. Woerdman // Opt. Commun. – 1993. – Vol. 96. – P. 123-132.
- [7] Khonina, S.N. Generation and selection of laser beams represented by a superposition of two angular harmonics / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Turunen // J. Mod. Opt. – 2004. – Vol. 51. – P. 761-773.
- [8] Topuzoski, S. Generation of optical vortices with curved fork-shaped holograms / S. Topuzoski // Opt. Quantum Electron. – 2016. – Vol. 48. – P. 1-6.
- [9] Alda, J. Laser and Gaussian beam propagation and transformation / J. Alda // Encyclopedia of Optical Engineering. – New York: “Marcel Dekker”, 2003.
- [10] Abreu, L.D. A q-linear analogue of the plane wave expansion / L.D. Abreu, O. Ciaurri, J.L. Varona // Advances in Applied Mathematics. – 2013. – Vol. 50. – P. 415-428.
- [11] Балалаев, С.А. Реализация быстрого алгоритма преобразования Кирхгофа на примере бесселевых пучков / С.А. Балалаев, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2006. – Т. 30. – С. 69-73.
- [12] Khonina, S.N. Application of binary curved fork grating for the generation and detection of optical vortices outside the focal plane / S.N. Khonina, A.V. Usinov, M.S. Kirilenko, A.A. Kuchmizhak, A.P. Porfirev // J. Opt. Soc. Am. B. – 2020. – Vol. 37(6). – P. 1714-1721.
- [13] Ostrovsky, A.S. Generation of the “perfect” optical vortex using a liquid-crystal spatial light modulator / A.S. Ostrovsky, C. Rickenstorff, V. Arrizón // Opt. Lett. – 2013. – Vol. 38. – P. 534-536.
- [14] Khonina, S.N. Caustics of non-paraxial perfect optical vortices generated by toroidal vortex lenses / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov, S.G. Volotovskiy, V.A. Soifer // Photonics. – 2021. – Vol. 8. – P. 259.

# Анализ сыворотки гемодиализных пациентов спомощью комбинации SERS и машинного обучения

Л.А. Братченко  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
shamina94@inbox.ru

И.А. Братченко  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
iabratchenko@gmail.com

П.А. Лебедев  
Самарский государственный  
медицинский университет  
Самара, Россия  
palebedev@yahoo.com

Д.Ю. Коновалова  
Самарский государственный  
медицинский университет  
Самара, Россия  
snowflake0605@mail.ru

С. Аль-Саммаррайе  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
saharzead@rocketmail.com

Е.Н. Тупикова  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
nil-6ssau@mail.ru

В.П. Захаров  
Самарский национальный  
исследовательский университет им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
ssauvz@mail.ru

**Аннотация**—Целью данной работы является многомерный анализ характеристик SERS сыворотки крови у гемодиализных больных, включающий построение классификационных моделей (PLS-DA, CNN) по наличию/отсутствию терминальной стадии хронической болезни почек на диализе и определение наиболее информативных спектральных полос для идентификации пациентов на диализе по распределению важности переменных в построенной модели.

**Ключевые слова**— SERS, сыворотка, CNN, машинное обучение, PLS.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одним из наиболее доступных методов первичной оценки состояния организма человека является анализ крови [1]. Быстрый и точный анализ образца крови является основой клинической диагностики. Повышение прогностической значимости исследования крови при выявлении патологических процессов возможно при исследовании комплекса изменений компонентного состава крови. Рамановская спектроскопия является перспективным методом для решения этой задачи [2]. Основными преимуществами рамановской спектроскопии при анализе биологических тканей являются: высокая специфичность анализа, простота пробоподготовки, неразрушающий анализ, возможность анализа небольшого образца (около 1 мкм) [3]. Однако возможности рамановской спектроскопии при исследовании многокомпонентных биологических объектов ограничены низким уровнем полезного сигнала. Улучшение качества рамановского сигнала и повышение информативности анализа возможно при использовании поверхностно-усиленной рамановской спектроскопии (SERS).

Следует отметить, что при анализе многокомпонентных биологических тканей методами

рамановской спектроскопии и SERS полученные спектральные характеристики представляют собой суперпозицию спектрального вклада всех компонентов, входящих в исследуемый образец. Следовательно, анализ и интерпретация спектральных характеристик биологических тканей связаны с проблемой мультиколлинеарности и множественного перекрытия спектров. Выбор метода многомерного анализа, соответствующего особенностям решаемой задачи, является важным фактором получения статистически достоверного результата. Однако для оценки возможностей подходов, основанных на сочетании машинного обучения и рамановских методов в клинических задачах, следует внимательно рассмотреть проблему переобучения и анализа многомерных моделей. Целью работы на данном этапе является анализ *in vitro* спектральных характеристик сыворотки крови у гемодиализных больных с использованием комбинации SERS в ближнем инфракрасном диапазоне и методов машинного обучения. Используемый подход основан на построении классификационной модели выявления диализных больных и выявлении наиболее информативных полос SERS, связанных с различиями между группой диализных больных и группой больных с 1-3а стадиями ХБП.

## 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Серебряные структуры на основе высушенного коллоида серебра использованы для усиления рамановского рассеяния в ближнем инфракрасном диапазоне. Коллоид серебра получали восстановлением из водного раствора нитрата серебра цитратом натрия при температуре 95 °С в течение 20 минут.

На данном этапе был проведен анализ сыворотки крови человека *in vitro*. Исследование проведено у 136 человек, из них 78 человек с хронической болезнью почек (ХБП) 1-3а стадии (в зависимости от скорости

клубочковой фильтрации) и 58 гемодиализных больных с терминальной стадией ХБП.

Каждому образцу сыворотки соответствует априорная информация о принадлежности к той или иной группе и биохимические характеристики. Таким образом, анализ данных реализуется посредством обучения с учителем. Анализ устойчивости построенных моделей и выбор оптимальных параметров во избежание переобучения осуществлялись с помощью многократной k-кратной кросс-валидации ( $k = 10$ ). При построении моделей важность предикторов в решении задачи классификации оценивалась на основе переменной важности в проекционном распределении (VIP). Базовое решение неглубокого обучения реализовано на основе дискриминантного анализа с проекцией на латентные структуры (PLS-DA) для задачи классификации и на основе проекции на латентные структуры (PLS) для задач регрессии. Решение на основе глубокого обучения реализовано с использованием отдельной одномерной сверточной нейронной сети (CNN) для каждой задачи. В качестве сигнала обратной связи для обучения тензоров весов использована функция потерь *categorical\_crossentropy* для решения задачи различения гемодиализных больных с терминальной стадией ХБП и больных с 1-3а стадиями ХБП. CNN обучается с использованием алгоритма adamax. Количество эпох определялось по локальному минимуму функции потерь при кросс-валидации.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

База данных спектров сыворотки SERS была подвергнута многофакторному анализу. В таблице 1 представлены характеристики построенных моделей классификации: для обучающего набора данных (обозначается «train»), для проверочного набора данных (обозначается «test»).

Таблица 1. Специфичность, чувствительность, точность различения группы терминальной стадии почечной недостаточности и группы 1-3а стадий ХБП

Модель	Чувствительность		Специфичность		Точность	
	train	test	train	test	train	test
PLS - DA	0,71	0,69	0,95	0,96	0,84	0,81
CNN	1	0,92	0,99	0,95	0,99	0,94

Результаты, представленные в таблице 1 демонстрируют, что при классификации испытуемых по наличию/отсутствию терминальной стадии почечной недостаточности при анализе спектральных характеристик SERS сыворотки базовое решение без привлечения глубокого обучения уступает решению на основе CNN. Следует отметить, что как базовая модель решения, так и модель CNN стабильны. Специфичность

0,95, чувствительность 0,92 и точность 0,94 для обнаружения целевых субъектов на основе решения для глубокого обучения достаточны для клинического использования. Анализ парной корреляции Пирсона между распределением VIP при построении модели PLS-DA и распределением VIP при построении модели CNN демонстрирует коэффициент корреляции 0,61 и отсутствие значимой корреляции. Модель на основе базового решения и модель на основе CNN определили как наиболее информативные следующие полосы спектра: 720 - 750  $\text{cm}^{-1}$  (соответствует растяжению CС, пролину), 990 - 1030  $\text{cm}^{-1}$  (соответствует фенилаланину,  $\nu(\text{CO})$ ,  $\nu(\text{CC})$ ,  $\delta(\text{OCH})$ ), 1220 - 1255  $\text{cm}^{-1}$  (соответствует липидам), 1380 - 1415  $\text{cm}^{-1}$  (соответствует  $\delta\text{CH}_3$ ) [4].

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнено исследование SERS характеристик сыворотки крови у диализных больных с терминальной стадией ХБП. На основе многомерного анализа были выделены информативные спектральные полосы, связанные с терминальной стадией ХБП во время диализа. На следующем этапе работы описанный подход будет применен на расширенной выборке для выявления спектрального вклада биохимических компонентов сыворотки (альбумина, ферритина, холестерина, глюкозы и др.), что позволит улучшить описание патолого-ассоциированных спектральных характеристик сыворотки крови у диализных больных с терминальной стадией ХБП. В целом, описанный подход может стать основой для мониторинга состояния здоровья диализных больных и может быть применен для изучения других патологических состояний организма человека.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда No. 21-75-10097, <https://rscf.ru/project/21-75-10097/>.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Watson, J. What do tests do for doctors? A qualitative study of blood testing in UK primary care / J. Watson, I. de Salis, J. Banks, C. Salisbury // Family Practice. – 2017. – Vol. 34(6). – P. 735-739.
- [2] Atkins, C.G. Raman Spectroscopy of Blood and Blood Components / C.G. Atkins, K. Buckley, M.W. Blades, R.F.B. Turner // Applied Spectroscopy. – 2017. – Vol. 71(5). – P. 767-793.
- [3] Bergholt, M.S. Raman Spectroscopy: Guiding Light for the Extracellular Matrix / M.S. Bergholt, A. Serio, M.B. Albro // Bioengineering and Biotechnology. – 2019. – Vol. 7. – P. 303. DOI: 10.3389/fbioe.2019.00303.
- [4] Cao, X. Label-Free Detection of Human Serum Using Surface-Enhanced Raman Spectroscopy Based on Highly Branched Gold Nanoparticle Substrates for Discrimination of Non-Small Cell Lung Cancer / X. Cao, Z. Wang, L. Bi, J. Zheng // Journal of Chemistry. – 2018. – Vol. 2018. – P. 1-13.

# Секторное возмущение спиральных вихревых пучков

Я.Е. Акимова  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
Ak1mova.yana@yandex.ru

М.В. Брещко  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
mihailbretcko4@gmail.com

А.В. Воляр  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
volyar@cfuv.ru

Ю.А. Егоров  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
yuriyegorov@cfuv.ru

С.И. Халилов  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
server.khalilov.94@mail.ru

С.И. Якубов  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
yakubov-selim@mail.ru

**Аннотация**—В данной работе представлены исследования структурной устойчивости спирального пучка, подверженного секторному возмущению. Секторное возмущение вызывает изменение направления циркуляции линий тока вектора Пойнтинга в области возмущения, которые вызваны появлением вихрей с отрицательными топологическими зарядами. Однако изменение орбитального углового момента пучка такие возмущения не вызывают, несмотря на рост числа вихревых мод, и возмущенный пучок остается структурно устойчивым.

**Ключевые слова**— оптические вихри, спиральный пучок, орбитальный угловой момент.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Особый интерес к структурно устойчивым вихревым пучкам сильно возрос за последние несколько лет и занимает ключевые места в списках всемирно признанных научных журналов [1–4]. С одной стороны возросший интерес связан с необыкновенным свойством таких пучков сохранять свою структуру после прохождения через препятствия [5], с другой стороны, с возможностью использования скрытой симметрии пучка в самых разнообразных областях науки и техники от квантовой механики [6] до компьютерных технологий [7], от систем захвата и транспортировки микрочастиц до генетики и молекулярной биологии [8]. К структурно устойчивому классу относятся спиральные вихревые (СВ) пучки, открытые более чем 20 лет назад профессором Абрамочкиным и профессором Волостниковым [9], которые представляют собой особый класс устойчивых сингулярных пучков, сохраняющих свою форму при распространении с точностью до масштаба и поворота. Целью данной работы является исследование структурной устойчивости СВ пучков, подверженных секторному возмущению. В качестве СВ пучка использовался семи квантованный треугольный пучок с углом поворота  $\theta = -1$  [10].

## 2. МОДЕЛЬ СЕКТОРНОГО ВОЗМУЩЕНИЯ ПУЧКА

В качестве СВ пучка рассматривался треугольный спиральный пучок света [10]. Схематически, геометрия секторного возмущения приведена на рис.1б. Поскольку невозмущенный спиральный пучок можно представить в виде бесконечной суперпозиции Лагерр-Гауссовых (ЛГ) мод [10], то имеет смысл исследовать секторное

возмущение единичного ЛГ пучка, а затем рассмотреть их суперпозицию в СВ пучке.

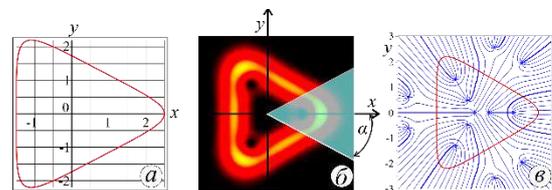


Рис. 1. Треугольный спиральный пучок: (а) треугольная образующая  $\zeta(t) = 2e^{it} + (1/2)e^{-it}$  [10]; (б) распределение интенсивности; (в) распределение фазы на фоне треугольной образующей. Клинь на рис.1(б) характеризует секторное возмущение

Комплексную амплитуду возмущенного СВ пучка треугольной формы запишем в виде:

$$\Psi_{\Delta}(X, Y, Z | \alpha) = \sum_{m=0}^{\infty} C_{3m+1} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_{3m+1, n}(\alpha) LG_{0, n}(X, Y, Z), \quad (1)$$

где  $C_{3m+1}$  - амплитудные коэффициенты ЛГ мод, входящих в состав СВ пучка,  $C_{m, n}(\alpha)$  - амплитудные коэффициенты каждой возмущенной ЛГ моды сектором, которые определяются как

$$C_{m, n}(\alpha) = (-1)^{m-n} \Gamma\left(\frac{|m|+|n|}{2} + 1\right) \times \frac{\sin\left[(m-n)(\pi-\alpha)\right]}{m-n} / \left(\pi 2^{\frac{|m|-|n|}{2}} |n|\right). \quad (2)$$

Построение линий тока вектора Пойнтинга содержит тонкие детали процесса разрушения сингулярной структуры пучка и проявляются в виде узора критических точек потока энергии. В отличие от фазового распределения, линии тока очерчивают сложные траектории в окрестности особых точек. Форма линий тока определяется градиентом фазы СВ пучка

$$\nabla(\Phi_{\Delta}), \quad \nabla = \mathbf{i}\partial_x + \mathbf{j}\partial_y + \mathbf{k}\partial_z,$$

и записывается как [11,12]:

$$\mathbf{J}_{\Delta}(\mathbf{r}) = \text{Im}(\Psi_{\Delta}^* \nabla \Psi_{\Delta}). \quad (3)$$

Картина линий тока СВ пучка на рис.2получена после секторного возмущения. Линии оптического тока в невозмущенном СВ пучке рассматривались в работе [13] и характеризуются двумя сепаратрисами внутри каустики, которые охватывают по три центра, расположенные в центре и в углах треугольного СВ

пучка. Слабое возмущение на рис. 2, хотя и частично разрушает пучок, вырезает два вихря в вершинах двух треугольников внутри пучка и затрагивает вихрь на оси пучка, но не изменяет существенно внутреннюю структуру линий тока.

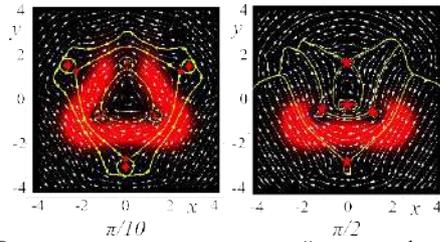


Рис. 2. Распределение оптических линий тока на фоне плотности тока  $\rho(x, y)$  для различных углов возмущения сектором в  $z = 0$  плоскости. Критические точки двух типов –  $\blacklozenge$  центр и  $\blackstar$  седло; среди других линий сепаратриса выделяется толщиной

Орбитальный угловой момент (ОУМ) пучка определялся по формуле:

$$\ell_z = \sum_{m=0}^N \sum_{n=-M}^M n \bar{C}_{m,n}^2, \quad (4)$$

где  $\bar{C}_{m,n} \rightarrow C_{m,n} \sqrt{\pi 2^{-2-m} m!}$ . ОУМ на участке  $\alpha \in (0, \pi/2)$  практически не изменяется, и только вблизи углов  $\alpha \sim 170^\circ$  возникает резкое падение ОУМ. Полученные результаты объясняют наблюдаемое сохранение структурной устойчивости СВ пучка (см. рис. 3) даже при больших углах секторного возмущения  $\alpha \rightarrow \pi/2$ , поскольку в этой области углов возмущения, вихри с отрицательными ТЗ в основном участвуют в увеличении формировании линий тока с противоположным направлением циркуляции на рис. 2 (для  $\pi/2$ ) в области тени в картине интенсивности.

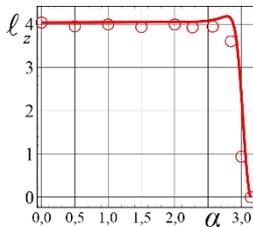


Рис. 3. ОУМ  $\ell_z(\alpha)$  возмущенного СВ пучка для угла  $\alpha$  в области  $\alpha \in (0, \pi)$

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя методы компьютерного моделирования и измерение 3D спектров мод (амплитуд и фаз) мы исследовали свойство спиральных пучков треугольной формы сохранять структурную устойчивость, несмотря на значительные секторные возмущения. Было обнаружено, что секторное возмущение вызывает существенные искажения картины линий тока в области тени секторной диафрагмы. Тем не менее, они имеют одинаковое направление циркуляции на всей площади поперечного сечения пучка при небольших углах возмущения. При больших углах секторной диафрагмы появляются широкие участки сечения пучка с

противоположной циркуляцией линий тока. Оказалось, что ОУМ остается неизменным в широкой области углов возмущения, несмотря на быстрый рост числа состояний, и только при углах сектора около  $170^\circ$  возникает резкое падение ОУМ.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 20-37-90066 в части «методы измерения спектра оптических вихрей», № 20-37-90068 в части «экспериментальные результаты») и гранта Государственного Совета Республики Крым в части «Спиральные вихревые пучки».

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Forbes, A. Structured light tailored for purpose / A. Forbes // Optics and Photonics News. – 2020. – Vol. 31(6). – P. 24-31. DOI: 10.1364/OPN.31.6.000024.
- [2] Shen, Y. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, X. Yuan // Light: Science & Applications. – 2019. – Vol. 8. – P. 90. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
- [3] Forbes, A. Structured light / A. Forbes, M. de Oliveira, M.R. Dennis // Nature Photonics. – 2021. – Vol. 15. – P. 253-262. DOI: 10.1038/s41566-021-00780-4.
- [4] Willner, A.E. OAM light for communications / A.E. Willner // Optics and Photonics News. – 2021. – Vol. 32(6). – P. 34-41. DOI: 10.1364/OPN.32.6.000034.
- [5] Aiello, A. Wave-optics description of self-healing mechanism in Bessel beams / A. Aiello, G.S. Agarwal // Optics Letters. – 2014. – Vol. 39(24). – P. 6819-6822. DOI: 10.1364/OL.39.006819.
- [6] Erhard, M. Twisted photons: New quantum perspectives in high dimensions / M. Erhard, R. Fickler, M. Krenn, A. Zeilinger // Light: Science & Applications. – 2018. – Vol. 7. – P. 17146. DOI: 10.1038/lsa.2017.146.
- [7] Marrucci, L. Spin-to-orbital conversion of the angular momentum of light and its classical and quantum applications / L. Marrucci, E. Karimi, S. Slussarenko, B. Piccirillo, E. Santamato, E. Nagali, F. Sciarrino // Journal of Optics. – 2011. – Vol. 13(1). – P. 064001. DOI: 10.1088/2040-8978/13/6/064001.
- [8] Rubinsztein-Dunlop, H. Roadmap on structured light / H. Rubinsztein-Dunlop, A. Forbes, M.V. Berry, M.R. Dennis, D.L. Andrews, M. Mansuripur, C. Denz, C. Alpmann, P. Banzer, T. Bauer, E. Karimi, L. Marrucci, M. Padgett, M. Ritsch-Marte, N.M. Litchinitser, N.P. Bigelow, C. Rosales-Guzmán, A. Belmonte, J.P. Torres, T.W. Neely, M. Baker, R. Gordon, A.B. Stilgoe, J. Romero, A.G. White, R. Fickler, A.E. Willner, G. Xie, B. McMorrán, A.M. Weiner // Journal of Optics. – 2017. – Vol. 19(1). – P. 013001. DOI: 10.1088/2040-8978/19/1/013001.
- [9] Abramochkin, E. Spiral-type beams: optical and quantum aspects / E. Abramochkin, V. Volostnikov // Optical Communications. – 1996. – Vol. 125. – P. 302-323. DOI:10.1016/0030-4018(95)00640-0.
- [10] Абрамочкин, Е.Г. Современная оптика гауссовых пучков / Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. – М.: Физматлит, 2010. – 184 с.
- [11] Berry, M.V. Optical currents / M.V. Berry // Journal of Optics A Pure and Applied Optics. – 2009. – Vol. 11. – P. 004001. DOI: 10.1088/1464-4258/11/9/094001.
- [12] Berry, M.V. Stream function for optical energy flow / M.V. Berry, M.R. Dennis // Journal of Optics. – 2011. – Vol. 13. – P. 064004. DOI:10.1088/2040-8978/13/6/064004.
- [13] Volyar, A. Geometry of spiral beams: 3D curved structured vortex beams and optical currents / A. Volyar, E. Abramochkin, E. Razuvaeva, M. Bretsko, Ya. Akimova // Journal of Optics. – 2021. – Vol. 23. – P. 044003. DOI:10.1088/2040-8986/abcd5c.

# Особенности фронтов сигнала поглощения лазерного излучения при экспресс-диагностике состояния здоровья человека

М.А. Якушева  
Санкт-Петербургский  
политехнический университет  
Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
yakusheva.ma@edu.spbstu.ru

Р.В. Давыдов  
Санкт-Петербургский  
политехнический университет  
Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
davydovrv@spbstu.ru

Д.Д. Исакова  
Санкт-Петербургский  
государственный университет  
телекоммуникаций им. проф.  
М.А.Бонч-Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
isakova.dd@spbgut.ru

**Аннотация**—Обоснована необходимость поиска новых решений по расширению возможностей пульсоксиметрии с использованием сигнала поглощения лазерного излучения. Проведены исследования для определения направлений, которые позволят расширить функциональные возможности пульсоксиметрии с использованием сигнала поглощения. Установлены факторы, которые позволяют увеличить отношение сигнал/шум регистрируемого сигнала поглощения. Высокий уровень отношения сигнал/шум регистрируемого оптического сигнала поглощения необходим для исследования фронтов нарастания и спада сигнала пульсовой волны, а также области её центрального пика. Предложены новые методики обработки этих фронтов, которые состоят из большого числа ступенек разной длительности и амплитуды. Высокий уровень отношения сигнал/шум (более 15) позволяет получить на фотоприёмном устройстве максимальное разрешение по этим ступенькам. Представлены результаты исследований состояния человека в реальном времени. Полученные данные вместе с классическими критериями состояния здоровья человека (пульс и содержания кислорода в крови) позволяют достовернее оценить его здоровье и наличие ряда заболеваний.

**Ключевые слова**— лазерное излучение, поток крови, отношение сигнал/шум, поглощение, сатурация, пульсовая волна, фронт, методика.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В условиях ухудшения экологии, увеличения стрессовой нагрузки по различным причинам, а также появления новых опасных заболеваний (например, COVID-19) человеку в большинстве случаев необходимо регулярно контролировать состояние своего здоровья [1]. Для решения этой задачи разработаны различные методы экспресс-диагностики в реальном времени. Одним из важнейших условий их востребованности у людей является возможность выполнить данную диагностику самостоятельно в необходимое время в различной ситуации (дома, на работе, в дороге). Поэтому среди населения большое распространение в способах экспресс-диагностики получили как традиционные критерии (температура, кровяное давление), так и пульсоксиметрия [2]. К достоинствам последней следует отнести бесконтактность измерений при получении данных о пульсе и содержании кислорода в крови.

Используя данные о параметрах пульсовой волны, можно предполагать наличие и оценивать последствия ряда заболеваний. Так, согласно данным британских и

итальянских исследователей, вероятность смерти при COVID-19 можно считать повышенной, если скорость распространения пульсовой волны  $v$  по артериям превышает 13 метров в секунду.

С другой стороны, при эксплуатации современных конструкции пульсоксиметров возникает ряд проблем, которые связаны с наличием артефактов при измерениях, а также использованием простых методик при обработке сигнала поглощения или отражения лазерного излучения. Это приводит в ряде случаев к очень большим погрешностям измерения (более 50 %) и недостоверной интерпретации данных. Такая недостоверная информация может нанести психологический вред человеку, особенно если он её получил на фоне плохого самочувствия. Поэтому разработка новых методик и различных технических решений для повышения достоверности результатов экспресс-диагностики состояния здоровья человека является крайне актуальной задачей.

## 2. ФОРМА ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ И МЕТОДИКИ ЕЁ ОБРАБОТКИ

Среди населения наибольшее применение получила трансмиссионная пульсоксиметрия. Ранее проведенные нами исследования позволили при регистрации сигнала поглощения лазерного излучения разработать ряд способов повышения отношения сигнал/шум. В этом случае влияние артефактов на результаты измерений становится более ясным, и, переключив прибор, можно провести диагностику состояния здоровья снова. В форме пульсовой волны, построенной по изменению амплитуд сигналов поглощения, на кровеносных сосудах и мягких тканях более ярко выражены пики, из которых состоит фронт. Количество пиков, которые можно использовать для обработки в фронтах пульсовой волны, при этом увеличивается вместе с объемом информации о состоянии здоровья человека, содержащийся в этих пиках.

Математическая модель в виде экспоненциальных зависимостей для обработки фронтов пульсовой волны по вершинам пиков, которая использовалась ранее, в данной ситуации не актуальна. Это связано с тем, что число точек (вершин пиков), по которым выполняется аппроксимация экспонентой, менее 25 % (достоверность результата крайне низкая). Кроме того, в этой модели никак не учитывается пульсация мышц сердца и разная структура

кровеносных сосудов и вен, которая влияет на параметры ступенек.

Поэтому нами была разработана новая методика, состоящая из трех частей. Предлагается процесс обработки структуры пульсовой волны разделить на три части. Отдельно исследовать фронт нарастания, фронт спада, а также пик пульсовой волны с учетом характера изменения рядом расположенных ступенек. Обязательно предусмотреть в модели обработки коэффициент учитывающий возраст человека, так как со временем стенки сердечной мышцы ослабевают и не способны работать в полную силу. В соответствии с этим нами были разработаны три функции. Функция  $F(t)$  для исследования гребня пульсовой волны:

$$F(t_n) = F\left(\sum_{n=m-p}^{n=m+p} \Delta\tau_n\right) = \left|\frac{A_n - A_{n-1}}{\Delta\tau_n}\right|, \quad (1)$$

где  $m$  – номер ступеньки максимума,  $p$  – коэффициент, зависящий от возраста человека,  $A_n$ ,  $\Delta\tau_n$  – амплитуды и длительности ступенек.

Функция  $\Phi(t)$  для исследования фронта пульсовой волны:

$$\Phi(t_n) = \sum_{n=1}^{n=m-1} \left( A_n \cdot \sum_{n=1}^{n=m-1} \left[ \frac{\Delta\tau_n}{\Delta\tau_m \frac{(m-1)}{p}} \right]^n \right). \quad (2)$$

Функция  $\Psi(t)$  для исследования спада пульсовой волны:

$$\Psi(t) = A_m \exp\left(-\frac{t}{\Delta\tau_k} \cdot \frac{n-m}{m}\right) \frac{n-m}{p(A_{k-1}-A_k)}. \quad (3)$$

На значения  $t_n$  и  $t_k$  накладываются следующие ограничения  $\tau_m < t$ ,  $\tau_{k-1} < t < \tau_k$ , где  $k$  – номер ступеньки спада.

Особенностью данной модели является то, что релаксационный процесс рассматривается для каждой ступеньки в отдельности. Далее осуществляется «сшивание» зависимостей на границах ступенек. В случае отсутствия заболеваний в организме человека получается гладкая зависимость с небольшими искажениями. В остальных случаях на границах ступенек образуется «скачок» по амплитуде, который заносится в таблицу с учетом знака. Далее характер изменения этих скачков необходимо исследовать отдельно.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ НОВОЙ МЕТОДИКИ

На рис. 1-3 в качестве примера представлены результаты исследования гребня, а также фронтов нарастания и спада пульсовой волны девушки 22-х лет с использованием формул (1), (2) и (3).

Анализ полученных данных показывает их информативность, связанную с изменениями в здоровье человека. Например, при сопоставлении спектральных распределений гребней пульсовых волн (рис. 1) различных людей можно установить существенные различия в их структуре, которые явно связаны с

отклонениями в организме человека. Это позволяет установить наличие патологий или заболеваний.

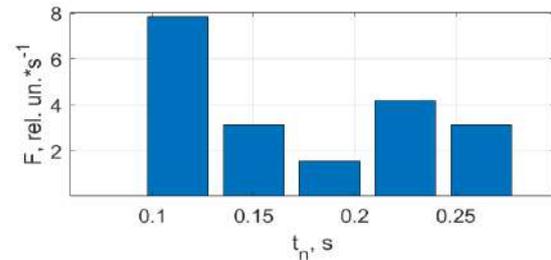


Рис. 1. Спектральные составляющие гребня пульсовой волны

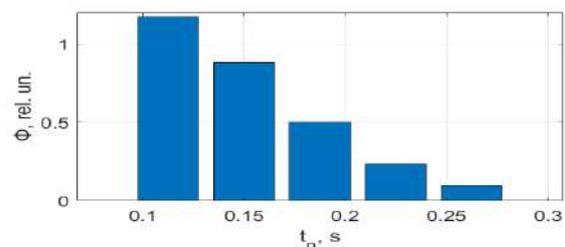


Рис. 2. Спектральные составляющие фронта нарастания пульсовой волны

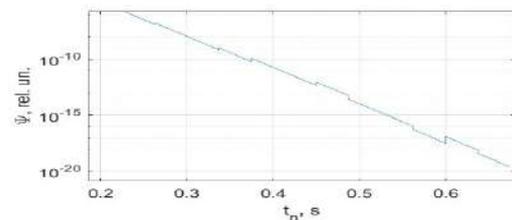


Рис. 3. Спектральные составляющие фронта спада пульсовой волны

Несмотря на перенесенное заболевание COVID-19 за две недели до измерений, полученные результаты показывают очень хорошее состояние организма (рис. 2 и 3). Иммунная система справилась со своей функцией, и патологий, как у других исследуемых, не установлено.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ проведенных исследований показал эффективность предлагаемой методики для получения большего объема информации при обработке сигнала пульсовой волны. Однако для реализации данной методики необходима база данных, которая позволит с большей вероятностью определять болезни на ранней стадии по характеру изменения в гребне, фронтах нарастания и спада пульсовых волн.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Masing, M.S. Monitoring of oxygen supply of human tissues using a noninvasive optical system based on a multi-channel integrated spectrum analyzer / M.S. Masing, A.Y. Zaitceva, Y.Y. Kislyakov // International Journal of Pharmaceutical Research. – 2020. – Vol. 12. – P. 1974.
- [2] Gataulin, Y.A. Structure of unsteady flow in the spatially curved model of the common carotid artery with stenosis: A numerical study / Y.A. Gataulin, D.K. Zaitsev, E.M. Smirnov // Russian Journal of Biomechanics. – 2019. – vol. 23(1). – P. 58.

# Исследование характеристик маломодовых микроструктурированных оптических волокон с 6 сердцевинами, выполненными из высоколегированного $\text{GeO}_2$ кварцевого стекла, и наведенной киральностью

Г.А. Пчелкин  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-  
Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
beegrig@mail.ru

А.С. Матросова  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Университет ИТМО  
Санкт-Петербург, Россия  
matrosova@goi.ru

А.Н. Подопригра  
СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-  
Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
podoprigora1861@gmail.com

В.М. Пилипова  
СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-  
Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия

В.В. Демидов  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербург, Россия  
demidov@goi.ru

А.В. Хохлов  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербург, Россия

К.В. Дукельский  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-  
Бруевича  
Университет ИТМО  
Санкт-Петербург, Россия  
kdukel@mail.ru

В.В. Давыдов  
СПбПУ Петра Великого  
СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-  
Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
davydov\_vadim66@mail.ru

Е.В. Тер-Нерсисянц  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербург, Россия

А.В. Бурдин  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-  
Бруевича  
ООО «ОптоФайбер Лаб»  
Санкт-Петербург, Россия  
bourdine@yandex.ru

М.В. Дашков  
ПГУТИ  
Самара, Россия  
mvd.srttc@gmail.com

В.Б. Ромашова  
АО «ЛЛС»  
Санкт-Петербург, Россия

Р.Р. Кашина  
АО «ЛЛС»  
Санкт-Петербург, Россия  
r.kashina@lenlasers.ru

**Аннотация**—Экспериментально обоснована необходимость использования маломодовых микроструктурированных оптических волокон с наведенной продольной скруткой. Рассмотрен случай с 6-сердцевинной структурой построения поперечного сечения оптического волокна. Разработана и модернизирована схема для контроля модового состава и дефектов оптического волокна. Изготовлены и исследованы опытные образцы микроструктурированных оптических волокон для изучения квази-кольцевого распределения оптического поля в поперечном сечении. Представлены результаты экспериментальных исследований оптического элемента с 6 сердцевинами, выполненными на основе германосиликатного стекла, и дана оценка зависимости базовых характеристик от параметров технологического цикла его производства.

**Ключевые слова**— микроструктурированное оптическое волокно, сердцевина, германосиликатное стекло, лазерное излучение, киральность, оптические вихри.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие научно-технического прогресса неразрывно связано с увеличением объемов передаваемой информации по различным сетям связи [1]. Среди наземных сетей связи наибольшими преимуществами обладают волоконно-оптические линии (ВОЛС). Необходимо отметить, что ВОЛС входят также в системы сотовых и спутниковых линий связи, выполняя в их составе важную функцию. Основной проблемой, с которой сейчас сталкиваются разработчики при модернизации ВОЛС, является предел скорости и объема передаваемых данных по одномодовому оптическому волокну (ОВ), как на магистральных линиях связи, так и на локальных (расположенных вне зданий – подвергаются воздействию градиента температуры). Технологии спектрального уплотнения в каналах связи достигли своего предела, дальнейшее уплотнение приводит к потере информации или резкому увеличению затухания сигнала [1].

Одним из возможных решений этой проблемы может стать использование микроструктурированного ОВ с заданным модовым составом [2-4]. Этот тип ОВ, как и стандартные одномодовые ОВ, устойчив к перепадам температуры. При исследовании ОВ с 6 сердцевинами, выполненными из высоколегированного  $\text{GeO}_2$  кварцевого стекла, и наведенной киральностью было установлено, что при выборе определенных параметров возможно обеспечить наличие в ОВ только трех пространственных мод ( $\text{LP}_{01}$ ,  $\text{LP}_{11}$ ,  $\text{LP}_{21}$ ), необходимых для устойчивой передачи больших объемов информации и низкого затухания сигнала. Параметры производства данного ОВ подбираются в несколько этапов. На первом этапе – моделированием. Далее следует этап экспериментальных исследований, так как в численном расчете почти невозможно корректно учесть искажения ОВ. В настоящей работе подробно представлен один из этих этапов – экспериментальные исследования.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для детектирования квази-кольцевых (вихревых) распределений оптического поля в маломодовых микроструктурированных ОВ с 6 сердцевинами, выполненными из высоколегированного  $\text{GeO}_2$  кварцевого стекла, был доработан измерительный стенд. Ранее используемая оптическая схема обладала большими габаритами, избыточными потерями при прохождении излучения и повышенными требованиями к стабилизации температуры.

На рис. 1 в качестве примера представлены топологии маломодовых микроструктурированных ОВ, для которых были проведены исследования распределения оптического излучения на выходе при различной частоте продольного скручивания и других параметрах технологического цикла.

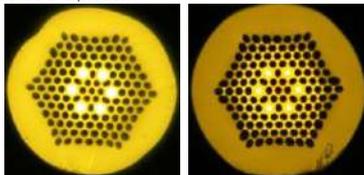


Рис. 1. Изображения поперечных сечений изготовленных маломодовых микроструктурированных ОВ с 6 сердцевинами: степень киральности (слева направо) 50, 100 об/м

На рис. 2 в качестве примера представлено продольное сечение изготовленного маломодового микроструктурированного ОВ с 6 сердцевинами и степенью киральности 100 об/м. Для него были проведены исследования модового состава излучения при различной, от 50 до 400 об/м, частоте скручивания и других параметрах технологического цикла.



Рис. 2. Изображение продольного сечения изготовленного маломодового микроструктурированного ОВ с 6 сердцевинами

На рис. 3 в качестве примера представлены поперечные распределения оптического излучения на выходе маломодовых микроструктурированных ОВ исследуемой топологии при различных частотах

скручивания и других технологических параметрах. Длина волны излучения 1550 нм.

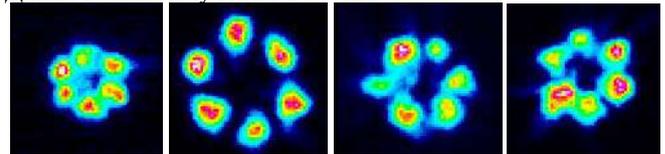


Рис. 3. Изображения поперечных распределений оптического излучения на выходе изготовленных маломодовых микроструктурированных ОВ с 6 сердцевинами: степень киральности (слева направо) 50, 100, 400, 500 об/м

Анализ представленных данных показывает, что распределение оптического излучения является квази-кольцевым и неравномерным. Этим распределением возможно управлять.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что использование разработанного измерительного стенда позволяет точнее определять модовый состав и квази-кольцевые распределения оптического поля в маломодовых микроструктурированных ОВ неклассической конструкции. Экспериментально установлена возможность объединения модового поля в микроструктурированном ОВ с 6 сердцевинами, выполненными из высоколегированного  $\text{GeO}_2$  кварцевого стекла, и относительно высокой степенью наведенной киральности. Полученные результаты позволяют скорректировать процесс формирования структуры преформы микроструктурированного ОВ, установить оптимальный диапазон изменения частоты продольного скручивания в сочетании с относительным размером пустот в оболочке для равномерного по интенсивности объединения модового пятна в кольцо.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, DST, NSFC и NRF в рамках научного проекта № 19-57-80016 БРИКС\_Т.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Burdin, V.A. New silica laser-optimized multimode optical fibers with extremely enlarged 100- $\mu\text{m}$  core diameter for gigabit onboard and industrial networks / V.A. Burdin, M.V. Dashkov, V.V. Demidov, A.E. Zhukov, A.V. Bourdine // *Fibers*. – 2020. – Vol. 8(3). – P. 18.
- [2] Gizatulin, A.R. Design of vortex optical fibers for RoF systems. Part I: overview and alternative solutions / A.R. Gizatulin, I.K. Meshkov, E.P. Grakhova, A.A. Ishmiyarov, I.A. Kuk, A.Kh. Sultanov, V.Kh. Bagmanov, G.I. Abdrakhmanova, I.L. Vinogradova, A.V. Bourdine, V.V. Demidov, E.V. Ter-Nersesyants, V.A. Burdin // *SPIE Proc.* – 2020. – Vol. 11516. – P. 115161S.
- [3] Bourdine, A.V. Design of vortex optical fibers for RoF systems. Part II: pilot samples of chiral microstructured optical fibers / A.V. Bourdine, V.A. Burdin, V.V. Demidov, K.V. Dukelskii, A.R. Gizatulin, A.V. Khokhlov, I.K. Meshkov, A.Kh. Sultanov, E.V. Ter-Nersesyants, S.V. Ustinov, E.S. Zaitseva // *SPIE Proc.* – 2020. – Vol. 11516. – P. 115161T.
- [4] Bourdine, A.V. Twisted silica microstructured optical fiber with equiangular spiral six-ray geometry / A.V. Bourdine, A.Yu. Barashkin, V.A. Burdin, M.V. Dashkov, V.V. Demidov, K.V. Dukelskii, A.S. Evtushenko, Y. Ismail, A.V. Khokhlov, A.A. Kuznetsov, A.S. Matrosova, O.G. Morozov, G.A. Pchelkin, F. Petruccione, A.Zh. Sakhabutdinov, G. Singh, E.V. Ter-Nersesyants, M. Tiwari, E.S. Zaitseva, V. Janyani, J. Yin // *Fibers*. – 2021. – Vol. 9(5). – P. 27.
- [5] Barlow, A.J. Birefringence and polarization mode dispersion in spun single-mode fibers / A.J. Barlow, J.J. Ramkov-Hansen, D.N. Payne, // *Appl. Opt.* – 1981. – Vol. 20. – P. 2962-2968.

# Разработка макета источника света для нового метода многоспектральной обработки изображений кожных новообразований

В.И. Святкина

*Санкт-Петербургский Политехнический университет*

*Петра Великого*

Санкт-Петербург, Россия

svyatkina.vi@edu.spbstu.ru

А.А. Кордюкова

*Институт аналитического приборостроения Российской*

*академии наук*

Санкт-Петербург, Россия

annygm00@mail.ru

А.В. Беляев

*Институт аналитического приборостроения Российской*

*академии наук*

Санкт-Петербург, Россия

abel2004@inbox.ru

**Аннотация**— Обоснована необходимость разработки специального источника света для нового метода многоспектральной обработки изображений кожных новообразований. Приведена оптическая схема разрабатываемого источника света, а также структурная схема для его реализации. Проведен выбор основных компонент, а также проверка их работоспособности.

**Ключевые слова**— многоспектральная обработка изображений, оптический сигнал, спектр сигнала, длина волны светодиода, злокачественные новообразования кожи.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня своевременная, а также ранняя диагностика злокачественных новообразований кожи (ЗНК) является актуальной для решения проблемой. Обусловлено это тем, что согласно составленной общей структуре онкологической заболеваемости в РФ ведущей является рак кожи (10,9%) [1], что подтверждается большим ростом числа пациентов, сопряженным с поздней диагностикой и несвоевременным выявлением этой патологии [2]. Существующие на данный момент методы диагностики злокачественных новообразований обладают рядом недостатков и не могут удовлетворить всем требованиям к их определению [3].

Активное развитие оптоэлектронных средств дает возможность разработать на базе их применения новые методы и методики исследования ЗНК, исключая погрешности, возникающие в результате визуального осмотра новообразования. Эти погрешности обусловлены ограниченными возможностями человеческого глаза, неспособного различать длины волн, характерные для злокачественных клеток. Для решения этой проблемы применяется спектрометрическая обработка изображений, позволяющая расширить диапазон исследования новообразования. Наибольшую популярность приобрели метод рамановской спектроскопии, а также метод, основанный на явлении автофлуоресценции [4-5]. Однако эти методы обладают рядом недостатков, одним из которых является потеря

части информации из-за ограниченного диапазона длин волн, на котором проводятся измерения.

Одним из способов устранения данной проблемы является разработка нового метода цифровой многоспектральной обработки изображений кожных новообразований [6]. В основе этого метода заложено преобразование полихромного изображения в последовательность монохромных изображений, каждое из которых представляет собой распределение интенсивности света на выбранной длине волны. Таким образом, чем больше число используемых длин волн, тем больший объем спектральной информации можно получить, наряду с пространственной информацией. Обеспечивается это, в первую очередь, за счет применения специального источника света, позволяющего управлять длинами волн, необходимых для исследований ЗНК. Разработке этого источника и посвящена данная работа.

## 2. РАЗРАБОТКА МАКЕТА ИСТОЧНИКА СВЕТА

Основной задачей разрабатываемого полихромного источника света является формирование пучка света с программно-управляемым спектром. Для этого сигнал, поступающий от компьютера, переключает спектральные интервалы освещения исследуемого объекта. Через расширитель этот пучок освещает его, а необходимое изображение фиксируется камерой. Полученная последовательность монохромных изображений обрабатывается на компьютере. На рис. 1 представлена оптическая схема источника света.

Макет источника света состоит из 16 светодиодов, расположенных по радиусу от центра дифракционной решетки. На фокусном расстоянии от них расположены сегменты линзы, которые формируют пучки колимированного света. Все пучки света попадают в центр дифракционной решетки. На каждое место подбирается светодиод с максимально близким по длине волны излучением к расчетному. После дифракции поток

света от всех светодиодов распространяется в направлении 95 градусов к плоскости дифракционной решетки (в установке положение решетки смещено на 5 градусов относительно нормального) и попадает на линзу, формирующую сходящийся пучок света. Переключение длины волны осуществляется подачей тока на выбранный светодиод.

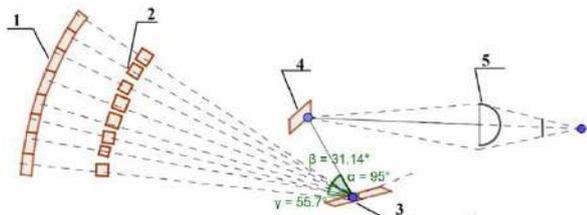


Рис. 1. Оптическая схема источника света: 1 – светодиоды с различными спектральными характеристиками; 2 – сегменты линз с фокусным расстоянием 20 мм; 3 – дифракционная решетка; 4 – зеркала; 5 – линзы с фокусным расстоянием 50 мм

На рис. 2 представлена структурная схема макета источника света.

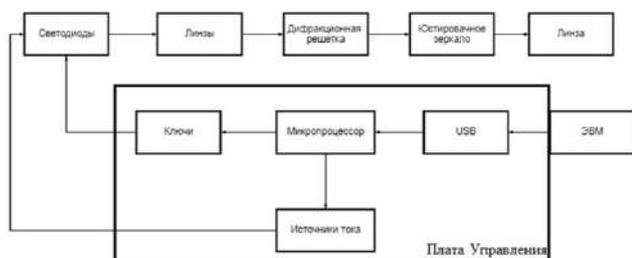


Рис. 2. Структурная схема макета источника света с программно-управляемым спектром

Основным управляющим элементом источника света является микроконтроллер семейства ADuC. Управление макетом источника света производится через модуль USB. К микропроцессору подключены ключи, управляющие включением светодиодов. Внутренние 12-разрядные ЦАП микроконтроллера управляют источниками тока светодиодов, обеспечивая изменение тока с 0 до 0,5 А. Программа в микропроцессоре осуществляет получение данных по порту USB и управление током и коммутацией светодиодов.

Для применения в макете источника света рассматривались различные светодиоды с диапазоном длин волн 700-1100 нм. Выбор светодиодов осуществлялся путем оценки габаритных и оптических характеристик светодиодов. Выбранные светодиоды представлены в таблице I.

Оптические элементы использовались со следующими параметрами соответственно: сегменты линз с шириной 4,5 мм и фокусным расстоянием 30 мм; линзы с шириной 12,5 мм, фокусным расстоянием 30 мм

и активной апертурой 11 мм; дифракционная решетка с 830 ш/мм.

Таблица I. ПАРАМЕТРЫ ИСПОЛЪЗУЕМЫХ СВЕТОДИОДОВ

Выбранные светодиоды для диапазона 700-1100 нм	Параметры светодиодов		
	№	Светодиод	Центральная длина волны, нм
	1	SMB 1N 735	727
	2	SMB 1N 780	780
	3	SMB 1N 830	834
	4	SMB 1N 880	887
	5	SMB 1N 940	941
	6	SMB 1N 980D	990
	7	SMB 1M 1050	1047
	8	LED 11 HP	1085

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработан специальный источник света с программно-регулируемым спектром в диапазоне длин волн 700-1100 нм. Проведена проверка функционирования разработанного макета, подтверждающая его работоспособность. Работа вносит вклад в развитие метода многоспектральной обработки изображений кожных новообразований, а полученная структура макета источника света является первым этапом проектировки экспериментального образца устройства, реализующего многоспектральную диагностику ЗНК.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Каприн, А.Д. Злокачественные новообразования в России в 2020 году (заболеваемость и смертность) / А.Д. Каприн, В.В. Старинский, А.О. Шахзадова. – М: МНИОИ им. П.А. Герцена – филиал ФГБУ «НМИЦ радиологии» Минздрава России, 2021. – 252 с.
- [2] Sung, H. Global cancer statistics 2020: GLOBOCAN estimates of incidence and mortality worldwide for 36 cancers in 185 countries / H. Sung, J. Ferlay, R.L. Siegel // CA Cancer J. Clin. – 2021. – Vol. 71(3). – P. 209-249.
- [3] Солодянкина, Т.Н. Дерматоскопия как метод диагностики меланомы кожи / Т.Н. Солодянкина. – Владивосток: Издательство Владивостокского государственного медицинского университета, 2009. – 4 с.
- [4] Zhao, J. Real-time Raman spectroscopy for automatic in vivo skin cancer detection: an independent validation / J. Zhao, H. Lui, S. Kalia, H. Zeng // Analytical and Bioanalytical Chemistry. – 2015. – Vol. 407. – P. 8373-8379.
- [5] Bratchenko, I. Combined Raman and autofluorescence ex vivo diagnostics of skin cancer in near infrared and visible regions / I. Bratchenko, D. Artemyev, O. Myakinin // J. Biomed. Opt. – 2017. – Vol. 22(2). – P. 027005.
- [6] Зайченко, К.В. Экспериментальное обоснование спектрофотометрического метода анализа характера кожных новообразований / К.В. Зайченко, Б.С. Гуревич, К.Р. Киселева. – Ташкент: Труды Международной научно-практической конференции «Актуальные проблемы и инновационные технологии в области естественных наук», 2020. – С. 520-524.

# Вихревой волоконно-оптический фильтр

С.И. Халилов  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
server.khalilov.94@mail.ru

М.В. Брецко  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
mihailbretcko4@gmail.com

В.И. Шостка  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
vshostka@cfuv.ru

А.Ф. Рыбась  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
rubass@cfuv.ru

Я.Е. Акимова  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
ak1mova.yana.@yandex.ru

С.И. Якубов  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
yakubov-selim@mail.ru

Б.В. Соколенко  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
simplexx.87@gmail.com

А.В. Воляр  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
vshostka@cfuv.ru

Ю.А. Егоров  
Крымский федеральный университет  
им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
yuriyegorov@cfuv.ru

**Аннотация**—В работе представлены экспериментальные результаты сохранения состояния поляризации и величины топологического заряда оптического вихря при распространении по навитому оптическому волокну, путем фильтрации невихревых мод. Методом Стокс-поляриметрии и измерения вихревого спектра в каждой компоненте поля, были найдены условия навивки волокна. Для маломодового оптического волокна с  $V = 3,8$  условия сохранения, следующие: шаг витка  $H = 1,5$  мм, число витков  $n = 20-21$  и радиус спирали  $r = 2$  мм, при навивке на кварцевый цилиндр.

**Ключевые слова**— оптический вихрь, маломодовое оптическое волокно, топологический заряд, поляризация света, навитое волокно.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерный пучок с геликоидальным волновым фронтом  $\exp(i\ell\phi)$ , известен как оптический вихрь (ОВ), где  $\phi$  - азимутальный угол,  $\ell$  - топологический заряд (ТЗ), характеризующий число ветвей геликоида. В 1992 году, L. Allen с соавторами [1] обнаружили, что данный луч света обладает орбитальным угловым моментом (ОУМ) равный  $\ell\hbar$  на один фотон. С тех пор пучки света со спиральным волновым фронтом стали предметом интереса в сообществе и нашли свое применение в различных областях, начиная с астрономии и заканчивая захватом и манипуляцией микрочастиц [2]. Но одним из многообещающих перспектив использования стала оптическая связь [3]. При кодировании информации в значениях ТЗ ОВ, с использованием двух ортогональных состояний поляризации и длин волн возможно увеличить число информационных каналов в десятки раз по сравнению с существующими методами. Nenad Bozinovic в работе Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers [4], опубликовал результаты, свидетельствующие о увеличении пропускной способности в оптическом волокне. В эксперименте было использовано четыре канала на одной длине волны с состояниями  $|S, \ell\rangle$ , где  $S = \pm 1$  указывает на право- или лево- циркулярную поляризацию,  $\ell = 0, \pm 1$  - ТЗ. Показана возможность передачи данных со скоростью 400 Гб/с и 1,6 Тб/с при использовании двух вихревых состояний на 10 длинах волн, в специально разработанном оптическом волокне на расстояние 1,1 км. Данный тип волокна создан

с минимальным межмодовым взаимодействием, для эффективной передачи и разделения уплотненного сигнала по всем параметрам на выходе из волокна. Однако, стоимость данного волокна в десятки раз больше существующих, что является экономически не выгодным.

Предложенный в настоящей работе подход эффективен для стандартных линий связи [5], благодаря увеличению волноводного параметра волокна с одномодового режим ( $V < 2,4$ ) до мало- ( $2,4 < V < 12$ ) или много- модового ( $V > 12$ ) режима, для существования и распространения оптического вихря по волокну [6,7]. Также, помимо вихревых мод, в данном волокне существуют невихревые моды и фундаментальная мода, которые относятся к шуму. Поэтому, перед нами была поставлена следующая цель: найти условия, при которых оптический вихрь в ходе распространения по стандартному волокну сохранял исходное состояние поляризации и величину ТЗ.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Объектом исследования явилось навитое на цилиндр маломодовое оптическое волокно, которое характеризуется радиусом  $R$ , шагом  $H$  и числом витков  $n$ . Ввиду присутствия спиральных изгибов, волокно на практике имеет один недостаток – это наличие радиальных потерь мощности, которые в данной задаче отвечают за высвечивание невихревых мод и смещение к периферии волокна фундаментальной моды, формируя на выходе из волокна оптический вихрь.

Экспериментальные исследования проводились на установке представленной, на рис. 1.

Свет от источника  $L_s$  проходя через делительный куб  $Bs1$  образует неравноплечный интерферометр Маха-Цендера. В предметном плече при помощи поляризатора  $P1$  и четверть волновой пластины  $\lambda/4$  формируем право циркулярную поляризацию с  $S = +1$ . Далее, Гауссов пучок проходя через оптический клин  $C$  так, что часть пучка проходит по клину, а вторая часть по свободному пространству, дифрагируя, образует цепочку, состоящую из ОВ [8]. Изменяя угол наклона клина относительно распространения лазерного излучения в перетяжке пучка, выделяем единичный ОВ с ТЗ  $\ell = +1$ .

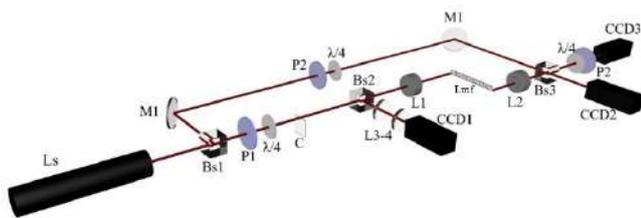


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: (*Ls*) He – Ne лазера, (*Bs*) делительный кубик, ( $\lambda/4$ ) четверть волновая пластина, (*P*) поляризатор, (*C*) оптический клин, (*M*) зеркало, (*L*) микроскоп, (*CCD*) камера, (*Lmf*) маломодовое оптическое волокно

После чего ОВ при помощи микроскопика *L1* проецируется на входной торец маломодового оптического волокна. Микроскопом бокового вида, состоящий из системы линз *L3 – L4*, производилось центрирование системы пучок-волокно и контролировалась перетяжка пучка.

В эксперименте использовалось изотропное оптическое волокно, имеющее градиентный показатель преломления с круглой сердцевиной. Длина использованного волокна составила 10,8 м, где один метр навивался на цилиндр с радиусом  $r = 2$  мм, число витков  $n = 1 - 25$  и шагом  $H = 1,5$  мм. Показатель преломления цилиндра был приближенно равен показателю преломлению волокна, что позволяло пренебречь механическими напряжениями на границе волокно-цилиндр при тепловом расширении.

Поле волокна при помощи микроскопика *L2*, переотражаясь от делительного кубика *Bs2*, проецировалось на матрицу камеры *CCD2*.

Для анализа тонкой структуры, поле излучения пропускали через четверть волновую пластину и поляризатор, под углами: (0;0), (0;45), (0;90), (0;135), (45;135) и (45;45) [9] соответственно. И при помощи дифференциального поляриметра производили построение векторного поля волокна.

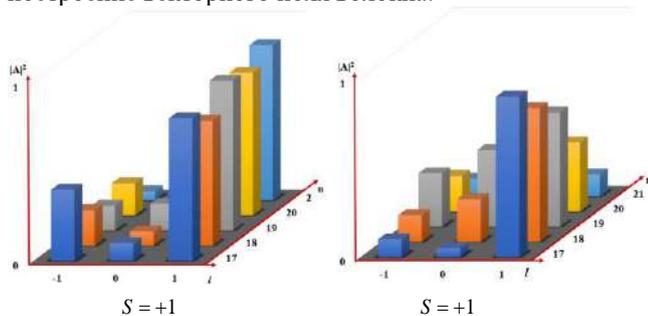


Рис. 2. Диаграмма вихревого спектра навитого волокна в ортогональных компонентах поляризации, от числа витков

Для полного анализа измерялся вихревой спектр поля волокна в каждой из компонент используя методику,

предложенную профессором Воляром А.В. [10]. Для удобства проведения эксперимента, волокно разматывалось с 21 до 1 витка. Исходя из рис. 2, при числе витков  $n = 21$ , вся энергия сосредоточена в правой компоненте поляризации  $S = 1$  и ТЗ  $\ell = 1$ , формируя исходное поле.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При распространении циркулярно поляризованного оптического вихря  $|S, \ell\rangle$  по навитому волокну на цилиндр с экспериментально подобранными параметрами радиуса  $r = 2$  мм, шага  $H = 1,5$  мм и числа витков  $n = 21$ , в нем создается наведенная анизотропия. Данное явление способствует высвечиванию невихревых мод, а фундаментальную моду смещает к периферии волокна, при этом вся энергия перекачивается в исходное состояние  $|S, \ell\rangle$ .

### ЛИТЕРАТУРА

- [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.P. Woerdman // *Physical Review A*. – 1992. – Vol. 45(11). – P. 8185-8189. DOI: 10.1103/PhysRevA.45.8185.
- [2] Shostka, N. Generation of the trapping light structures based on vector fields / N. Shostka, O. Karakchieva, B. Sokolenko // *Journal of Physics Conference Series*. – 2018. – Vol. 1128(5). – P. 051061. DOI: 10.1088/1742-6596/1124/5/051061.
- [3] Wang, Z. High-volume optical vortex multiplexing and demultiplexing for free-space optical communication / Z. Wang, N. Zhang, X.-C. Yuan // *Optical Express*. – 2011. – Vol. 19(2). – P. 482-492. DOI: 10.1364/OE.19.000482.
- [4] Bozinovic, N. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers / N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, H. Huang, A.E. Willner, S. Ramachandran // *Science*. – 2013. – Vol. 340(6140). – P. 1545-1548. DOI: 10.1126/science.1237861.
- [5] Halilov, S. Multiplexing and demultiplexing of the complex signal in the singular beams propagating in a few-mode optical fibers: an experiment / S. Halilov, A. Piyasova, A. Rubass, A. Pogrebnaya // *Journal of Physics Conference Series*. – 2016. – Vol. 737(1). – P. 012003. DOI: 10.1088/1742-6596/737/1/012003.
- [6] Ibragimov, A. Modeling of self-consistent modes in optical fibers with  $V=3,8$  / A. Ibragimov, A. Rubass, S. Halilov, B. Sokolenko, Ya. Akimova, M. Bretsko // *Journal of Physics Conference Series*. – 2018. – Vol. 1062(1). – P. 012002. DOI: 10.1088/1742-6596/1062/1/012002.
- [7] Snyder, A.W. Optical waveguide theory / A.W. Snyder, J.D. Love. – London and New York: Chapman and Hall, 1985. – 11 p.
- [8] Izdebskaya, Ya.V. Optical vortex generation by optical wedge / Ya.V. Izdebskaya, V.G. Shvedov, D. Kurabtzev, A.N. Alexeyev, A.V. Volyar // *Proceedings of SPIE*. – 2002. – Vol. 4607. – P. 78-82. DOI: 10.1117/12.455173.
- [9] Born, M. Principles of optics / M. Born, E. Wolf. – Oxford, London, Edinburgh, New York, Paris, Frankfurt, 1968. – 510 p.
- [10] Volyar, A. Measurement of the vortex spectrum in a vortex-beam array without cuts and gluing of the wavefront / A. Volyar, M. Bretsko, Ya. Akimova, Yu. Egorov // *Optics Letters*. – 2018. – Vol. 43(22). – P. 5635-5638. DOI: 10.1364/OL43.005635.

# Моделирование распространения полигональных пучков

А.Р. Скиданова

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия

Skidanovaanna253@gmail.com

**Аннотация**—Пучки, обладающие несколькими максимумами интенсивности, которые распространяются по изогнутой траектории, имеют множество интересных применений. В данной работе рассмотрено несколько фазовых масок, каждая из которых позволяет получать полигональные пучки с различным количеством пиков интенсивности.

**Ключевые слова**— преобразование Френеля, полигональные пучки, манипулирование микрочастицами.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Самоускоряющиеся пучки в последние годы привлекают большое внимание. Интерес к пучкам подобного рода появился, когда учёными М.В. Берри и Н.Л. Бланж был представлен волновой пакет Эйри в качестве решения уравнения Шредингера [1]. Оказалось, что лучи Эйри обладают рядом полезных свойств. Одно из них заключается в том, что лепесток луча Эйри имеет тенденцию к поперечному ускорению по параболической траектории во время распространения, что может использоваться, например, в оптических ловушках [2-4]. Другое свойство – самовосстановление, т.е. форма пучка возрождается с увеличением проходимого расстояния.

С тех пор было проведено большое количество исследований, предложены различные типы ускоряющихся пучков, такие как непараксиальные пучки Матве и Вебера, ускоряющие пучки произвольной поперечной формы и нелинейные изогнутые пучки.

Наконец, в 2010 году было представлено ещё одно семейство ускоряющихся пучков конечной энергии – правильные полигональные пучки, которые, хотя и не свободны от дифракции, имеют тенденцию сохранять свои свойства при линейной дифракции на больших расстояниях [5]. Эти лучи демонстрируют множественные максимумы высокой интенсивности, которые равномерно распределены по окружности и следуют изогнутым ускоряющим траекториям во время распространения, при этом центр масс всего пучка распространяется по прямой линии вдоль оптической оси. То есть каждое острие пучка, распространяется аналогично основному лепестку луча Эйри.

Были проведено несколько значимых исследований в этом направлении [6-8]. Такие пучки благодаря своим свойствам могут использоваться в оптическом захвате и многофункциональном манипулировании микро- и нано объектами, аналогично пучкам Эйри [9, 10]. Так же они

находят своё применение в микроскопии [11] и биомедицине [12, 13].

В данной работе происходит подбор и моделирование распространения нескольких полигональных пучков, которые позволяют получать разное количество пиков интенсивности, что позволяет расширить возможности по транспортировке микрочастиц.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Интегральное представление правильных полигональных пучков может быть записано как:

$$E(x, y, z) = A \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \int_{-\infty}^{+\infty} d\eta \exp[ik\psi(\xi, \eta, x, y, z)], \quad (1)$$

где  $(x, y)$  – координаты в пространстве изображения,  $(\xi, \eta)$  – соответствующие спектральные координаты,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $z = u/2f(f+u)$  – сила расфокусировки.

Сам множитель  $\psi(\xi, \eta, x, y, z)$  задаётся как сумма  $\varphi(\xi, \eta) - z(\xi^2 + \eta^2) - (x\xi + y\eta)$ , где основной является полином  $\varphi(\xi, \eta)$ , от которого и будет зависеть форма будущего пучка.

Так как наиболее важным в работе с данными пучками является наблюдение за их распространением, то для моделирования параксиального распространения в пространстве используется преобразование Френеля:

$$U(x, y, z) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp(ikz) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U_0(\xi, \eta) * \exp\left[\frac{ik}{2z}((x-\xi)^2 + (y-\eta)^2)\right] d\xi d\eta.$$

Так как расчёт преобразования Френеля занимает довольно много времени. Чтобы это исправить целесообразно переписать его через преобразования Фурье, которое работает значительно быстрее за счёт использования алгоритма быстрого преобразования Фурье:

$$U(x, y, z) = -\frac{ik}{2\pi z} \exp(ikz) \exp\left[\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)\right] * \mathfrak{F}\left\{U_0(\xi, \eta) \exp\left[\frac{ik}{2z}(\xi^2 + \eta^2)\right]\right\}.$$

Можно заметить, что множители стоящие до преобразования Фурье будут влиять только на фазу пучка. Так как в работе будет наблюдаться только интенсивность, то эти множители могут быть отброшены. Следовательно, для расчёта преобразования

Френеля достаточно воспользоваться следующей формулой:

$$U(x, y, z) = \Im \left\{ U_0(\xi, \eta) \exp \left[ \frac{ik}{2z} (\xi^2 + \eta^2) \right] \right\}.$$

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования распространения полигональных пучков использовалась линза с радиусом 5 mm. Длина волны  $\lambda = 0.000565$  mm.

Рассмотрим полином из формулы (1) следующего вида:

$$\varphi(\xi, \eta) = \xi^p + \eta^q - \xi^n \eta^m. \quad (2)$$

Данная формула позволяет при конкретных значениях степеней получать различные пучки с 4 пиками интенсивности (рис. 1).

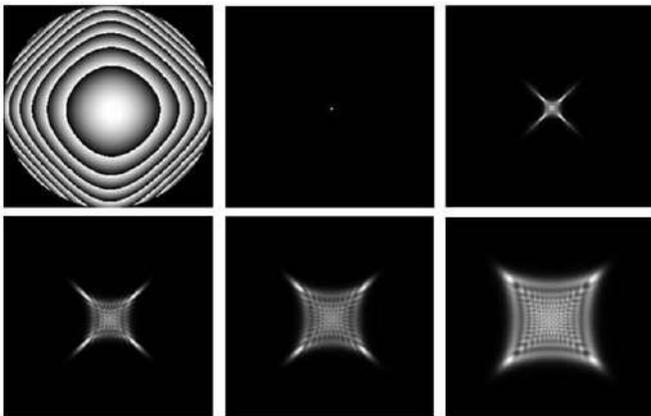


Рис. 1. Распространение в пространстве полигонального пучка с четырьмя пиками интенсивности при  $p = 1, q = 1, n = 2, m = 2$

На рис. 1 представлен первый вариант комбинации параметров. В таком случае максимумы интенсивности имеют структуру острия, но при распространении в пространстве они становятся менее выраженными, а количество шума увеличивается.

Используя тот же полином (2), есть возможность получить пучок, у которого пики интенсивности являются точечными, а рассеяние происходит в гораздо меньшей степени (рис. 2).

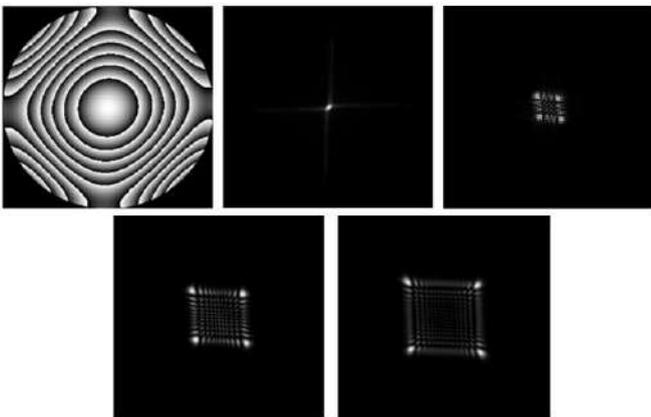


Рис. 2. Распространение в пространстве полигонального пучка с четырьмя пиками интенсивности при  $p = 4, q = 4, n = 1, m = 1$

Следующий рассмотренный полином имеет более общий вид:

$$\varphi(\xi, \eta) = \xi^p + \eta^q - l(\xi^n \eta + \eta^m \xi).$$

Общим он является так как с его помощью можно получить и два (рис. 3) и три, и четыре пика интенсивности. За счёт использования параметра  $l$  можно вращать, растягивать или сжимать получаемый пучок, правда только в определённом диапазоне, иначе он начинает терять свою форму.



Рис. 3. Распространение в пространстве полигонального пучка с двумя пиками интенсивности при  $p = 4, q = 4, n = 1, m = 1, l = 4$

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены полигональные пучки, позволяющие получать различное количество пиков интенсивности, которые двигаются по изогнутой траектории. Для полного изучения свойств необходимы экспериментальные исследования. На основании проведенной работы можно предположить, что данные пучки могут быть использованы для расширения средств оптического захвата и манипулирования микрообъектами.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Berry, M.V. Nonspreading wave packets / M.V. Berry, N.L. Balazs // Am. J. Phys. – 1979. – Vol. 47. – P. 264-267.
- [2] Baumgartl, J. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets / J. Baumgartl, M. Mazilu, K. Dholakia // Nat. Photonics. – 2008. – Vol. 2(11). – P. 675-678.
- [3] Kaganovsky, Y. Nonparaxial wave analysis of three-dimensional Airy beams / Y. Kaganovsky, E. Heyman // J. Opt. Soc. Am. – 2021. – Vol. 29(5). – P. 671-688.
- [4] Chremmos, I. Pre-engineered abruptly autofocusing beams / I. Chremmos, N.K. Efremidis, D.N. Christodoulides // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36(10). – P. 1890-1892. DOI: 10.1364/OL.36.001890.
- [5] Barwick, S. Accelerating regular polygon beams / S. Barwick // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35(24). – P. 4118-4120.
- [6] Zhijun, R. Generation of optical accelerating regular triple-cusp beams and their topological structures / R. Zhijun, L. Dong, Ch. Ying, Ch. Fan // Opt. Express. – 2012. – Vol. 20(28). – P. 29276-29283.
- [7] Zhijun, R. Generation of Optical Accelerating Quinary-Cusp Beams and Their Optical Characteristics / R. Zhijun // Chinese Physics Letters. – 2013. – Vol. 30. – P. 114208-114212.
- [8] Zhijun, R. Production of accelerating quad Airy beams and their optical characteristics / R. Zhijun // Opt. Express. – 2014. – Vol. 22(12). – P. 15154-15164. DOI: 10.1364/OE.22.015154.
- [9] Christodoulides, D.N. Optical trapping riding along an Airy beam / D.N. Christodoulides // Nat. Photonics. – 2008. – Vol. 2(11). – P. 652-653.
- [10] Baumgartl, J. Optically Mediated Particle Clearing Using Airy Wavepackets / J. Baumgartl, M. Mazilu, K. Dholakia // Nature Photonics. – 2008. – Vol. 2. – P. 675-678.
- [11] Liu, F. Photophoretic trapping of multiple particles in tapered-ring optical field / F. Liu // Opt. Express. – 2014. – Vol. 22(19). – P. 23716-23723.
- [12] Liu, F. Manipulation of aerosols revolving in tapering optical traps / F. Liu // Opt. Lett. – 2014. – Vol. 39(1). – P. 100-103.
- [13] Liu, F. Photophoretic trapping of multiple particles in tapered-ring optical field / F. Liu // Opt. Express. – 2014. – Vol. 22(19). – P. 23716-23723.

# Разрушение и восстановление спиральных вихревых пучков

М.В. Брецько  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
mihailbretcko4@gmail.com

Я.Е. Акимова  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
Ak1mova.yana@yandex.ru

А.В. Воляр  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
volyar@cfuv.ru

Ю.А. Егоров  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
yuriyegorov@cfuv.ru

С.И. Халилов  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
server.khalilov.94@mail.ru

С.И. Якубов  
Крымский Федеральный  
университет им. В. И. Вернадского  
Крым, Россия  
yakubov-selim@mail.ru

**Аннотация**— В данной работе на примере четырехугольного спирального вихревого пучка рассмотрено возмущение в виде непрозрачного экрана. Было показано, что если экран не перекрывает область максимума спирального пучка, то он способен восстановить свою прежнюю форму в дальней зоне дифракции. Если же возмущение даже локально перекрывает яркую область пучка, то возмущенный пучок переходит в новое устойчивое состояние через цепочки рождения и уничтожения оптических вихрей.

**Ключевые слова**— структурная устойчивость, спиральный пучок, спектр вихрей.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Восстановление исходной структуры волнового фронта параксиальных вихревых пучков после прохождения через непрозрачные препятствия впервые была обнаружена еще во второй половине XX столетия при формировании бесселевых пучков на аксиконах [1] и узких кольцевых апертурах [2]. В последние два десятилетия развитие компьютерных технологий резко стимулировало интерес физиков из различных областей естествознания, фотоники и информатики к этому необычному явлению [3]. Среди многообразия структурированных световых пучков [4-6] особое место занимают спиральные вихревые (СВ) пучки [7], содержащие бесконечное число мод Лагерра-Гаусса (ЛГ). Чтобы пучок был устойчивым при распространении в свободном пространстве необходимо организовать амплитуды и фазы мод ЛГ в нем особым образом. Более того, сопротивляемость пучка к внешним возмущениям также зависит от тонкой структуры потоков энергии при внешних возмущениях, которое заставляет их восстанавливать собственную форму после воздействия внешнего возмущения. Именно эту проблему мы и рассмотрим в данной работе.

## 2. ВОЗМУЩЕНИЕ ЛАГЕРР-ГАУССОВОЙ МОДЫ

В работе мы будем рассматривать спиральный пучок с четырехугольной формой образующей, где кривая (образующая) задана в комплексной параметрической форме  $\zeta = \zeta(t), t \in [0, 2\pi]$ , а их комплексная амплитуда задается в интегральной форме

$$\Psi(\mathbf{r}|\zeta(t), t \in [0, 2\pi]) = e^{-r^2} \int_0^{2\pi} |\zeta'(t)| \times \exp\left\{2\zeta^*(t)r e^{i\varphi} - |\zeta(t)|^2 + i\Phi(t|\zeta)\right\} dt, \quad (1)$$

где  $\mathbf{r} = (x, y) = (r \cos \phi, r \sin \phi)$  – 2D вектор, а  $\Phi(t|\zeta) = 2 \int_0^t \text{Im}\{\zeta^*(\tau)\zeta'(\tau)\} d\tau$  является четырёхкратной ориентированной областью сектора, заметаемой двумерным радиус-вектором, соединяющим начало координат с точкой  $\zeta(t)$ , когда точка движется вдоль кривой,  $\zeta'(t)$  обозначает производную.

Возмущение спирального вихревого пучка означает возмущение каждой ЛГ моды в его составе. Каждая  $m$ -я ЛГ в составе мода становится источником вторичных мод с различными радиальными числами  $p$  и ТЗ  $\ell$  обоих знаков:

$$\Psi^{(\text{pert})}(\mathbf{r}|\zeta) = \sum_{m \geq 0} c_m \sum_{p \geq 0} \sum_{\ell = -\infty}^{\infty} C_{p,\ell}^{(m)} \text{LG}_{p,\ell}(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Амплитуды вторичных  $C_{p,\ell}^{(m)}$  мод зависят от типа внешнего возмущения  $T(\mathbf{r})$  и задаются соотношением

$$C_{p,\ell}^{(m)} = \frac{2^{|\ell|+1} p!}{\pi(p+|\ell|)! \square^2} \int T(\mathbf{r}) \text{LG}_{0,m}(\mathbf{r}) \text{LG}_{p,\ell}^*(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}. \quad (3)$$

Для компьютерного моделирования необходимо ограничить число членов в трех суммах в выражении (2). Первая сумма по числу  $m$  ограничивается условием квантования [8]. Для четырехугольного пучка она включает только 8 членов, где достаточно использовать моды с  $4m = 4 \div 36$ . Ограничение остальных двух сумм по  $p$  и  $\ell$  требует численных оценок и сравнения с экспериментом. Рис. 1 иллюстрирует пример возбуждения вторичных ЛГ мод в пучке с  $m = 16$ . Как показано на рис. 1(a), моды с отрицательными топологическими зарядами (ТЗ) ( $\ell < 0$ ) возникают только тогда, когда параметр возмущения  $a$  вдоль оси  $x$  значительно превышает положение максимума  $a_c = 2,65$  для 8-ми квантованного СВ пучка.

При этом они вносят существенный вклад только в ЛГ моды с большими  $\ell$  числами. Поэтому для всего СВ пучка необходимо учитывать вторичные ЛГ моды с

отрицательными ТЗ вплоть до  $\ell = -5$  и положительными ТЗ – вплоть до  $\ell = 10$ . Совсем иначе происходит возбуждение вторичных ЛГ мод с высшими радиальными  $p$  числами, пример которых иллюстрирует рис.1б. Если учесть только пару ЛГ мод с малыми радиальными числами  $p$ , то построить возмущенный СВ пучок невозможно. Поэтому для качественного воспроизведения возмущенных СВ пучков необходимо учитывать моды с радиальными числами вплоть до  $p = 8$ .

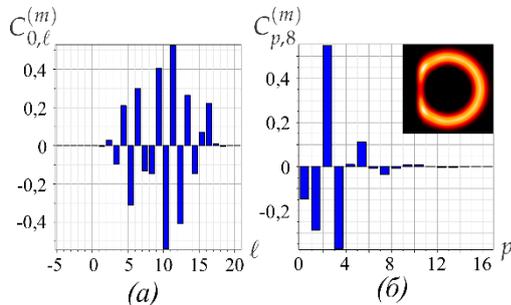


Рис. 1. Экспериментальные спектры вторичных мод  $C_{p,\ell}^{(m)}$  возмущенной исходной моды  $LG_{0,16}$ ,  $a = 2,65$ , (а)  $p = 0$ , (б)  $\ell = 8$

### 3. РАЗРУШЕНИЕ ЛАГЕРР-ГАУССОВЫХ МОД В СОСТАВЕ ВОЗМУЩЕННЫХ СПИРАЛЬНЫХ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ

В качестве модели для цифрового анализа возьмём экран с узкой квадратной прорезью в области максимума СВ пучка. При расчете использовались безразмерные переменные  $(x, y) \rightarrow (x/w_0, y/w_0)$ ,  $Z = z/z_0$  и безразмерный параметр возмущения  $a \rightarrow a/w_0$ . Непрозрачный экран размещался вблизи максимума  $x_1 = a_c = 2,65$ , и смещался вдоль  $x$ -оси. Рис. 2(а)-(в) иллюстрируют случай, когда край экрана только касается максимума пучка, не перекрывая его. Распределение интенсивности в возмущенной области слегка искажается (рис. 2(а)). Во внешней области возмущенной стороны пучка возникают слабые минимумы и максимумы интенсивности, что сразу же немного ухудшает форму пучка вдоль остальной части, а в возмущенной области картины распределения фазы возникло два дополнительных оптических вихря. При распространении происходит внутренняя перестройка картины оптических вихрей (рис. 2(б),  $Z = 1$ ), и форма максимума частично искажается. В дальней зоне дифракции (рис. 2(в),  $Z = 30$ ) форма максимума восстанавливается с учетом ее поворота на  $\pi/2$ , но распределение интенсивности остается слегка неоднородным. Совсем иначе ведет себя пучок, если край экрана перекрывает часть максимума пучка ( $a = 2,3$ ). Внутри пучка положение оптических вихрей подвергается резкой перестройке. Однако при распространении, картина оптических вихрей поворачивается вместе с пучком как единое целое.

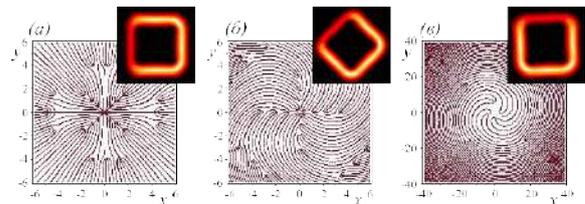


Рис. 2. Возмущение спирального пучка непрозрачным сектором: распределение интенсивности и фазы для  $a = 2,65$ ; (а)  $Z = 0$ , (б)  $Z = 1$ , (в)  $Z = 30$

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы проанализировали процесс перестройки структуры четырехугольного СВ пучка, вызванного действием в виде непрозрачного экрана. При этом мы использовали методы компьютерного моделирования совместно с экспериментом, рассматривая дальнюю зону дифракции СВ пучка. Мы обнаружили, что асимметричное возмущение в виде экранирования части пучка, не затрагивающего область максимума, позволяет СВ пучку частично восстановить исходную форму. Однако, если оптический нож отрезает часть максимума, то возмущенный СВ пучок переходит в новое устойчивое состояние в дальней зоне дифракции через цепочки дислокационных реакций.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 20-37-90066 в части «методы измерения спектра оптических вихрей», № 20-37-90068 в части «экспериментальные результаты») и гранта Государственного Совета Республики Крым в части «Спиральные вихревые пучки».

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Lit, J.W.Y. Focal depth of a transmitting axicon / J.W.Y. Lit, R. Tremblay // Journal of the Optical Society of America. – 1973. – Vol. 63. – P. 445-449. DOI: 10.1364/JOSA.63.000445.
- [2] Sheppard, C.J.R. Depth of field in scanning microscope / C.J.R. Sheppard, T. Wilson // Optics Letters. – 1978. – Vol. 3. – P. 115-117. DOI: 10.1364/OL.3.000115.
- [3] Shen, Y. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, X. Yuan // Light: Science & Applications. – 2019. – Vol. 8. – P. 1-29. DOI:10.1038/s41377-019-0194-2.
- [4] Forbes, A. Structured light / A. Forbes, M. de Oliveira, M.R. Dennis // Nature Photonics. – 2021. – Vol. 15. – P. 253-262. DOI:10.1038/s41566-021-00780-4.
- [5] Shen, Yi. Structured ray-wave vector vortex beams in multiple degrees of freedom from a laser / Yi. Shen, Xi. Yang, D. Naidoo, Xing Fu, A. Forbes // Optica. – 2020. – Vol. 7(7). – P. 820-831. DOI:10.1364/OPTICA.414397.
- [6] Shen, Yi. SU (2) Poincaré sphere: A generalized representation for multidimensional structured light / Yi. Shen, Zh. Wang, X. Fu, D. Naidoo, A. Forbes // Physical Review A. – 2020. – Vol. 102. – P. 031501. DOI:10.1103/PhysRevA.102.031501.
- [7] Абрамочкин, Е.Г. Спиральные пучки света / Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников // Успехи Физических наук. – 2004. – Т. 47. – С. 1177-1203. DOI: 10.3367/UFNr.0174.200412a.1273.
- [8] Абрамочкин, Е.Г. Современная оптика гауссовых пучков / Е.Г. Абрамочкин, В.Г. Волостников. – М.: Физматлит, 2010. – 184 с.

# Измерение профиля температуры перегрева поверхности светоизлучающей гетероструктуры по температурному спаду яркости свечения

В.А. Сергеев  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники им.  
В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
sva@ulstu.ru

И.В. Фролов  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники им.  
В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
ilya-frolov88@mail.ru

О.А. Радаев  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники им.  
В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
oleg.radaev.91@mail.ru

**Аннотация**—Представлены результаты апробации способа измерения профиля распределения температуры по поверхности кристалла светодиода. В качестве температурочувствительного параметра используется яркость электролюминесценции гетероструктуры. Способ основан на регистрации распределения яркости свечения гетероструктуры светодиода цифровой КМОП камерой при питании его импульсным током большой скважности и постоянным током, вычислении относительного спада яркости свечения и определении температуры перегрева локальной области гетероструктуры по известному температурному коэффициенту спада яркости излучения.

**Ключевые слова**— светоизлучающая гетероструктура, температурный мэппинг, электролюминесценция.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что эффективность и надежность светодиодов во многом определяются температурным режимом светоизлучающей гетероструктуры. Светодиод представляет собой сложную теплоэлектрическую систему, в которой одновременно действует несколько механизмов теплоэлектрической связи, приводящих к существенно неоднородному распределению температуры по площади кристалла [1]. Эта неоднородность, в свою очередь, является причиной неоднородного распределения плотности тока в гетероструктуре, термомеханических напряжений и деформаций как самой гетероструктуры, так и других элементов конструкции светодиода. Локальный перегрев может существенно ускорять деградиационные процессы в кристалле и приводить к значительному снижению ресурса работы светодиода.

Для бесконтактного измерения температурных полей различных объектов, в том числе, полупроводниковых приборов, применяются методы компьютерной оптики, основанные на регистрации и последующей обработке термограмм, полученных в инфракрасной области спектра излучения [2-4].

В настоящей работе представлена экспериментальная апробация способа измерения температуры перегрева локальных областей кристалла светодиода методом мэппинга относительного спада яркости электролюминесценции в видимом диапазоне спектра при разогреве кристалла светодиода прямым током.

## 2. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для экспериментальной апробации предлагаемого способа использовался аппаратно-программный комплекс для измерений статических и динамических параметров электролюминесценции локальных областей кристалла светодиода [5]. В состав измерительного комплекса входит функциональный генератор DG4162, блок задания режима питания светодиода импульсным током, микроскоп Levenhuk D320L, монохромная КМОП камера FL-20BW с максимальным разрешением 5472x3648 пикселей для регистрации изображений кристалла светодиода. В качестве объекта исследований использовался зеленый светодиод XRCGRN-L1-0000-00M01 производства Cree, имеющий следующие параметры: максимально допустимый прямой постоянный ток 500 мА; тепловое сопротивление переход-точка пайки 12 К/Вт; температурный коэффициент спада светового потока 2250 ppm/K.

Измерения проводились при комнатной температуре в следующем порядке. Светодиод, закрепленный на теплоотводе, размещался на предметном столике микроскопа. Для ослабления светового потока между светодиодом и объективом микроскопа располагался нейтральный оптический светофильтр. Через светодиод пропускали импульсный ток амплитудой 300 мА, длительностью импульса 200 мкс и скважностью импульсной последовательности 200. Тепловая постоянная времени кристалла светодиода составляет порядка 500 мкс. В указанном режиме питания средний перегрев кристалла светодиода относительно температуры окружающей среды пренебрежимо мал. Время экспозиции цифровой камеры при измерении в импульсном режиме устанавливалось равным 20 с. Затем через светодиод пропускали постоянный ток 300 мА. Время экспозиции камеры составляло 10 с. Изображения кристалла светодиода, характеризующие среднюю яркость электролюминесценции, полученные в импульсном и непрерывном режиме питания с разрешением 5472 × 3648, сохранялись в памяти компьютера в формате .tif.

Обработка изображений проводилась попиксельно в среде MathCAD. Изображения кристалла условно делились на локальные области размером 10×10 пикселей. Для каждой локальной области рассчитывалось среднее значение яркости пикселей. Температура перегрева локальных областей кристалла определялась по формуле

$$\Delta T = \left( \frac{P_H t_H}{P_H Q t_H} - 1 \right) \frac{1}{k_T}, \quad (1)$$

где  $P_H$  и  $P_H$  – средние значения яркости пикселей локальной области кристалла, измеренные в непрерывном и импульсном режиме соответственно;  $k_T$  – температурный коэффициент спада светового потока;  $Q$  – скважность импульсной последовательности;  $t_H$  и  $t_H$  – время экспозиции цифровой камеры при измерениях в непрерывном и импульсном режиме соответственно.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлен эскиз кристалла светодиода (вид сверху). Размеры кристалла составляют  $980 \times 980$  мкм. Сплошными линиями показана металлизация.

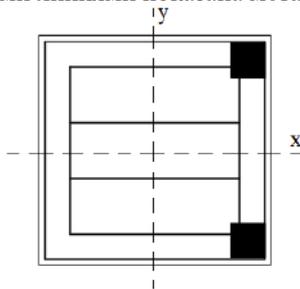


Рис. 1. Топология металлизации кристалла светодиода

На рис. 2 приведены профили распределения температуры перегрева кристалла в сечениях  $x$  и  $y$ , обозначенных пунктирной линией на рис. 1. Видно, что распределение температуры по кристаллу светодиода имеет неоднородный характер: вблизи металлизации наблюдается локальное повышение температуры, что, вероятно, связано с повышением плотности тока в этих областях. Среднее значение температуры перегрева кристалла при токе 300 мА составило 13 К. При тепловом сопротивлении переход-точка пайки 12 К/Вт и потребляемой при токе 300 мА мощности 1 Вт температура перегрева кристалла должна составлять 12 К.

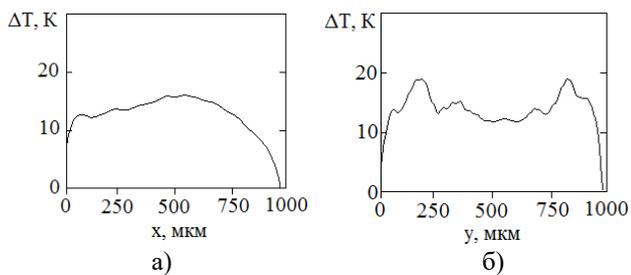


Рис. 2. Профили распределения температуры перегрева кристалла в сечениях  $x$  (а) и  $y$  (б)

Видно, что экспериментальное значение средней температуры перегрева, полученное по результатам измерений спада яркости излучения кристалла, согласуется с расчетным значением.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты экспериментальной апробации способа измерений температуры перегрева локальных областей кристалла светодиода по спаду яркости излучения при увеличении температуры на примере зеленого коммерческого светодиода. Показано, что результаты измерений среднего значения температуры перегрева кристалла согласуются с расчетными значениями. Способ может быть использован для оценки неоднородности профиля температуры перегрева поверхности кристаллов гетеропереходных биполярных транзисторов, для которых характерна значительная интенсивность рекомбинационного излучения [6].

### БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-01134, <http://rscf.ru/project/22-29-01134>.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Sergeev, V.A. Thermoelectric Models of High-Power Bipolar Semiconductor Devices. Part II. Nonlinear Model of LEDs / V.A. Sergeev, A.M. Khodakov / Journal of Communications Technology and Electronics. – 2015. – Vol. 60(12). – P. 1328-1332. DOI: 10.1134/S1064226915080161.
- [2] Rizkin, B.A. Artificial Neural Network control of thermoelectrically-cooled microfluidics using computer vision based on IR thermography / B.A. Rizkin, K. Popovich, R.L. Hartman // Computers and Chemical Engineering. – 2019. – Vol. 121. – P. 584-593. DOI: 10.1016/j.compchemeng.2018.11.016.
- [3] Dino, I.G. Image-based construction of building energy models using computer vision / I.G. Dino, A.E. Sari, O.K. Iseri, S. Akin, E. Kalfaoglu, B. Erdogan, S. Kalkan, A.A. Alatan // Automation in Construction. – 2020. – Vol. 116. – P. 103231. DOI: 10.1016/j.autcon.2020.103231.
- [4] Guan, N. Heat Dissipation in Flexible Nitride Nanowire Light-Emitting Diodes / N. Guan, N. Amador-Mendez, A Kunti // Nanomaterials. – 2020. – Vol. 10. – P. 2271. DOI: 10.3390/nano10112271.
- [5] Фролов, И.В. Измерение профиля распределения граничных частот электролюминесценции по площади светоизлучающей гетероструктуры / И.В. Фролов, В.А. Сергеев, О.А. Радаев // Приборы и техника эксперимента. – 2021. – № 2. – С. 88-92. DOI: 10.31857/S0032816221010262.
- [6] Schuermeyer, F. Thermal studies on heterostructure bipolar transistors using electroluminescence / F. Schuermeyer, R. Fitch, R. Dettmer, J. Gillespie, C. Bozada, K. Nakano, J. Sewell, J. Ebel, T. Jenkins, L.L. Liou // Proceedings IEEE. Cornell Conference on High Performance Devices (Cat. No.00CH37122). – 2000. – P. 45-50. DOI: 10.1109/CORNEL.2000.902518.

# Дифракция импульсных линейно поляризованных Гауссовых лазерных пучков на спиральной фазовой пластинке

С.К. Сергунин

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
stanislav.sergynin@gmail.com

П.А. Хорин

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
paul.95.de@gmail.com

**Аннотация**—В данной работе выполнены расчеты дифракции импульсных лазерных пучков на спиральной фазовой пластинке с помощью метода конечных разностей во временной области (FDTD). Исследовано изменение характеристик формируемого поля в зависимости от длительности импульса.

**Ключевые слова**— спиральная фазовая пластинка, импульсные лазерные пучки, линейная поляризация, метод FDTD.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Фокусировка ультракоротких лазерных импульсов [1-3] используется в различных приложениях, таких как обработка материалов, формирование наноразмерных структур, оптический захват и манипулирование, а также для различного преобразования сигналов.

В работе [4] проведено моделирование фокусировки коротких и длинных световых импульсов с помощью преломляющего аксикона методом конечных разностей во временной области (FDTD). Показано, что длительность импульса не влияет на среднюю картину интенсивности в фокальной плоскости, однако при коротких импульсах можно добиться очень высокой пиковой мощности. Сравнение численных результатов для разных видов поляризационного излучения показало, что при острой фокусировке происходит перераспределение энергии между радиальной и продольной составляющими электрического поля, при этом энергия азимутальной составляющей не меняется.

В работе [5] представлено трехмерное моделирование, сфокусированного широкополосного лазерного излучения, охватывающего диапазон, в семь раз превышающий диапазон Рэлея вдоль оси распространения и в полтора раза превышающий локальный радиус луча перпендикулярно оптической оси. В работе [6] представлены аналитические исследования трехмерных волновых пакетов пучков типа Эйри с использованием решения (3+1)D уравнения Шредингера в свободном пространстве.

Спиральная фазовая пластинка (СФП) [7] представляет собой оптический элемент с комплексной функцией пропускания  $\exp(im\varphi)$ , где  $\varphi$  – полярный угол,  $m$  – топологический заряд формируемого вихревого пучка. В 1992 году в работе [8] было показано, что оптические вихревые пучки со спиральным волновым фронтом обладают орбитальным угловым моментом (ОУМ), а в работе [9] изготовленная СФП была применена как «фазовый винтовой фильтр» для оптической реализации

радиального преобразования Гильберта. С тех пор СФП стали наиболее распространенным и популярным способом формирования оптических вихревых пучков [10].

В данной работе дифракция на СФП импульсных лазерных гауссовых пучков с линейной поляризацией рассчитывалась с помощью метода конечных разностей во временной области.

С использованием программного продукта Lumerical были выполнены расчеты фокусировки импульсных лазерных линейно-поляризованных Гауссовых пучков с помощью стеклянной (показатель преломления  $n = 1,5$ ) спиральной фазовой пластины с автоматическим неравномерным шагом сетки дискретизации. Пространственное распределение падающего Гауссова пучка описывается следующей формулой:

$$G(x, y) = \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right], \quad (1)$$

где  $\sigma = 3\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 0,5$  мкм.

Временное распределение менялось в зависимости от длительности импульса. В таблице I приведены характеристики входного Гауссова импульса.

Таблица I. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСА ГАУССА

Длительность импульса (фмс)	Пропускная способность (THz)	Смещение (фмс)	Центральная длина волны (мкм)
1	279,729	13,1532	1,3
5	88,2542	24,3916	1,3
10	44,1271	24,3916	1,3
100	149,896	200	1,3

В таблице 2 представлены параметры спиральной фазовой пластины. В рамках данной работы рассматривается дифракционный оптический элемент с радиусом (SPP radius) равным 10 мкм, максимальной высотой ( $z\_max$ ) – 3 мкм, показателем преломления (index  $n$ ) – 1,5 и количеством шагов дискретизации секторов SPP по радиусу (steps) – 360.

Таблица II. ПАРАМЕТРЫ ФАЗОВОЙ ПЛАСТИНЫ

Название параметра	Значение
Steps	360
SPP radius(um)	10
index n	1,5
z_max (um)	3
M	1,15

На рис. 1 представлены графики сечений фокального пятна по осям XY в плоскости максимальной

интенсивности при длительности импульса 1 фс (а), 5 фс (б), 10 фс (в), 100 фс (г).

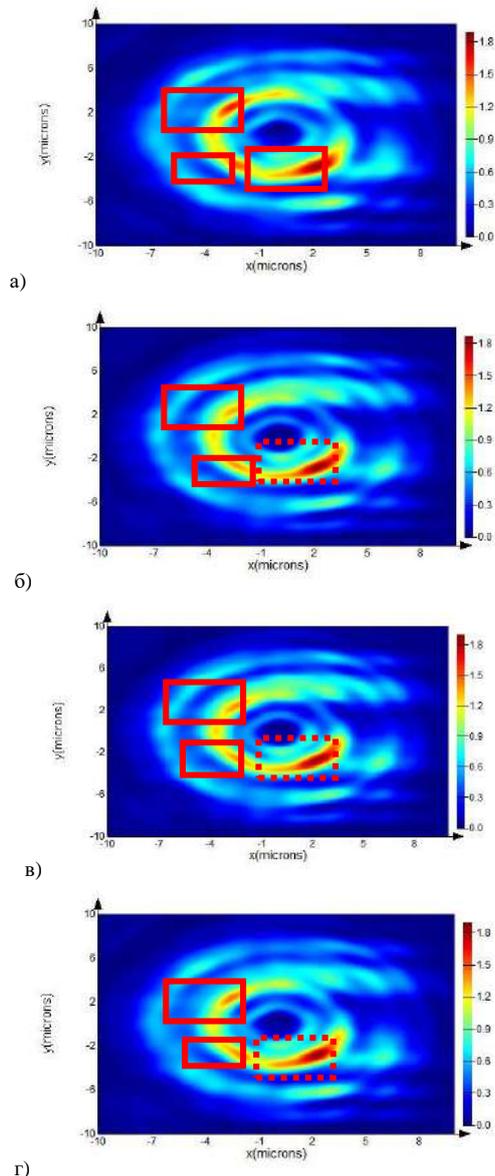


Рис. 1. Распределение интенсивности для среза по оси Z при времени импульса 1 фс (а), 5 фс (б), 10 фс (в), 100 фс (г) (сплошная рамка – локальные максимумы, пунктиром – основной)

Из рис. 1(а) видно, что структура полученной спирали неоднородна и имеет три ярко выраженных пика интенсивности. Данное наблюдение объясняется тем, что при уменьшении длительности импульса происходит расширение спектра частот, т.е. излучение фактически перестает быть монохроматическим. Таким образом дифракционный оптический элемент по типу «спиральная фазовая пластина», настроенный на конкретную длину волны начинает действовать отлично от стандартной спиральной фазовой пластины. При увеличении длины импульса до 5 фс и 10 фс соответственно, на рис. 1(б) и рис. 1(в) видно, что структура полученной спирали всё ещё неоднородна и имеет три пика. Однако наибольший из них по значению интенсивности в 1,5 раза больше второстепенных. Таким образом дифракционный оптический элемент, настроенный на конкретную длину волны начинает действовать более предсказуемо и генерирует структурированный лазерный пучок. Из рис. 1(г) видно, что структура полученной спирали для

импульса длиной 100 фс аналогична распределению интенсивности, полученной при лазерном излучении с длиной импульса 10 фс и 5 фс. Однако наблюдается уменьшение самой интенсивности максимума с 1,8 (рис. 1(в)) до 1,4 (рис. 1(г)).

## 2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе с использованием программного продукта Lumerical были выполнены расчеты дифракции импульсных лазерных пучков на СФП с учетом трехмерной структуры. Показано изменение распределения интенсивности при уменьшении длительности импульса, которое связано с уширением спектра частот, т.е. излучение фактически перестает быть монохроматическим, поэтому формирование вихревого поля происходит с искажениями. Данные исследования представляют интерес для различных приложений, особенно связанных с использованием импульсных пучков для лазерной обработки поверхностей. В последнее время значительное внимание исследователей привлекают эффекты, связанные с воздействием лазерного излучения на азополимеры и другие фоточувствительные материалы, позволяющие формировать сложные микрорельефы на их поверхностях.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №. 20-52-76021).

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] April, A. Ultrashort, strongly focused laser pulses in free space, in Coherence and ultrashort pulse laser emission / A. April, F.J. Duarte. – Rijeca, Croatia: InTech, 2010. – P. 355-382.
- [2] Li, X. Fields of an ultrashort tightly focused laser pulse / X. Li, Y.I. Salamin, K.Z. Hatsagortsyan, C.H. Keitel // J. Opt. Soc. Am. B. –2016. – Vol. 33. – P. 405.
- [3] Khonina, S.N. Study of focusing in nearby light spots when illuminating diffractive optical elements with a short pulsed laser beam / S.N. Khonina, S.A. Degtyarev, A.P. Porfiryev, O.Yu. Moiseev, S.D. Poletaev, A.S. Larkin, A.B. Savelyev-Trofimov // Computer Optics. – 2015. – Vol. 39(2). – P. 187-196.
- [4] Meterko, V. Comparison of focusing pulse beams with different polarization and duration by a refractive axicon / V. Meterko, S.N. Khonina // Bulletin of the Samara State Aerospace University. – 2012. – Vol. 4(35). – P. 210-217.
- [5] Hoff, D. Tracing the phase of focused broadband laser pulses / D. Hoff, M. Krüger, L. Maisenbacher, A.M. Saylor, G.G. Paulus, P. Hommelhoff // Nat. Physics. – 2017. – Vol. 13. – P. 947-951.
- [6] Huang, Z. Three-dimensional localized Airy–Cartesian and Airy–helical–Cartesian wave packets in free space / Z. Huang, D. Deng // J. Opt. Soc. Am. A. – 2018. – Vol. 35(4). – P. 536-545.
- [7] Higgins, T.V. Nonlinear crystals: Where the colors of the rainbow begin / T.V. Higgins // Laser Focus World. – 1992. – Vol. 28. – P. 18-20.
- [8] 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.P. Woerdman // J. Phys. Rev. A. – 1992. – Vol. 45. – P. 8185-8189.
- [9] Khonina, S.N. The rotor phase filter / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, M.V. Shinkarev, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev // J. Mod. Opt. – 1992. – Vol. 39. – P. 1147-1154.
- [10] Shen, Y. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Chen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, X. Yuan // Light: Science & Applications. – 2019. – Vol. 8. – P. 90.

# Спектральная линза для определения стресса растений

В.А. Бланк

*Институт систем обработки изображений - филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
veronika\_b@ipsiras.ru*

Р.В. Скиданов

*Институт систем обработки изображений - филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
romans@ipsiras.ru*

**Аннотация**—Рассчитана и изготовлена спектральная дифракционная линза для вегетационного индекса для определения показателя содержания флавоноидов FRI (Flavonol Reflectance Index) в листьях растений. Спектральная дифракционная линза фокусирует три длины волны: 410 нм, 460 нм и 800 нм. Изготовление дифракционной линзы происходило методом прямой лазерной записи по фоторезисту. Высота сформированного микрорельефа составляла 4 мкм. На основе изготовленной спектральной линзы был собран лабораторный макет изображающего индексного сенсора.

**Ключевые слова**– дифракционная линза, спектральная линза, вегетационный индекс, гиперспектрометр.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Гиперспектральные изображения применяются при исследовании растительности, по гиперспектральным изображениям определяется состояние, состав и структура сельскохозяйственных культур. Также используются для контроля качества почвы, включая определение запасов влаги и ее плодородия [1].

Характерным признаком растительности и ее состояния является спектральная отражательная способность, характеризующаяся большими различиями в отражении излучения разных длин волн. Однако в большинстве случаев целевые параметры растительности определяются исходя из анализа 2-4 длин волн, когда для анализа используются так называемые спектральные вегетационные индексы [2-4]. Вегетационные индексы – это представленные в виде алгебраических выражений комбинации коэффициентов отражения, изучаемого объекта в нескольких узких спектральных диапазонах, которые отражают значения целевых характеристик исследуемого объекта (например, количества воды в растительном покрове). Т.е. из большого количества спектральных каналов (50-300), формируемых гиперспектрометром, реально используется менее 5%.

Однако более естественным путем, является разработка прибора предназначенного именно для регистрации вегетационных индексов.

Спектральные дифракционные линзы фокусируют в различных точках излучение заданных длин волн, соответствующих одному или нескольким спектральным индексам, могут быть использованы при создании простых и компактных сенсоров для мониторинга растительного покрова в режиме реального времени и для специализированных сельскохозяйственных машин [5,6]. В настоящей работе рассматривается СДЛ для определения показателя содержания флавоноидов (желто-оранжевых растительных пигментов), накопление которых является признаком угнетения растений и

замедления их роста, которое возникает в результате либо болезни растения либо нехватки воды, либо нехватки минеральных веществ в почве.

## 2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЛИНЗЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

В статье [7] описаны вегетационные индексы, с помощью которых можно определять количество влаги и различных веществ, характеризующих состояние и динамику развития исследуемых растений. В нашей работе рассматривается СДЛ определения показателя содержания флавоноидов FRI (Flavonol Reflectance Index), такая линза рассчитана на три длины волны: 410 нм, 460 нм и 800 нм. Содержание флавоноидов рассчитывается по формуле:

$$FRI = C + \left( \frac{1}{\rho_{410}} - \frac{1}{\rho_{460}} \right) * \rho_{800}, C = 0,5 \div 0,7, \quad (1)$$

$\rho$  – отражательная способность на определенной длине волны.

Для экспериментального исследования СДЛ для определения показателя содержания флавоноидов была изготовлена методом прямой лазерной записи на станции лазерной записи CLWS-2014 по фоторезисту ФП-3535 с толщиной 6 мкм, который был предварительно нанесен на кварцевую подложку методом центрифугирования. При этом высота формируемого микрорельефа составила около 4 мкм.

Диаметр линзы составил 8 мм, фокусное расстояние  $f = 70$  мм. На рис. 1(а) показано изображение фазовой функции микрорельефа СДЛ для разделения длин волн 410 нм, 460 нм и 800 нм.

На рис. 1(б) представлено изображение участка микрорельефа, где хорошо видна тонкая структура СДЛ. Изображение было получено в оптическом микроскопе. На рис. 1(в) представлена профилограмма, полученная по линии симметрии линзы в профилометре Tencor.

На перестраиваемом лазере NT-242 было проверено точное расположение длин волн по порядкам на матрице. На рис. 2 представлены распределения интенсивностей, сформированных длин волн при помощи перестраиваемого лазера NT-242.

Как можно увидеть из рис. 2, в центре располагается длина волны 460 нм (рис. 2(б)), справа 410 нм (рис. 2(а)), а слева от 460 нм располагается 800 нм (рис. 2(в)). Таким образом, можно говорить о возможности формирования линзой изображений на длинах волн: 410 нм, 460 нм и 800 нм.

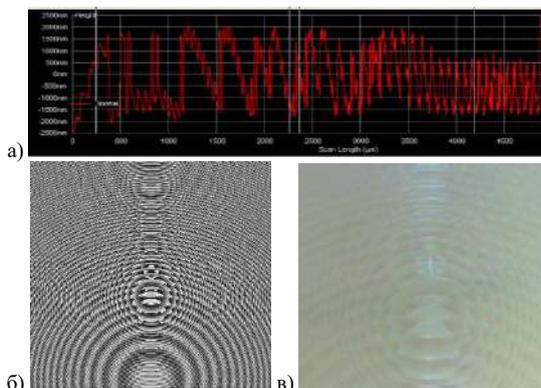


Рис. 1. Профилограмма СДЛ, полученная вдоль линии симметрии линзы в профилометре Tencor (а), фазовая функция СДЛ (410 нм, 460 нм, 800 нм) (б), внешний вид центрального участка СДЛ с тонкой структурой под оптическим микроскопом (в)

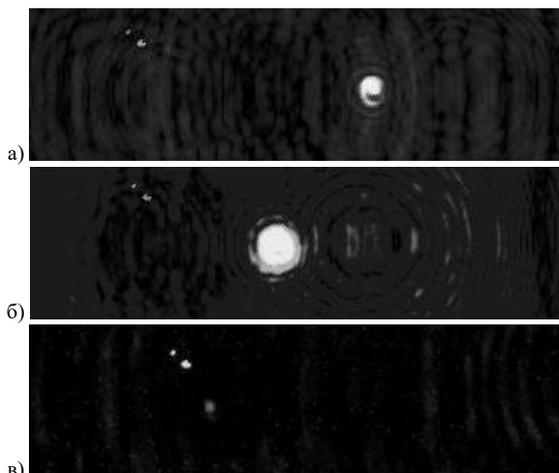


Рис.2. Порядки на матрице для линзы, формирующей изображения на длинах волн: а) 410 нм; б) 460 нм; в) 800 нм

Была использована экспериментальная установка со светонепроницаемым корпусом, которая представлена на рис. 3 (корпус снят), где 1 – объектив, 2 – щелевая диафрагма, 3 – спектральная дифракционная линза, 4 – камера Basler acA 1920-40um.

В эксперименте в качестве источника света использовалась мощная галогеновая лампа (1500 Вт), которая освещала объект. При помощи объектива 1 формировалось изображение объекта в плоскости щелевой диафрагмы 2 шириной 200 мкм, после чего СДЛ 3 формировала спектральное изображение на светочувствительной матрице камеры Basler acA 1920-40um 4.

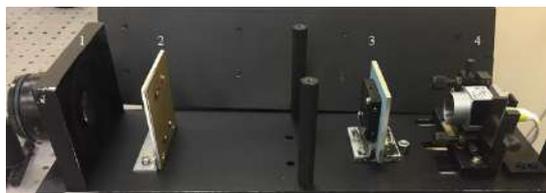


Рис. 3. Экспериментальная установка

На рис. 4 представлено спектральное распределение, полученное экспериментальной установкой. На этом изображении видно три полосы, которые соответствуют трем исследуемым длинам волн: 410 нм, 460 нм и 800 нм. Интенсивности набора таких спектральных

распределений будут использоваться для расчета содержания флавоноидов по формуле (1).

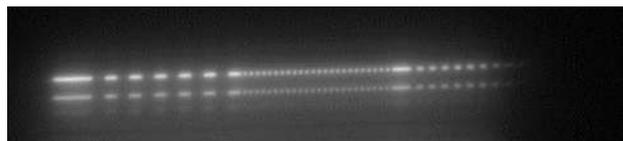


Рис.4. Спектральные распределения для длины волны: 460 нм в центре; 410 нм сверху; 800 нм снизу

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена спектральная дифракционная линза для определения показателя содержания флавоноидов (желто-оранжевых растительных пигментов), накопление которых является признаком угнетения растений и замедления их роста. На основе СДЛ собралась лабораторная установка для проведения экспериментов. В результате первых экспериментов получено спектральное распределение по длинам волн 410 нм, 460 нм и 800 нм, что подтверждает работоспособность такой линзы. В дальнейших экспериментах будут получены изображения на рассчитанных длинах волн и определен показатель содержания флавоноидов.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-69-47110 и в рамках выполнения государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Gold, K.M. Hyperspectral measurements enable pre-symptomatic detection and differentiation of contrasting physiological effects of late blight and early blight in potato / K.M. Gold, P.A. Townsend, A. Chlus, I. Herrmann, J.J. Couture, E.R. Larson, A.J. Gevens // Remote Sens. – 2020. – Vol. 12(2). – P. 286. DOI: 10.3390/rs12020286.
- [2] Zheng, Q. Identification of Wheat Yellow Rust Using Optimal Three-Band Spectral Indices in Different Growth Stages / Q. Zheng, W. Huang, X. Cui, Y. Dong, Y. Shi, H. Ma, L. Liu // Sensors. – 2018. – Vol. 19(1). – P. 35. DOI: 10.3390/s19010035.
- [3] Shirzadifar, A. Development of spectral indices for identifying glyphosate-resistant weeds / A. Shirzadifar, S. Bajwa, J. Nowatzki, J. Shojaeiarani // Comput. Electron. Agric. – 2020. – Vol. 170. – P. 105276.
- [4] Blank, V. Spectral Diffractive Lenses for Measuring a Modified Red Edge Simple Ratio Index and a Water Band Index / V. Blank, R. Skidanov, L. Doskolovich, N. Kazanskiy // Sensors. – 2021. – Vol. 21(22). – P. 7694. DOI: 10.3390/s21227694.
- [5] Бабичев, А.Н. Система управления широкозахватной дождевальной машины кругового действия для прецизионного орошения / А.Н. Бабичев, В.А. Монастырский, В.Иг. Ольгаренко, Р.В. Скиданов, В.В. Подлипов // Пути повышения эффективности орошаемого земледелия. – 2019. – Т. 1, № 73. – С. 195-199.
- [6] Подлипов, В.В. Экспериментальное определение влажности почвы по гиперспектральным изображениям / В.В. Подлипов, В.Н. Щедрин, А.Н. Бабичев, С.М. Васильев, В.А. Бланк // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 877-884. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-42-5-877-884.
- [7] Саворский, В.П. Возможности анализа гиперспектральных индексов в информационных системах дистанционного мониторинга семейства «Созвездие-Вега» / В.П. Саворский, А.В. Кашницкий, А.М. Константинова, И.В. Балашов, Ю.С. Крашенинникова, В.А. Толпин, С.М. Маклаков, Е.В. Савченко // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2016. – Т.13, № 3. – С. 28-45.

# Анализ спектральных особенностей кожи пациентов с формами сердечно-сосудистых заболеваний и хронической болезнью почек

Ю.А. Христофорова  
Самарский национальный  
исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
khristoforovajulia@gmail.com

И.А. Братченко  
Самарский национальный  
исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
iabratchenko@gmail.com

Л.А. Братченко  
Самарский национальный  
исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
shamina94@inbox.ru

П.А. Лебедев  
Самарский государственный  
медицинский университет  
Самара, Россия  
lebedcard@rambler.ru

М.А. Скуратова  
Самарский государственный  
медицинский университет  
Самара, Россия

В.П. Захаров  
Самарский национальный  
исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
zakharov@ssau.ru

**Аннотация**—Проведено изучение спектральных характеристик кожи пациентов с сердечно-сосудистыми заболеваниями, хронической болезнью почек и здоровых пациентов. Показано, что наблюдаются различия в спектрах комбинационного рассеяния кожи пациентов с разными заболеваниями в полосах, ассоциированных с колебательными связями в молекулах функциональных групп нуклеиновых кислот, белков, липидов и углеводов.

**Ключевые слова**— Спектроскопия комбинационного рассеяния, регрессионный анализ, сердечно-сосудистые заболевания, хроническая болезнь почек, спектральные маркеры.

диабета, гипертонии, сердечно-сосудистых заболеваний, ожирения и других заболеваний человека.

Наиболее доступным органом для *in vivo* детектирования биохимических изменений в организме в следствие нарушения метаболических процессов является кожа человека. Таким образом, целью данной работы является проведение комплексного анализа спектральных профилей кожи пациентов с почечной и сердечной недостаточностью с использованием математического программного аппарата, который позволит выделить спектральные маркеры конкретных заболеваний.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Воспалительные и дегенеративные процессы в таких важных органах как сердце и почки приводят к физиологическим и патологическим изменениям химического состава биотканей и биожидкостей из-за нарушения метаболизма в организме. Наиболее важными биомаркерами различных неинфекционных заболеваний являются структурные изменения функциональных групп нуклеиновых кислот, белков, липидов и углеводов.

Помимо применяемых сегодня лабораторных методов анализа для исследования компонентного состава биологических сред успешно применяются оптические методы. Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) зарекомендовала себя как наиболее чувствительный метод к компонентному составу различных веществ. При этом диагностической способностью КР метод обладает за счет способности к обнаружению биохимических изменений молекулярных структур на основе неупругого рассеяния монохроматического света, которые развиваются из-за развития заболеваний [1]. В работе [2] Т. Yamamoto и соавторы смогли идентифицировать пораженные инфарктом миокарда ткани сердца и предложили КР метод для определения жизнеспособности миокарда во время операции. В работе [3] представлен подробный обзор последних исследований в оценке метаболического синдрома с помощью спектроскопии КР, возникающего в следствие

## 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

*In vivo* исследование кожи пациентов с сердечно-сосудистыми заболеваниями и хронической болезнью почек проводилось с использованием экспериментального оборудования, которое включает в себя лазерный модуль с центральной длиной волны 785 нм при мощности 80 мВт, портативный спектрометр QE6500, оптический пробник inPhotonics. Подробное описание установки представлено в работе [4].

Все спектры были зарегистрированы в течение 20 секунд с трехкратным накоплением. Были проанализированы 70 спектров кожи пациентов с ССЗ, 90 спектров кожи пациентов с хронической болезнью почек, а также 170 здоровых волонтеров контрольной группы.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 представлены усредненные спектры КР кожи пациентов с сердечно-сосудистыми заболеваниями и здоровых волонтеров.

Основные полосы в спектрах КР ассоциированы со следующими химическими связями: 1240–1280  $\nu_{as}(PO_2^-)$  в фосфолипидах, 1370–1380  $\text{cm}^{-1}$   $\delta(CH_3)$  в липидах, 1445–1450  $\text{cm}^{-1}$   $\delta(CH_2)$  в коллагене, фосфолипидах, 1645–1650  $\text{cm}^{-1}$  Амид I в белках. Полученные данные демонстрируют, что наблюдаются спектральные различия в спектрах кожи здоровых волонтеров и

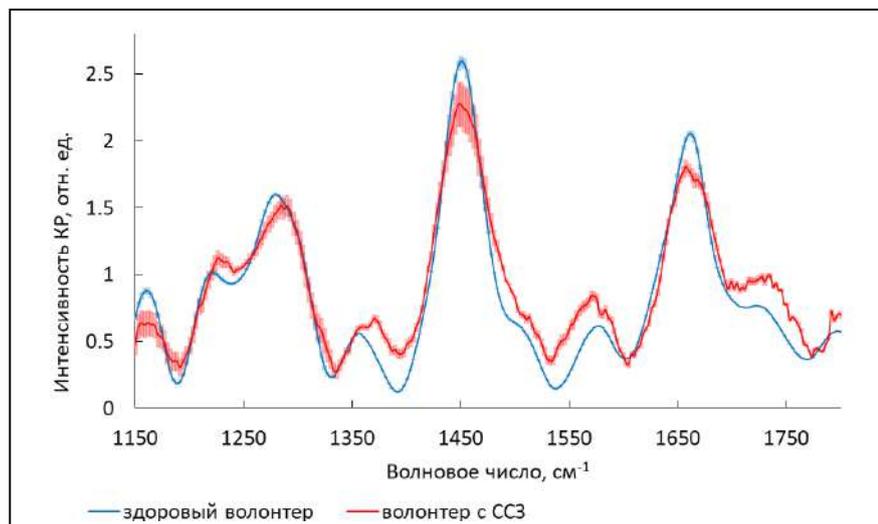


Рис. 1. Спектры КР кожи пациентов

пациентов с заболеваниями в полосах, ассоциированных с колебаниями молекулярных связей биоконпонентов, что может подтверждать качественное и количественное изменение состава кожи при развитии заболеваний человека, в частности заболеваний почек и ССЗ.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнительный анализ спектров КР кожи пациентов, зарегистрированных *in vivo* в клинических условиях, показывает возможность обнаружения изменений биоконпонентного состава кожи, обусловленного различными патологическими изменениями, в частности заболеваниями почек и сердечно-сосудистыми заболеваниями.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-75-10097.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Cordero, E. In-vivo Raman spectroscopy: from basics to applications / E. Cordero, I. Latka, C. Matthäus // Journal of Biomedical Optics. – 2018. – Vol. 23(7). – P. 071210.
- [2] Yamamoto, T. Label-free evaluation of myocardial infarct in surgically excised ventricular myocardium by Raman spectroscopy / T. Yamamoto, T. Minamikawa, Y. Harada // Sci. Rep. – 2018. – Vol. 8(1). – P. 14671.
- [3] Donjuán-Loredo, G. Raman spectroscopy in the diagnosis of metabolic syndrome / G. Donjuán-Loredo, R. Espinosa-Tanguma, M. G. Ramírez-Elias // Applied Spectroscopy Reviews. – 2021. – P. 1-21.
- [4] Khristoforova, Y.A. Portable spectroscopic system for in vivo skin neoplasms diagnostics by Raman and autofluorescence analysis / Y.A. Khristoforova, I.A. Bratchenko, O.O. Myakinin // Journal of Biophotonics. – 2019. – Vol. 12(4). – P. e201800400.

# Орбитальный угловой момент двух оптических вихрей при прохождении секторной апертуры

А.А. Ковалёв

Институт систем обработки изображений - филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
alanko.ipsi@mail.ru

В.В. Котляр

Институт систем обработки изображений - филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
alanko.ipsi@mail.ru

**Аннотация**—В работе исследуется изменение орбитального углового момента (ОУМ) суперпозиции двух оптических вихрей при прохождении секторной апертуры. Обнаружены случаи, когда искажение пучка не нарушает его общий ОУМ. Показано, что ОУМ сохраняется для двух вихрей одинаковой энергии, а также за счёт подбора угла секторной апертуры.

**Ключевые слова**— секторная апертура, орбитальный угловой момент, оптический вихрь, суперпозиция.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Важным свойством световых пучков является их способность к восстановлению после искажения препятствиями. Интерес к этому явлению продолжается от основополагающей работы [1] до наших дней [2–4]. При этом можно рассматривать два случая, когда размер препятствия мал или велик по сравнению с шириной пучка. Сходна со вторым случаем задача установления свойств пучка по небольшой части его поперечного сечения. Например, статьи [5,6] посвящены демультимплексированию пучков по их орбитальному угловому моменту (ОУМ) с частичной регистрацией света, в частности в форме усечённого сектора [6]. В статье А.В. Воляра и др. [7] изучаются секторные искажения вихревых пучков, установлено преобразование ОУМ-спектра, а также ОУМ и информационной энтропии. Показано, что секторные искажения не влияют на ОУМ пучков Лагерра-Гаусса (ЛГ), но он быстро снижается при очень малых углах сектора. Правда, в [7] пучок являлся одиночным вихрем с круговой симметрией. В настоящей работе исследуется влияние секторной апертуры на ОУМ суперпозиции двух радиально симметричных вихрей. Показано, что нормированный на мощность ОУМ в некоторых конкретных случаях сохраняется.

## 2. ИЗМЕНЕНИЕ НОРМИРОВАННОГО ОУМ СУПЕРПОЗИЦИИ ДВУХ ВИХРЕЙ СЕКТОРНОЙ АПЕРТУРОЙ

Пусть два радиально симметричных оптических вихря проходят через секторную апертуру, расположенную в плоскости  $z = 0$ . Тогда комплексная амплитуда за апертурой имеет вид:

$$E(r, \varphi, 0) = [C_1 E_1(r, \varphi, 0) + C_2 E_2(r, \varphi, 0)] \text{rect}\left(\frac{\varphi}{\alpha}\right), \quad (1)$$

где  $(r, \varphi)$  – полярные координаты в начальной плоскости,  $C_1$  и  $C_2$  – коэффициенты суперпозиции,  $\text{rect}()$  – апертурная функция [ $\text{rect}(\xi) = 1$  при  $|\xi| \leq 1$  и  $\text{rect}(\xi) = 0$  при  $|\xi| > 1$ ],  $\alpha$  – полуугол секторной апертуры,  $E_1(r, \varphi, 0)$  и  $E_2(r, \varphi, 0)$  – комплексные амплитуды двух оптических вихрей с

разными топологическими зарядами  $n$  и  $m$ , но с одинаковой энергией:  $E_1(r, \varphi, 0) = W_1^{-1/2} A_1(r) \exp(in\varphi)$  и  $E_2(r, \varphi, 0) = W_2^{-1/2} A_2(r) \exp(im\varphi)$ ,  $W_1$  и  $W_2$  – нормирующие множители, делающие энергии пучков  $E_1$  и  $E_2$  равными:  $W_{1,2} = 2\pi \int_0^\infty |A_{1,2}(r)|^2 r dr$ . Нормированный на мощность ОУМ пучка (1) равен:

$$\begin{aligned} \frac{J_z}{W} = & \left[ n|C_1|^2 \frac{\alpha}{\pi} + m|C_2|^2 \frac{\alpha}{\pi} \right. \\ & \left. + 2 \frac{n+m}{n-m} \frac{|C_1 C_2|}{\sqrt{W_1 W_2}} \int_0^\infty |A_1(r)| |A_2(r)| \chi(r) r dr \right] \\ & \times \left[ |C_1|^2 \frac{\alpha}{\pi} + |C_2|^2 \frac{\alpha}{\pi} \right. \\ & \left. + \frac{4}{n-m} \frac{|C_1 C_2|}{\sqrt{W_1 W_2}} \int_0^\infty |A_1(r)| |A_2(r)| \chi(r) r dr \right]^{-1}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \chi(r) = & \sin[(n-m)\alpha] \\ & \times \cos[\arg C_1 - \arg C_2 + \arg A_1(r) - \arg A_2(r)]. \end{aligned} \quad (3)$$

## 3. СОХРАНЕНИЕ ОУМ ДВУХ ПУЧКОВ ОДИНАКОВОЙ ЭНЕРГИИ

Например, если два освещающих вихревых пучка имеют равную энергию ( $|C_1| = |C_2|$ ), то выражение (2) имеет вид  $J_z/W = (n+m)/2$ . Например, на рис. 1 показана усечённая и неусечённая суперпозиция двух однокольцевых пучков ЛГ с равной энергией. При расчёте использовались следующие значения параметров: длина волны в вакууме  $\lambda = 532$  нм, радиус перетяжки  $w_0 = 0,5$  мм, топологические заряды  $n = 5$  и  $m = 2$ , полуугол секторной апертуры  $\alpha = \pi$  (первый ряд),  $\alpha = \pi/6$  (второй ряд), и  $\alpha = \pi/18$  (третий ряд), коэффициенты суперпозиции  $C_1 = C_2 = 1$  (первый и второй столбцы) и  $C_1 = 1, C_2 = i$  (третий и четвёртый столбцы), область моделирования  $|x|, |y| \leq R$  ( $R = 2,5$  мм).

Вычисление с помощью общих выражений из [8] даёт следующие значения нормированного ОУМ: 3,499 (рис. 1(а)-(г)), 3,493 (рис. 1(д), (е)), 3,491 (рис. 1(ж), (з)), 3,492 (рис. 1(и)-(м)), то есть во всех случаях  $J_z/W \approx 3,5$ . Все эти числа подтверждают теоретическую формулу, то есть если энергии обоих пучков равны, то секторная апертура не может изменить нормированный ОУМ такой суперпозиции, независимо от её угла.

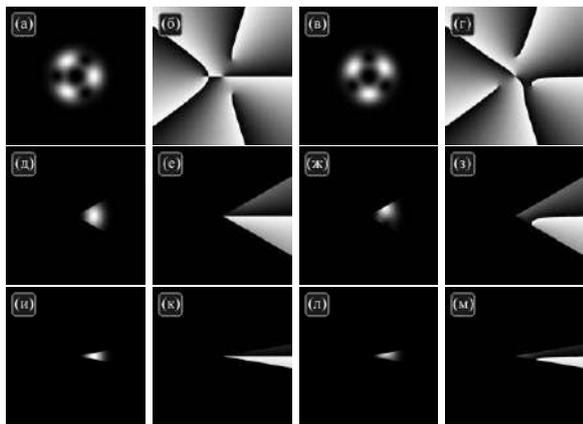


Рис. 1. Поперечная интенсивность (1-й и 3-й столбцы) и фаза (2-й и 4-й столбцы) двух разных суперпозиций двух пучков ЛГ равной энергии после прохождения через секторную апертуру с разным углом

#### 4. СОХРАНЕНИЕ ОУМ ДВУХ ПУЧКОВ ЗА СЧЁТ ВЫБОРА УГЛА СЕКТОРНОЙ АПЕРТУРЫ

Если в (1) два составляющих вихревых пучка имеют разную энергию ( $|C_1| \neq |C_2|$ ), то нормированный ОУМ исходного (не усечённого) пучка равен  $J_z/W = n\omega_1 + m\omega_2$  (где  $\omega_i = |C_i|^2 / (|C_1|^2 + |C_2|^2)$  – доля энергии каждого вихря в пучке). Наличие секторной апертуры в общем случае изменяет ОУМ пучка (1). Однако, ОУМ (2) сохраняется, если функция  $\chi(r)$  из (3) равна нулю. Например, можно выбрать полуугол секторной апертуры, равный  $\alpha = \pi/(n-m)$ , где  $p$  – произвольное целое число. Так, на рис. 2 показаны две неусечённые и усечённые суперпозиции двух пучков ЛГ. При расчёте использовались следующие значения параметров: длина волны в вакууме  $\lambda = 532$  нм, радиус перетяжки  $w_0 = 0,5$  мм, топологические заряды  $n = 5$  и  $m = 2$ , полуугол секторной апертуры  $\alpha = \pi$  (рис. 2(а)-(г)),  $\alpha = \pi/9$  (рис. 2(д)-(з)),  $\alpha = \pi/18$  (рис. 2(и)-(м)), и  $\alpha = \pi/3$  (рис. 2(н)-(р)), коэффициенты суперпозиции  $C_1 = 2^{1/2}$ ,  $C_2 = 1$  (рис. 2, 1-й и 2-й столбцы) и  $C_2 = -1$  (рис. 2, 3-й и 4-й столбцы), область моделирования  $|x|, |y| \leq R$  ( $R = 2,5$  мм). Согласно теории, ОУМ неусечённого пучка равен  $J_z/W = (5 \cdot 2 + 2 \cdot 1)/(2 + 1) = 4$ . Теория [8] даёт следующие значения: 3,99 (рис. 2(а)-(г)), 3,80 (рис. 2(д), (е)), 4,68 (рис. 2(ж), (з)), 3,76 (рис. 2(и), (к)), 4,99 (рис. 2(л), (м)), 3,99 (рис. 2(н), (о)), 3,99 (рис. 2(п), (р)). Это подтверждает, что ОУМ меняется апертурой (хотя и не на большие значения), но при  $\alpha = \pi/3$  ОУМ сохраняется.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Когда два осевых вихревых пучка проходят через секторную апертуру, нормированный ОУМ всей суперпозиции в общем случае изменяется, но есть несколько случаев, когда это не так. Например, ОУМ не меняется для пучков одинаковой энергии. Если пучки имеют разную энергию, ОУМ сохраняется для определённых значений полуугла апертуры, равных  $\pi r$ , делённому на разность топологических зарядов ( $p$  – любое целое число).

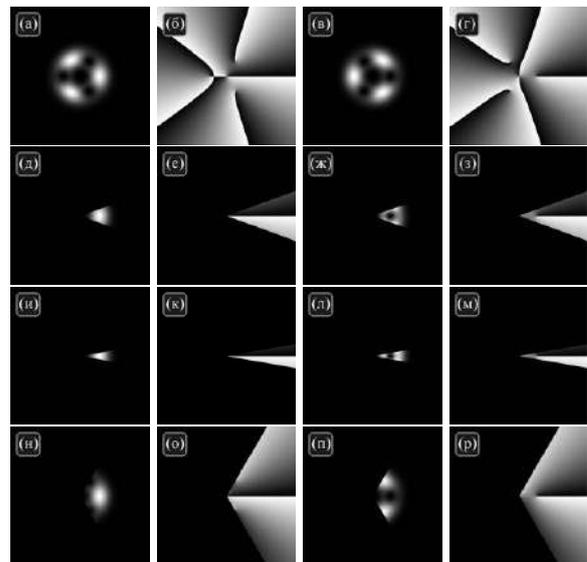


Рис. 2. Распределения интенсивности (1-й и 3-й столбцы) и фазы (2-й и 4-й столбцы) суперпозиций двух однокольцевых пучков ЛГ разной энергии после прохождения через секторные апертуры с разными углами

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595, разделы "Изменение нормированного ОУМ суперпозиции двух вихрей секторной апертурой" и "Сохранение ОУМ двух пучков одинаковой энергии"), а также Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (раздел "Сохранение ОУМ двух пучков за счёт выбора угла секторной апертуры").

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bouchal, Z. Self-reconstruction of a distorted nondiffracting beam / Z. Bouchal, J. Wagner, M. Chlup // Opt. Commun. – 1998. – Vol. 151(4-6). – P. 207-211.
- [2] Pinnell, J. Revealing the modal content of obstructed beams / J. Pinnell, V. Rodríguez-Fajardo, A. Forbes, S. Chabou, K. Mihoubi, A. Bencheikh // Phys. Rev. A. – 2020. – Vol. 102(3). – P. 033524.
- [3] Arrizon, V. Mathematical and diffractive modeling of self-healing / V. Arrizon, G. Mellado-Villaseñor, D. Aguirre-Olivas, H. Moya-Cessa // Opt. Express. – 2018. – Vol. 26(9). – P. 12219-12229.
- [4] Zambale, N. OAM beams from incomplete computer generated holograms projected onto a DMD / N. Zambale, G. Doblado, N. Hermosa // J. Opt. Soc. Am. B. – 2017. – Vol. 34(9). – P. 1905-1911.
- [5] Zhang, Y. Extraction of the characteristics of vortex beams with a partial receiving aperture at arbitrary locations / Y. Zhang, M.L.N. Chen, L. Jiang // J. Opt. – 2021. – Vol. 23(8). – P. 085601.
- [6] Zheng, S. Orbital angular momentum mode-demultiplexing scheme with partial angular receiving aperture / S. Zheng, X. Hui, J. Zhu, H. Chi, X. Jin, S. Yu, X. Zhang // Opt. Express. – 2015. – Vol. 23(9). – P. 12251-12257.
- [7] Volyar, A.V. Orbital angular momentum and informational entropy in perturbed vortex beams / A.V. Volyar, M.V. Bretsko, Ya.E. Akimova, Yu.A. Egorov // Opt. Lett. – 2019. – Vol. 44(23). – P. 5687-5690.
- [8] Berry, M.V. Orbital and spin angular momentum in conical diffraction / M.V. Berry, M.R. Jeffrey, M. Mansuripur // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2005. – Vol. 7. – P. 685-690.

# Измерение микродеформаций с помощью волоконно-оптического интерферометра Фабри-Перо низкого контраста

А.А. Черторийский  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
a-tchertor@yandex.ru

А.М. Низаметдинов  
Ульяновский филиал Института  
радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН  
Ульяновск, Россия  
anizametdinov@ulireran.ru

А.Д. Шуравин  
Ульяновский государственный  
технический университет  
Ульяновск, Россия  
shuravin\_artem@mail.ru

**Аннотация**—Рассмотрено применение волоконно-оптического интерферометра Фабри-Перо низкого контраста для измерения термодформаций в мощных полупроводниковых приборах. Предложен вариант сигнальной обработки с использованием двух полупроводниковых лазеров и перестройкой их длины волны излучения. Приведены результаты моделирования и экспериментальных исследований.

**Ключевые слова**— интерферометр, волоконная оптика, термодформации, полупроводниковый лазер, мощные полупроводниковые приборы.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Интерферометры являются удобным инструментом для измерения линейных размеров, деформаций и перемещений. Разрешающая способность интерферометров составляет доли от длины волны излучения используемых лазеров, а диапазон измеряемых перемещений может составлять десятки метров [1,2]. По сравнению с контактными методами сканирования, интерферометры исключают физическое воздействие на испытуемый объект и имеют более высокую разрешающую способность в динамическом режиме [2]. В тоже время существует ряд задач по измерению малых перемещений, сравнимых с длиной волны излучения. Примером подобной задачи является измерение деформаций кристаллов мощных полупроводниковых приборов при их нагреве и охлаждении в процессе работы [3,4]. Амплитуда данных термодформаций не превышает сотен нанометров [3], а времена процессов при импульсном воздействии лежат в диапазоне от единиц до сотен миллисекунд [3,5]. Очевидно, что при проведении подобных измерений конструкция интерферометра может быть значительно упрощена. Одним из вариантов является волоконно-оптический интерферометр Фабри-Перо низкого контраста с активным гомодинированием [3]. Разработанная авторами на его основе измерительная установка подтвердила свою работоспособность. Основным ее недостатком являлась невозможность измерения деформаций с частотами выше 10 Гц. Это было связано с необходимостью применения дополнительной модуляции разности фаз с помощью пьезоподвижки на частоте около 2 кГц. Кроме того, использование He-Ne лазера с последующим вводом излучения в оптическое волокно с помощью микрообъектива делало данную установку стационарной. Таким образом, при разработке новой установки основными задачами являлись

расширение частотного диапазона измеряемых деформаций и обеспечение ее портативности.

## 2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Упрощенная структурная схема нового варианта измерительной установки представлена на рис. 1. В установке используется излучение двух полупроводниковых лазеров с длиной волны 1310 и 1550 нм, размещенных в лазерных блоках (ЛБ) (рис. 2). Излучение лазеров объединяется с помощью волоконно-оптического Y-разветвитель (Р) и, пройдя через циркулятор (Ц), поступает на поверхность исследуемого объекта. Часть излучения, отраженного объектом, возвращается в волокно и, пройдя через циркулятор, падает на оптический спектральный мультиплексор (СМ). Данный элемент разделяет излучение лазеров по длинам волн, направляя на входы фотоприемников Ф1 и Ф2. Сигналы с выходов фотоприемников через усилители У1 и У2 поступают в блок контроля и управления для дальнейшей обработки. В качестве источников излучения в установке используются лазерные модули марки LDI-1310-DFB-2.5G-20/80 и LDI-1550-DFB-2.5G-20/70. Внутри лазерных модулей (рис. 2) помимо самого полупроводникового лазера 2 расположен фотоприемник (Ф), выходной ток которого прямо-пропорционален мощности излучения, а также устройство нагрева/охлаждения (УНО) на основе элемента Пельтье. Ток накачки полупроводникового лазера формируется с помощью регулируемого источника тока (ИТ) по сигналам от блока контроля и управления. Падение напряжения на лазере, возникающее при протекании данного тока, через усилитель (УНП) поступает на вход блок контроля и управления и используется при вычислении длины волны излучения [6].

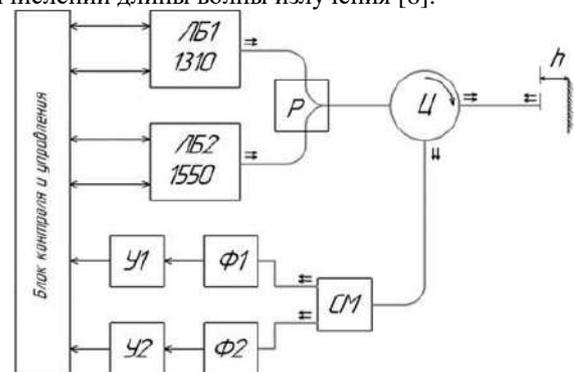


Рис. 1. Упрощенная структурная схема измерительной установки

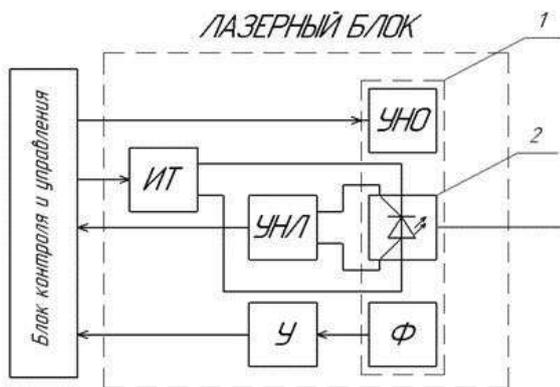


Рис. 2. Структурная схема лазерного блока

### 3. ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЯ

Интерферометр Фабри-Перо низкого контраста формируется выходным торцом оптического волокна и отражающей поверхностью исследуемого объекта. Принцип работы заключается в измерении разности фаз между лучом, отраженным от поверхности исследуемого объекта и лучом, отраженным от выходного торца оптического волокна. Разность фаз возникает из-за того, что луч, отраженный от объекта, проходит дополнительный оптический путь, равный удвоенному расстоянию  $h$  между торцом волокна и отражающей поверхностью. При деформации контролируемого объекта расстояние  $h$  изменяется, что приводит к изменению разности фаз интерферирующих лучей и, как следствие, к изменению выходного сигнала фотоприемника. Зависимость амплитуды выходного сигнала от расстояния  $h$  для двух используемых в установке длин волн представлена на рис. 3. Из-за периодичности выходного сигнала интерферометра возникает неопределенность при измерении на одной длине волны. Однозначное преобразование изменения амплитуды сигнала в перемещение поверхности возможно при использовании квадратурных сигналов. Для этого было предложено работать на двух длинах волн. Из рис. 3 видно, что при определенных значениях  $h$  (на рисунке соответствует примерно 800 нм) выходные сигналы фотоприемников с большой точностью можно считать квадратурными, т.е. сдвинутыми относительно друг друга на 90 градусов. При этом данный фазовый сдвиг сохраняется в пределах примерно одного периода интерференции (соответствует изменению  $h$  на 500 нм). Практическую настройку интерферометра для получения квадратурных сигналов предлагается осуществлять за счет малого изменения длины волны излучения лазеров путем изменения их температуры [6]. Предлагаемый режим работы интерферометра соответствует работе на постоянном токе. В этом случае точность измерения зависит от того, насколько точно известна амплитуда сигнала в максимуме и минимуме интерференции. При измерении деформации реального объекта на амплитуду сигнала будет влиять непостоянство отражающей способности по поверхности исследуемого объекта. Минимизировать данное влияние

возможно путем калибровки. Калибровка возможна за счет температурной либо токовой перестройки длины волны лазера [6]. При токовой перестройке (учитывая малый диапазон перестройки) необходимо, чтобы измеряемый объект располагался на достаточно большом расстоянии от торца волокна. По результатам моделирования данное расстояние должно быть не менее 3 мм. В тоже время увеличение расстояния приводит к уменьшению контраста интерференционной картины, связанному с ограниченной длиной когерентности используемых полупроводниковых лазеров. Экспериментально было установлено, что увеличение расстояния свыше 30 мм нежелательно.

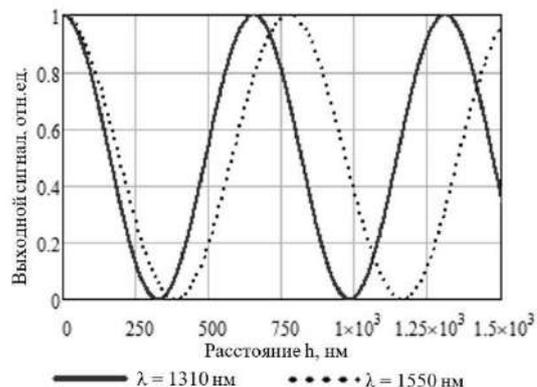


Рис. 3. Выходной сигнал с фотоприемников в зависимости от расстояния между торцом волокна и отражающей поверхностью

Таким образом, предлагаемый вариант интерферометра позволяет реализовать бесконтактное измерение деформаций амплитудой до 500...700 нм с частотами до сотен кГц. В связи с тем, что все компоненты системы достаточно компактны и не имеют устройств механической настройки, нет препятствий для реализации партитивного варианта установки.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Zavyalov, P.S. Investigation of the metrological characteristics of the PulsESPI system applied to the precision inspection of thermal deformations / P.S. Zavyalov, M.S. Kravchenko, V.V. Urzhumov, V.A. Kuklin, V.M. Mikhalkin // Siberian Journal of Science and Technology. – 2019. – Vol. 20(2). – P. 210-218.
- [2] Dobosz, M. Interferometric, absolute sensor of angular micro-displacement / M. Dobosz, M. Jankowski // Precision Engineering. – 2021. – Vol. 72. – P. 250-258.
- [3] Черторийский, А.А. Контроль температурных полей и теплофизических параметров мощных транзисторов дилатметрическим методом / А.А. Черторийский, В.А. Сергеев // Нано- и микросистемная техника. – 2007. – № 10. – С. 41-46.
- [4] Vovnenko, N.V. Experimental Simulation and Theoretical Analysis of the Thermal Deformation of Dielectric Plates under Submicrosecond Radiation Heating / N.V. Vovnenko, B.A. Zimin, Yu.V. Sud'enkov // Technical Physics. – 2011. – Vol. 56(7). – P. 968-974.
- [5] Smirnov, V.I. Measuring Thermal Resistance of GaN HEMTs Using Modulation Method / V.I. Smirnov, V. Sergeev, A. Gavrikov, A. Kulikov // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2020. – Vol. 67(10). – P. 4112-4117.
- [6] Borisov, Y.S. Measurement of spectra of fiber Bragg gratings by tuning the wavelength of a laser diode / Y.S. Borisov, A.M. Nizametdinov, O.V. Ivanov, A.A. Chertoriyskiy // Optics and Laser Technology. – 2022. – Vol. 151. – P. 108048-108055.

# Логическая операция контролируемой инверсии и обмена над оптическими вихрями в системе анизотропных оптических волокон

Е.В. Баршак  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
lena.barshak@gmail.com

К.Н. Алексеев  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
c.alexeyev@yandex.ua

Б.П. Лапин  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
lapinboris@gmail.com

М.А. Яворский  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
maxyavorsky@yahoo.com

Д.В. Викулин  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
vikulindmitriy@mail.ru

**Аннотация**—В данной работе рассматривается распространение оптических вихрей в системе скрученного анизотропного и мультигеликоидального оптического волокна. Установлено, что при определенных параметрах волокон в такой системе реализуется логическая операция, эквивалентная логике последовательно выполненных фундаментальных квантовых элементов CNOT (контролируемая инверсия) и SWAP (обмен) над состояниями циркулярно поляризованных оптических вихрей.

**Ключевые слова**— орбитальный угловой момент, оптические вихри, логические вентили, анизотропные оптические волокна.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Оптические вихри (ОВ) как пучки, обладающие орбитальным угловым моментом (ОУМ) [1], находят все более широкое применение, в особенности в инфокоммуникационной сфере [2-3]. Помимо использования для классического кодирования и передачи информации, операции с состояниями фотонов с ОУМ оказываются простыми и доступными инструментами для моделирования квантовых вычислений. Важной задачей в этой сфере является реализация логических вентилях и схем над кубитами, кодируемыми как спиновой, так и орбитальной степенями свободы фотона. Одним из решений представляются волоконные методы, основанные на оптических волокнах, поддерживающих структурно устойчивую передачу ОВ [4-5]. Следование цели минимизации и оптимизации логических схем акцентирует внимание на поиске возможностей расширения набора базовых гейтов над состояниями фотонов с ОУМ и упрощения реализации логических операций в оптических волокнах. В данной работе предлагается волоконный способ осуществления логической операции, соответствующей результату последовательного применения двух фундаментальных двухкубитных квантовых гейтов CNOT и SWAP к состояниям циркулярно поляризованных ОВ.

## 2. ЛОГИЧЕСКАЯ ОПЕРАЦИЯ КОНТРОЛИРУЕМОЙ ИНВЕРСИИ И ОБМЕНА В СИСТЕМЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

В работе исследуется распространение ОВ в системе слабонаправляющих ступенчатых оптических волокон, состоящей из последовательно расположенных скрученного анизотропного и мультигеликоидального оптического волокна (система АМ) (рис. 1). Параметры оптических волокон выбраны так, что реализуются определенные резонансные режимы.

В таком режиме моды с азимутальным числом, равным 2, анизотропного волокна представлены суперпозицией циркулярно поляризованных ОВ с топологическим зарядом  $\ell=2$ :  $|1,2\rangle$  и  $|-1,2\rangle$ , а также право- и левоциркулярно поляризованными ОВ с топологическим зарядом  $\ell=-2$ :  $|\pm 1,-2\rangle$ . Здесь ОВ  $|\sigma, \ell\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\ell\varphi} F_{|\ell|}(r) \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix}$ , где  $\sigma=\pm 1$  определяет состояние поляризации,  $\ell=0, \pm 1, \pm 2, \dots$  - топологический заряд,  $F_{|\ell|}(r)$  - радиальная функция, которая выражается через функции Бесселя  $J_{|\ell|}(r)$  и  $K_{|\ell|}(r)$  в сердцевине и оболочке волокна, соответственно [6]. Резонансными модами мультигеликоидального волокна оказываются два левоциркулярно поляризованных ОВ:  $|-1, \pm 2\rangle$ , а две другие моды представлены суперпозицией правоциркулярно поляризованных ОВ с различными знаками топологического заряда:  $|1, 2\rangle$  и  $|1, -2\rangle$ .

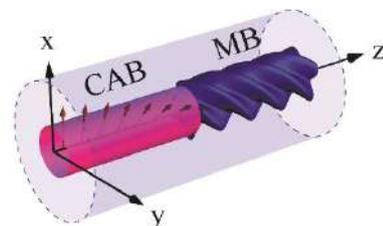


Рис. 1. Модель системы АМ: скрученного анизотропного (САВ) и мультигеликоидального (МВ) оптического волокна. Стрелками обозначено направление оси анизотропии материала. Параметр мультигеликоидальной деформации поперечного сечения  $\tau=4$

Основываясь на описанной структуре резонансных мод, можно показать, как преобразуется входной циркулярно поляризованный ОВ с топологическим

зарядом  $\ell=\pm 2$  при распространении в системе АМ. Установлены параметры оптических волокон системы, в частности, степень скрутки и оптимальная длина анизотропного и мультигеликоидального волокна (шаг скрутки 0,15 м и 0,29 м; длина 0,12 м и 0,15 м, соответственно), при которых имеет место полное преобразование энергии входного ОВ в энергию ОВ противоположного знака топологического заряда и/или циркулярной поляризации:

$$\begin{aligned} |-1,-2\rangle &\rightarrow |-1,-2\rangle, |-1,2\rangle \rightarrow |1,-2\rangle, \\ |1,-2\rangle &\rightarrow |1,2\rangle, |1,2\rangle \rightarrow |-1,2\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Преобразования ОВ (1) позволяют показать, что в системе АМ при определенных параметрах оптических волокон реализуется операция, результат которой эквивалентен последовательному выполнению фундаментальных квантовых логических вентилей управляемой инверсии (CNOT) и обмена (SWAP) над состояниями циркулярно поляризованных ОВ. Таблицы истинности и матрицы преобразования базовых CNOT и SWAP гейтов даны в таблице I. Оба вентиля имеют два входа и два выхода.

Таблица I. ТАБЛИЦЫ ИСТИННОСТИ И МАТРИЦЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ БАЗОВЫХ ГЕЙТОВ

CNOT				SWAP			
Вход		Выход		Вход		Выход	
0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	0	1	0	1	1	0
1	0	1	1	1	0	0	1
1	1	1	0	1	1	1	1
$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$				$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$			

Логическая операция комбинации CNOT и SWAP вентилей в указанном порядке представлена соответствующей таблицей истинности и матрицей преобразования в таблице II.

Таблица II. ТАБЛИЦА ИСТИННОСТИ И МАТРИЦА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОГИЧЕСКОЙ ОПЕРАЦИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ВЫПОЛНЕНИЯ CNOT И SWAP ГЕЙТОВ

Вход		Выход	
A	B	A'	B'
0	0	0	0
0	1	1	0
1	0	1	1
1	1	0	1

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Пусть состояние поляризации ОВ в системе волокон АМ несет первый кубит (правоциркулярная поляризация соответствует логической «1», а левоциркулярная – «0»), а его топологический заряд рассматривается в качестве второго кубита (положительный топологический заряд соответствует логической «1», отрицательный – «0»). Так, например, входящий левоциркулярно поляризованный ОВ  $|-1,2\rangle$  определяет на входе  $A = 0, B = 1$ , или состояние

$|01\rangle$ . Проходя через систему АМ, такой ОВ, согласно (1), трансформируется в правоциркулярно поляризованный ОВ с противоположным знаком топологического заряда:  $|1,-2\rangle$ , что соответствует следующим значениям на выходе:  $A'=1, B'=0$ , или состоянию  $|10\rangle$ . Действуя так для каждого преобразования из (1), получим:

$$\begin{aligned} |00\rangle &\rightarrow |00\rangle, |01\rangle \rightarrow |10\rangle, \\ |10\rangle &\rightarrow |11\rangle, |11\rangle \rightarrow |01\rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Преобразования (2) описывают логическую операцию комбинации двух вентилей CNOT и SWAP в указанном порядке (табл. II), осуществляемую над состояниями ОВ в системе оптических волокон АМ.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовано преобразование энергии входящих циркулярно-поляризованных ОВ с целым на фотон ОУМ в системе скрученного анизотропного и мультигеликоидального оптических волокон. Установлено, что при определенных параметрах оптических волокон такая система позволяет реализовать двухкубитную логическую операцию контролируемой инверсии и обмена. Численно определены параметры волокон, в частности, шаг скрутки и оптимальная длина, для эффективной реализации описанной логической операции в системе АМ.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант проект N 075-15-2019-1934, Российского научного фонда, проект N 20-12-00291.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Shen, Y. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Shen., X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, and X. Yuan // *Light: Science & Applications*. – 2019. – Vol. 8. – P. 90. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
- [2] Willner, A.E. Optical communications using orbital angular 234 momentum beams / A.E. Willner, H. Huang, Y. Yan, Y. Ren, N. Ahmed, G. Xie, C. Bao, L. Li, Y. Cao, Z. Zhao, J. Wang, M.P.J. Lavery, M. Tur, S. Ramachandran, A.F. Molisch, N. Ashrafi, S. Ashrafi // *Adv. Opt. Photon.* – 2015. – Vol. 7(1). – P. 66-106.
- [3] Minzioni, P. Roadmap on all-optical processing / P. Minzioni, C. Lacava, T. Tanabe, J. Dong, X. Hu, G. Csaba, W. Porod, G. Singh, A. E. Willner, A. Almairan, V. Torres-Company, J. Schräuder, A.C. Peacock, M.J. Strain, F. Parmigiani, G. Contestabile, D. Marpaung, Z. Liu, J.E. Bowers, L. Chang, S. Fabbri, M.R. Vázquez, V. Bhadraraj, S.M. Eaton, P. Lodahl, X. Zhang, B.J. Eggleton, W.J. Munro, K. Nemoto, O. Morin, J. Laurat, J. Nunn // *J. Opt.* – 2019. – Vol. 21(8). – P. 063001.
- [4] Баршак, Е.В. Полностью волоконный вентиль SWAP-CNOT для оптических вихрей / Е.В. Баршак, Б.П. Лапин, Д.В. Викулин, С.С. Алиева, К.Н. Алексеев, М.А. Яворский // *Компьютерная оптика*. – 2021. – Т. 45, № 6. – С. 853-859. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-938.
- [5] Alexeyev, C. Toffoli gate in twisted anisotropic and multihelical optical fibers / C. Alexeyev, E. Barshak, D.V. Vikulin, B. Lapin, M. Yavorsky // *Days on Diffraction (DD)*. – 2020. – P. 7-12.
- [6] Snyder, A. *Optical waveguide theory* / A. Snyder, J.D. Love. – London: Chapman and Hall, 1983.

# Распознавание вихревых пучков с использованием свёрточных нейронных сетей

А.П. Бодунов

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

Самара, Россия

dimedron2024@gmail.com

**Аннотация**—В данной работе рассмотрены свойства вихревых оптических пучков, позволяющие повысить эффективность их распознавания на основе применения нейронных сетей. Моделирование формирования вихревых оптических пучков и их астигматического преобразования проводилось с помощью преобразования Фурье.

**Ключевые слова**— преобразование Фурье, вихревые оптические пучки, свёрточные нейронные сети.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько десятков лет лазерные оптические пучки с орбитальным угловым моментом стали широко распространены в атмосферных системах связи, позволяющих достичь высокую плотность кодирования. Проблемой становится лишь то, что из-за существования такого аспекта как атмосферная турбулентность такой способ кодирования подходит только для малых расстояний между передатчиком и реципиентом. Из-за возникающих возмущений происходит зашумление передаваемой информации, из-за чего реципиент не может с необходимой точностью воспринять поступивший сигнал. Поэтому для обеспечения возможности передачи информации посредством оптического излучения необходимо создать систему, устойчивую к возникающим зашумлениям, способную принять и определить поступивший сигнал. [1]

Хорошей базой для составления таких систем являются свёрточные нейронные сети, получившие широкое распространение в сфере компьютерного зрения. Удобство такого подхода обуславливается тем, что он получается быстрее итеративных способов и, в дополнение, для получения ответа на поставленную задачу нет необходимости в мощном опорном источнике благодаря тому, что присутствует возможность использовать для этих нужд изображение, формируемое на приёмнике сигнальным лучом. [2]

Основная цель данной работы разработать программный комплекс для генерации изображений вихревых оптических пучков с целью их последующего применения для обучения свёрточной нейронной сети для распознавания порядков вихревых оптических пучков, поступающих на вход сформированной свёрточной нейронной сети, производящей визуальный анализ изображения.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

В этой работе рассматриваются вихревые оптические пучки [3-5], формируемые на основе одной из формул вида:

$$f(r, \varphi) = \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) r^m \exp(im\varphi); \quad (1)$$

$$f(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\sigma^2}\right) (x + iy)^m, \quad (2)$$

где  $m$  – число, обозначающее порядок вихревого оптического пучка,  $\sigma$  – радиус.

Для получения изображения вихревого лазерного пучка можно использовать преобразование Фурье с последующим получением значения амплитуды в каждой точке.

Пример полученных изображений представлен на рис. 1.

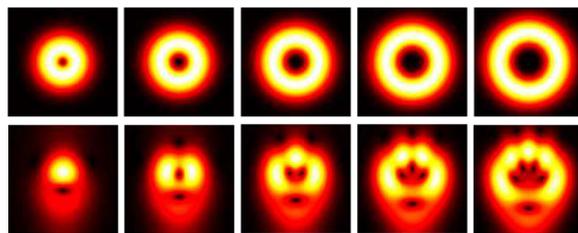


Рис. 1. Построение изображений вихревых оптических пучков с различными порядками (верхний ряд – целые порядки, нижний – полуцелые)

Как можно заметить из приведённого примера, оптические пучки с целыми порядками являются кольцами, отличающегося только радиусами, что усложняет создание свёрточной нейронной сети для их определения, потому что выходной результат её работы не должен зависеть от масштабирования объекта на изображении. Поэтому для обеспечения корректного функционирования нейронной сети было принято решение использовать астигматическое преобразование [6-8]. Такое преобразование можно реализовать за счет наклона линзы или при использовании цилиндрической линзы [9-11], описываемой домножением на  $\exp(ixy)$ , после чего формула в полярных координатах принимает следующий вид:

$$f(r, \varphi) = \exp\left(-\frac{r^2}{\sigma^2}\right) r^m \exp(im\varphi) \exp(ixy). \quad (3)$$

Примеры изображений, получаемых с входным полем, формируемым формулой вида (3) представлены на рис. 2.

На рис. 1 и рис. 2 представлены пучки одинаковых порядков, из чего можно сделать вывод, что после астигматического преобразования есть возможность создать набор обучающих данных со всеми

необходимыми способами искажения изображений: зашумления, размытия и масштабирования.

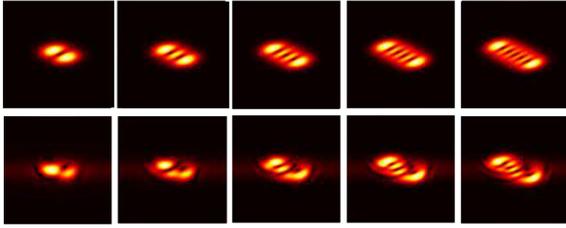


Рис. 2. Построение изображений астигматических вихревых оптических пучков с различными порядками (верхний ряд – целые порядки, нижний ряд – полуцелые)

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

При подготовке обучающего набора требуется соблюсти некоторые аспекты, такие как предоставление нейронной сети масштабированного набора данных, дабы обеспечить независимость нейронной сети от размеров исследуемого объекта на входном изображении, предоставление сети для обучения данных, на которых изучаемый объект будет смещён относительно начальной точки. Для того чтобы нейронная сеть справлялась с зашумлёнными изображениями, следует добавить их искусственно.

Для моделирования обучающего набора данных для свёрточной нейронной сети использовалась формула (3) с последующим применением различных форматов зашумления, такие как гауссовский шум, шум перца и зернистая интерференция (рис. 3).

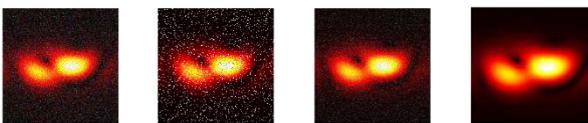


Рис. 3. Результаты работы программы генерации обучающего набора определения порядка астигматических вихревых оптических пучков

Нейронная сеть обучается на определение одиннадцати классов, каждый из которых отражает порядок вихревого оптического пучка. Рассматриваются целые и полуцелые порядки пучков от -5 порядка до 5 с шагом 0,5. Так как пучки противоположных по знаку порядков на вид отличаются только наклоном (рис. 4), то принято решение объединить их в единый распознаваемый класс.

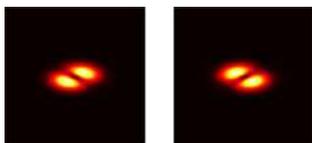


Рис. 4. Изображения астигматических вихревых оптических пучков противоположных по знаку порядков (левое изображение – пучок -3 порядка, правое изображение – пучок 3 порядка)

На вход сети подаются цветные изображения 370 на 370 пикселей. Обучение проходит в течение пяти эпох с обучающим набором в 990 изображений для каждого класса. Архитектура нейронной сети составлена с использованием открытой библиотеки Tensorflow на языке Python и выглядит следующим образом: 2

свёрточных слоя, слой подвыборки  $2 \times 2$ , 2 свёрточных слоя, слой подвыборки  $2 \times 2$ , выравнивающий слой, и два полносвязных слоя. С такими параметрами, входными данными и текущей архитектурой свёрточной нейронной сети ход обучения представляется графиком, отражённым на рис. 5.

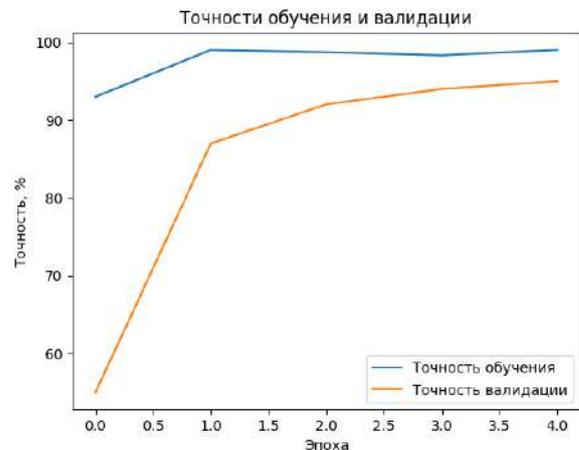


Рис. 5. Динамика точности определения порядка встигматического вихревого пучка в ходе обучения

Как можно видеть из приведённого графика, после обучения свёрточной нейронной сети мы получаем достаточно высокую точность распознавания признаков изображения, которые влияют на итоговое распознавание порядка вихревого оптического пучка на изображении, поступающем на вход. Так как на обучение поступали различные изображения, где распознаваемый объект смещался относительно своего изначального расположения, полученного после генерации, и был зашумлён, то можно утверждать, что получившаяся нейронная сеть устойчива к смещениям и возможным зашумлениям, которые имеют место при передаче информации в атмосфере.

В ходе проведения тестов на сгенерированных случайно изображениях в количестве 22000 штук было выявлено, что практическая точность определения порядка вихревого оптического пучка составляет 79,45%.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассматриваются свойства вихревых оптических пучков, осуществляется моделирование их формирования, демонстрируется механизм формирования обучающего набора данных для обучения свёрточной нейронной сети. Представлены характеристики, формирующиеся у свёрточной нейронной сети в ходе обучения и динамика их изменений, происходящих с каждой эпохой.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Невзоров, А.А. Метод коррекции искажений волнового фронта в системе атмосферной оптической связи с малым объемом передаваемой информации по служебному каналу информации / А.А. Невзоров, Д.А. Станкевич // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 5. – С. 848-851. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-733.
- [2] Сикорский, О.С. Обзор свёрточных нейронных сетей для задачи классификации изображений / О.С. Сикорский // Новые информационные технологии в автоматизированных системах. – 2017. – № 20. – С. 37-42.

- [3] Gbur, G. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation / G. Gbur, R.K. Tyson // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2008. – Vol. 25(1). – P. 225-230.
- [4] Padgett, M.J. Orbital angular momentum 25 years on / M.J. Padgett. – *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 25(10). – P. 11265-11274.
- [5] Порфирьев, А.П. Фазовые сингулярности и оптические вихри в фотонике / А.П. Порфирьев, А.А. Кучмижак, С.О. Гурбатов, С. Йодказис, С.Н. Хонина, Ю.Н. Кульчин // *Успехи физических наук.* – 2021 (принята к публикации). DOI: 10.3367/UFNr.2021.07.039028.
- [6] Khonina, S.N. Astigmatic Bessel laser beams / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, K. Jefimovs, P. Paakkonen, J. Turunen // *J. Mod. Opt.* – 2004. – Vol. 51. – P. 677-686.
- [7] Bekshaev, A.Y. Transformation of higher-order optical vortices upon focusing by a astigmatic lens / A.Y. Bekshaev, M.S. Soskin, M.V. Vasnetsov // *Opt. Commun.* – 2004. – Vol. 241(4-6). – P. 237-247.
- [8] Котляр, В.В. Определение топологического заряда оптического вихря с помощью астигматического преобразования / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, А.П. Порфирьев // *Компьютерная оптика.* – 2016. – Т. 40, № 6. – С. 781-792. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-6-781-792.
- [9] Almazov, A.A. How the tilt of a phase diffraction optical element affects the properties of shaped laser beams matched with a basis of angular harmonics / A.A. Almazov, S.N. Khonina, V.V. Kotlyar // *Journal of Optical Technology.* – 2006. – Vol. 73(9). – P. 633-639.
- [10] Vaity, P. Measuring the topological charge of an optical vortex by using a tilted convex lens / P. Vaity, J. Banerji, R.P. Singh // *Phys. Lett. A.* – 2013. – Vol. 377(15). – P. 1154-1156.
- [11] Peng, Y. Measuring topological charges of optical vortices with multisingularity using a cylindrical lens / Y. Peng, X. Gan, P. Ju, Y. Wang, J. Zhao // *Chin. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 32(2). – P. 024201.

# Моделирование формирования вихревых пучков при дифракции на тонкой спиральной апертуре

В.И. Логачев

Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
walle.log@yandex.ru

**Аннотация**—В данной работе рассматривается формирование вихревого пучка при дифракции на тонкой апертуре в виде спирали Архимеда. Численно показано, что сформированный пучок соответствует вихревому пучку Бесселя, топологический заряд которого меняется при распространении в свободном пространстве.

**Ключевые слова**— преобразование Френеля, оптические вихревые пучки Бесселя, спираль Архимеда, топологический заряд.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия внимание исследователей, работающих в области лазерной физики и когерентной оптики, привлекли световые поля с кольцевой формой распределения интенсивности, получившие название “оптические вихри”. Под данным названием эти световые поля впервые были рассмотрены в 1989 году [1]. Оптические вихри являются основным объектом изучения сингулярной оптики [2].

Одним из самых важных свойств оптических вихрей является наличие орбитального углового момента (ОУМ), существование которого у полей данного типа впервые было показано в [3]. Данное свойство оптических вихрей находит применение в таких областях, как манипуляция микро- и нанообъектами с помощью оптических пинцетов и пучков типа “гаечный ключ” (optical spanner) [4–7], лазерная обработка материалов [8], оптические коммуникации [9–12], а также является ключевым для развития таких перспективных направлений, как квантовые вычисления и квантовые коммуникации [12].

Пучки Бесселя, одни из наиболее распространенных вихревых пучков, привлекают все больший интерес благодаря своим бездифракционным и самовосстанавливающимся свойствам. Если для их формирования использовать кольцевую щель, то образуется пучок Бесселя нулевого порядка, однако в данной работе используется щель в виде спирали Архимеда, что позволяет формировать вихревой пучок Бесселя, обладающий особым свойством: его топологический заряд непрерывно убывает вдоль оси распространения [13].

В данной работе рассматривается формирование вихревого пучка при дифракции на тонкой апертуре в виде спирали Архимеда. Численно показано, что сформированный пучок соответствует вихревому пучку Бесселя, топологический заряд которого меняется при распространении в свободном пространстве.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Оптический вихрь обладает винтовой фазой, описываемой в поперечном сечении уравнением  $e^{im\varphi}$ , где

$i$  – мнимая единица,  $m$  – топологический заряд,  $\varphi$  – азимутальный угол.

Спираль Архимеда в полярных координатах в предположении, что  $m\lambda \ll r_0$ , может быть приближенно выражена согласно (1):

$$r = \sqrt{r_0^2 + \frac{lz\lambda}{\pi}} \varphi, \quad (1)$$

где  $r_0$  – начальный радиус спирали,  $l$  – топологический заряд,  $\lambda$  – длина волны,  $\varphi$  – азимутальный угол.

Согласно скалярной теории дифракции в приближении Френеля комплексная амплитуда на расстоянии  $z$  может быть выражена с помощью интеграла дифракции [13], записываемого в виде (2):

$$E(x, y, z) = \frac{e^{ikz}}{iz} \int \int_{-\infty}^{+\infty} T(x', y') e^{\frac{ik[(x-x')^2 + (y-y')^2]}{2z}} dx' dy', \quad (2)$$

где  $T(x, y)$  – апертура спиралевидной щели.

## 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для моделирования распространения пучка Бесселя используется быстрое преобразование Френеля.

На рис. 1 представлен вид спиралевидной щели при параметрах  $r_0 = 8$  мм,  $d = 0,1$  мм,  $z = 1000$  мм,  $\lambda = 635$  нм,  $l = 4$ , где  $d$  – толщина спирали.

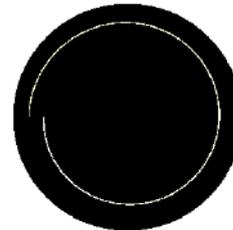


Рис. 1. Поперечное сечение щели в виде спирали Архимеда ( $r_0 = 8$  мм,  $d = 0,1$  мм,  $z = 1000$  мм,  $\lambda = 635$  нм,  $l = 4$ )

На рис. 2 представлены интенсивность, фаза и распределение плотности ОУМ вихревых пучков Бесселя, образованных спиралью, представленной на рис. 1, при варьировании расстояния от 1 до 4 метров.

Из результатов, представленных на рис. 2 видно, что на различных расстояниях формируются пучки Бесселя с различными топологическими порядками, причем величина его уменьшается с ростом расстояния. Такое свойство может быть востребовано оптическом захвате и манипулировании, так как обеспечивается простой способ варьирования свойств формируемого пучка только за счет смещения на определенное расстояние от входной плоскости.

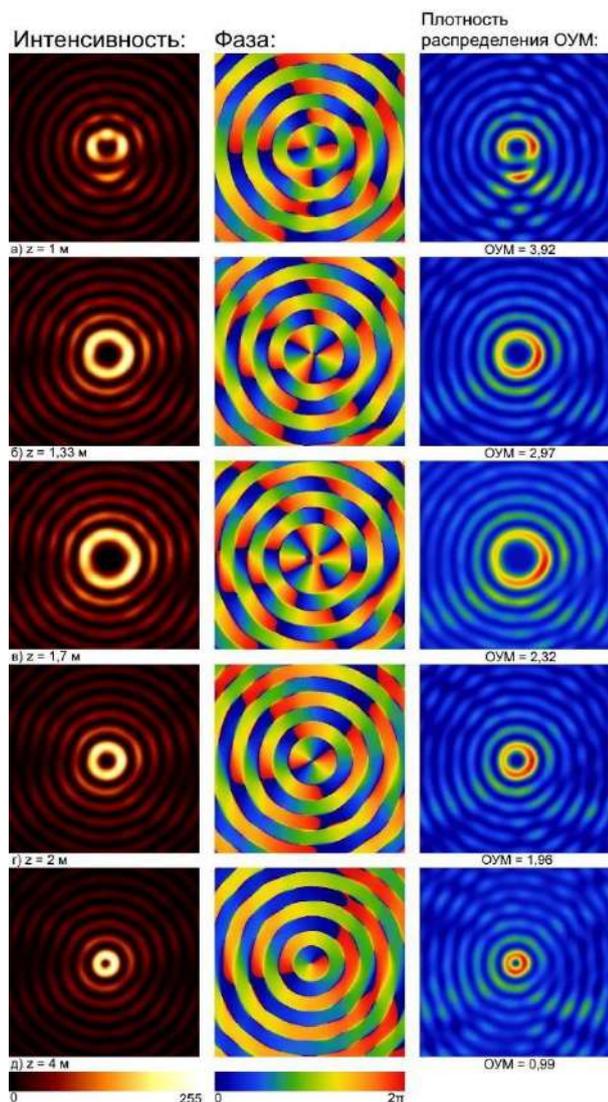


Рис. 2. Распределение интенсивности, фазы и ОУМ пучка Бесселя (размер картин 10 мм × 10 мм) на расстояниях от 1 до 4 метров при параметрах спиралевидной щели  $r_0 = 8$  мм,  $d = 0,1$  мм,  $z = 1000$  мм,  $\lambda = 635$  нм,  $l = 4$

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе численно показано, что топологический заряд вихревого пучка Бесселя, образованного спиралевидной щелью, обратно пропорционален пройденному пучком расстоянию.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Couillet, P. Optical vortices / P. Couillet, L. Gil, F. Rocca // *Optics Communications*. – 1989. – Vol. 73(5). – P. 403-408.
- [2] Soskin, M. Singular optics / M. Soskin, M. Vassetsov // *Progress in Optics*. – 2001. – Vol. 42. – P. 219-276.
- [3] 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.P. Woerdman // *Physical Review A*. – 1992. – Vol. 45(11). – P. 8185-8189.
- [4] He, H. Direct observation of transfer of angular momentum to absorptive particles from a laser beam with a phase singularity / H. He, M.E.J. Friese, N.R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop // *Physical Review Letters*. – 1995. – Vol. 75(5). – P. 826-829.
- [5] Simpson, N.B. Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner / N.B. Simpson, K. Dholakia, L. Allen, M.J. Padgett // *Optical Letters*. – 1997. – Vol. 22(1). – P. 52-54.
- [6] Padgett, M.J. The angular momentum of light: optical spanners and the rotational frequency shift / M.J. Padgett, L. Allen // *Optical and Quantum Electronics*. – 1999. – Vol. 31(1). – P. 1-12.
- [7] Padgett, M.J. Optical tweezers and spanners / M.J. Padgett, L. Allen. // *Physics World*. – September 1999. – Vol. 10(9). – P. 35-40.
- [8] Toyoda, K. Using optical vortex to control the chirality of twisted metal nanostructures / K. Toyoda, K. Miyamoto, N. Aoki, R. Morita, T. Omatsu // *Nano Letters*. – 2012. – Vol. 12(7). – P. 3645-3649.
- [9] Willner, A.E. Optical communications using orbital angular momentum beams / A.E. Willner, H. Huang, Y. Yan, Y. Ren, N. Ahmed, G. Xie, C. Bao, L. Li, Y. Cao, Z. Zhao, J. Wang, M.P.J. Lavery, M. Tur, S. Ramachandran, A.F. Molisch, N. Ashrafi, S. Ashrafi // *Advances in Optics and Photonics*. – 2015. – Vol. 7(1). – P. 66-106.
- [10] Trichili, A. Optical communication beyond orbital angular momentum / A. Trichili, C. Rosales-Guzmán, A. Dudley, B. Ndagano, A. Ben Salem, M. Zghal, A. Forbes // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6(1). – P. 6.
- [11] Wang, J. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing / J. Wang, J.-Y. Yang, I.M.N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, M. Tur, A.E. Willner // *Nature Photonics*. – 2012. – Vol. 6(7). – P. 488-496.
- [12] Rubinsztein-Dunlop, H. Roadmap on structured light / H. Rubinsztein-Dunlop, A. Forbes, M.V. Berry, M.R. Dennis, D.L. Andrews, M. Mansuripur, C. Denz, C. Alpmann, P. Banzer, T. Bauer, E. Karimi, L. Marrucci, M. Padgett, M. Ritsch-Marte, N.M. Litchinitser, N.P. Bigelow, C. Rosales-Guzmán, A. Belmonte, J.P. Torres, T.W. Neely, M. Baker, R. Gordon, A.B. Stilgoe, J. Romero, A.G. White, R. Fickler, A.E. Willner, G. Xie, B. McMorran, A.M. Weiner // *Journal of Optics*. – 2016. – Vol. 19(1). – P. 51.
- [13] Yang, Y. Anomalous Bessel vortex beam: Modulating orbital angular momentum with propagation / Y. Yang, X. Zhu, J. Zeng, X. Lu, C. Zhao, Y. Cai // *Nanophotonics*. – 2018. – Vol. 7(3). – P. 677-682.

# Исследование спектров комбинационного рассеяния кожи разных участков тела и разных фенотипов

Е.В. Сорокина  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
hellitio15@gmail.com

Ю.А. Христофорова  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
khristoforovajulia@gmail.com

И.А. Братченко  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
iabratchenko@gmail.com

**Аннотация**—Было проведено экспериментальное измерение спектров комбинационного рассеяния кожи людей с разных участков тела с разными фенотипами. Показано, что наблюдаются различия в спектральной интенсивности сигнала комбинационного рассеяния в зависимости от локализации и фенотипа кожи, что свидетельствует о вариабельности химического состава кожи.

**Ключевые слова**— спектроскопия комбинационного рассеяния, кожа человека, фенотип кожи.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Кожа является самым большим органом человека и составляет около 15% от общей массы тела. При этом химический состав кожи может варьироваться в нормальном состоянии в зависимости от типа, цвета и локализации. С другой стороны, изменение химического состава кожи может приводить к развитию заболеваний, в том числе развитию рака кожи в зависимости от разных факторов. Чтобы лучше понимать, какие изменения кожи связаны с различными заболеваниями, важно оценить изменчивость молекулярного состава кожи в нормальном состоянии.

Для неинвазивного анализа биологических тканей успешно применяется спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) [1], поскольку этот метод чувствителен к структуре и конформациям биохимического строения. Метод спектроскопии КР, основанный на изменении длины волны зондирующего излучения после взаимодействия с молекулами исследуемого объекта, позволяет с высокой точностью определять наличие химических соединений и их изменение вследствие различных процессов в исследуемой среде. Применение спектроскопии КР для измерения состояния кожи представляет собой особый интерес из-за доступности и простоты экспериментальных измерений.

Цель данной работы – провести анализ спектров КР кожи и оценить вариабельность спектральных характеристик кожи разных локализаций и разных фенотипов в нормальном состоянии.

## 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Исследование кожи проводилось с использованием экспериментального оборудования, которое включает в себя термостабилизированный полупроводниковый

лазерный модуль LML-785.0RB-04 (центральная длина волны  $785 \pm 0,1$  нм, 150 мВт), портативный спектрометр QE6500, включающий матричный ПЗС-детектор с термоэлектрическим охлаждением до  $-15^\circ\text{C}$ , оптический пробник inPhotonics. Подробное описание установки представлено в работе. Для построения моделей с целью классификации различных типов патологий применялся статистический метод. Спектры кожи были зарегистрированы в течение 20 секунд с трехкратным накоплением. Добровольцами выступили 32 человека с разными фенотипами (10 человек с II фенотипом, 10 человек – III и 12 – IV фенотипом). Измерения проводились в условиях с минимальными источниками белого света, чтобы уменьшить количество шума в сигнале.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Были измерены спектры КР кожи у каждого волонтера с 10 различных участков тела (щека, лоб, шея, мочка, ладонь, предплечье, внутренняя и внешняя сторона щиколотки, живот, спина). Спектры были предварительно обработаны с помощью сглаживающего фильтра Савицкого-Голея и нормировки на стандартное отклонение интенсивности по каждому спектру.

На рис. 1 представлены усредненные спектры комбинационного рассеяния кожи разных локализаций для разных фенотипов. Основные полосы в спектрах КР кожи всех локализаций наблюдаются на сдвигах частот с максимальными значениями при  $1160$ ,  $1335$ ,  $1450$ ,  $1660$   $\text{см}^{-1}$ . Они характерны для КР-активных веществ:  $1160$   $\text{см}^{-1}$  (каротиноиды),  $1335$   $\text{см}^{-1}$  (коллаген),  $1450$   $\text{см}^{-1}$  и  $1660$   $\text{см}^{-1}$  (соединения липидов). Различия интенсивностей КР полос для нормальной кожи свидетельствует о различных биохимических особенностях кожи на различных анатомических участках тела [2].

На рис. 2 наглядно приведено соотношение разброса значений. Если проводить расчет по нескольким локализациям, то получается большее значение разброса, чем при расчете в одной локализации. Самый меньший разброс спектральной интенсивности наблюдается для спектров ладони – 3%, самый большой для спектров шеи – 14%. Разброс средних значений по всему телу достигает 30%.

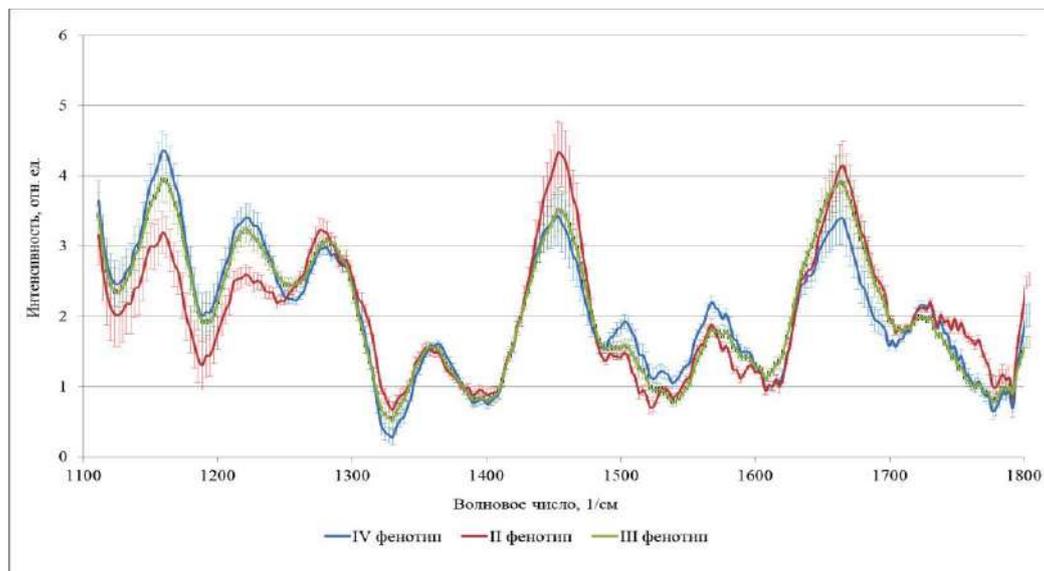


Рис. 1. Средние спектры КР кожи волонтеров с разным фенотипом кожи

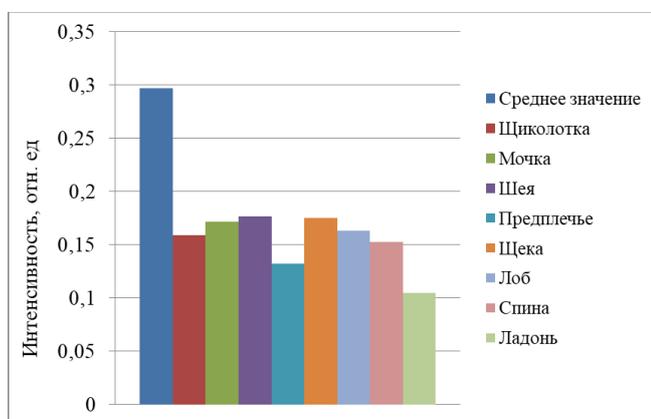


Рис. 2. Среднее значение разброса КР интенсивности при расчете по телу и по локализациям

Были построены и проанализированы графики для каждой локализации по всем трем фенотипам. Сравнение графиков позволило заметить, что для разных фенотипов в каждой локализации наблюдаются примерно одинаковые значения разброса спектральной КР интенсивности.

Сравнение спектральных значений внутренней и внешней поверхности щиколотки показало, что они незначительно отличаются в пределах любого фенотипа. Различия интенсивностей КР полос в зависимости от фенотипа и локализации лежит в пределах 10 -15%

#### 4. Выводы

Спектральные особенности КР кожи разных локализаций одного человека могут различаться на 10% из-за различного строения кожи. Спектральные

особенности КР кожи для одинаковых локализаций в рамках одного фенотипа кожи различаются на 12%, что свидетельствует о примерно схожем биохимическом составе и строении кожи. Спектральные особенности КР кожи одинаковых локализаций для людей с разным фенотипом кожи достигают различий 15% из-за различий компонентного состава.

Различия интенсивностей КР полос для нормальной кожи свидетельствует о различных биохимических особенностях кожи на различных анатомических участках тела и влиянии особенностей фенотипов, таких как толщина кожных покровов, количество коллагена, меланина, каротина и прочих.

Полученные результаты могут использоваться для анализа КР спектральных особенностей кожи человека с нарушенным метаболизмом в следствие различных заболеваний. Данные вычисления могут помочь в дальнейшем определении границ нормы спектральных значений.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-75-10097.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Cordero, E. In-vivo Raman spectroscopy: from basics to applications / E. Cordero, I. Latka, C. Matthäus // Journal of Biomedical Optics. – 2018. – Vol. 23(7). – P. 071210.
- [2] Zhao, J. Quantitative analysis of skin chemicals using rapid near-infrared Raman spectroscopy / J. Zhao // Photonic Therapeutics and Diagnostics IV. – 2008. – Vol. 6842. – P. 62-68.

# Расчёт фазового дифракционного оптического элемента, формирующего заданный набор сфероидальных функций

А.С. Крупников

Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
cjrjf@mail.ru

М.С. Кириленко

Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Институт систем обработки изображений – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН  
Самара, Россия  
areatangent@gmail.com

**Аннотация**—Рассматриваются сфероидальные функции, рассчитанные методом решения уравнения на собственные значения и собственные векторы для преобразования Фурье в конечных пределах. С помощью итерационных алгоритмов произведён расчёт фазового дифракционного оптического элемента для формирования суперпозиции собственных мод оптической системы – сфероидальных функций.

**Ключевые слова**— сфероидальные функции, преобразование Фурье, фазовый ДОЭ, линзовая система, итерационные алгоритмы.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сфероидальные функции представляют собой полный набор функций с ограниченной спектральной полосой [1]. Одна из областей применения сфероидальных функций – это теория изображений. В этой области сфероидальные функции стали применяться после того, как была установлена их связь с преобразованием Фурье в конечных пределах [2, 3].

Сфероидальные функции не имеют аналитического представления, поэтому их свойства до сих пор являются предметом исследования [4], а сами функции следует рассчитывать численно. Один из способов расчёта сфероидальных функций - как собственные функции преобразования Фурье [3, 5]. В работе [6] был предложен метод, основанный на двукратном применении преобразования Фурье с разными пределами интегрирования. Такое преобразование описывает прохождение светового пучка через двухлинзовую систему с ограниченными входной и спектральной областью в одномерном случае. Рассчитанные сфероидальные функции будут являться ортогональными на заданном ограниченном участке [1].

В данной работе производится расчёт фазового дифракционного оптического элемента для формирования заданного набора сфероидальных функций. Для расчётов используются итерационные алгоритмы: алгоритм Герчберга-Сакстона, адаптивно-аддитивный и адаптивно-регуляризационный алгоритм [7-10].

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Линзовая система с пространственными ограничениями во входной и наблюдаемой плоскости описывается с помощью преобразования Фурье в конечных пределах, собственные функции которого

являются сфероидальными функциями. Потери энергии определяются модулями соответствующих собственных значений. Если модули близки к единице, то потери энергии при распространении таких функций будут минимальны, как для одной сфероидальной функции, так и для целого набора.

Для формирования набора сфероидальных функции можно рассчитать дифракционный оптический элемент (ДОЭ). Однако, его функция пропускания в общем случае будет содержать как амплитуду, так и фазу. Изготовление амплитудно-фазовых элементов весьма затруднительно, поэтому в данной работе рассматривается возможность изготовления фазового ДОЭ с помощью итерационных алгоритмов [7-10].

В качестве примера рассматривался набор из 20 двумерных сфероидальных функций, произвольно взятых из набора первых 100 сфероидальных функций. С помощью алгоритма был рассчитан фазовый ДОЭ, формирующий набор желаемых функций с погрешностью 6,77%.

Для оценки полученных результатов использовались свойства сфероидальных функций. Как известно, сфероидальные функции  $\Psi_{nm}(x, y)$  являются собственными функциями преобразования Фурье  $\Phi$ :

$$\Phi\{\Psi_{nm}(x, y)\} = \mu_{nm}\Psi_{nm}(\xi, \eta), \quad (1)$$

где  $\mu_{nm}$  - собственные значения. Это означает, что сфероидальные функции проходят через линзовую систему с минимальными изменениями. Величина изменений определяется отличием модулей  $\mu_{nm}$  от единицы. Чем ближе  $\mu_{nm}$  к нулю, тем меньше энергии сфероидальная функция сохранит при прохождении линзы.

Мы рассчитали фазовый ДОЭ с функций пропускания  $\hat{\tau}(x, y)$ . Коэффициенты разложения  $C_{nm}$  этой функции будем обозначать  $C_{nm}$ . С хорошим приближением можно считать, что:

$$\hat{\tau}(x, y) \approx \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} C_{nm} \Psi_{nm}(x, y), \quad (2)$$

т.е. функция практически полностью раскладывается по рассматриваемому набору сфероидальных функций. Тогда при условии, что освещающий пучок представляет собой константу, после прохождения линзы получим:

$$\begin{aligned} \Phi \left\{ \hat{\tau}(x, y) \right\} &\approx \Phi \left\{ \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} C_{nm} \Psi_{nm}(x, y) \right\} = \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} C_{nm} \Phi \left\{ \Psi_{nm}(x, y) \right\} = \\ &= \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{M-1} C_{nm} \mu_{nm} \Psi_{nm}(\xi, \eta). \end{aligned} \quad (3)$$

Отсюда видно, что коэффициенты разложения распределения, полученного на выходе линзовой системы, равны произведению коэффициентов разложения на входе, умноженных на соответствующие собственные значения.

На рис. 1 представлены коэффициенты разложения, вычисленные двумя разными способами. Первый способ (рис. 1а), заключается в следующем: к сформированной суперпозиции функций применяется преобразование Фурье в соответствии с левой частью формулы (3), после чего коэффициенты вычисляются стандартным способом через скалярное произведение.

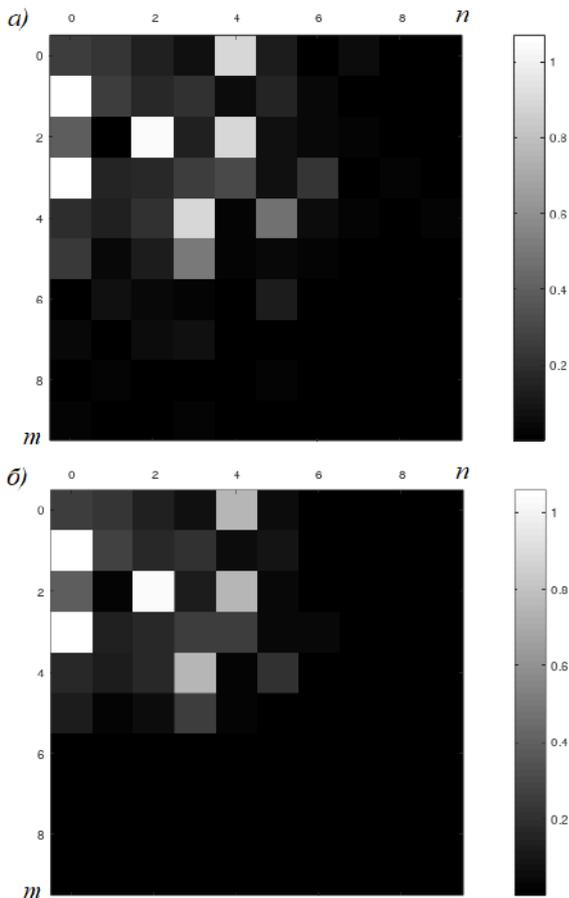


Рис. 1. График модулей коэффициентов, полученных разложением поля, прошедшего через ПФ (а) и график модулей коэффициентов, полученных с помощью умножения на собственные значения (б)

На рис. 1(б) представлен второй способ, где каждый коэффициент – это результат произведения коэффициента сформированной суперпозиции и собственного значения соответствующей функции в соответствии с правой частью формулы (3). Рисунки имеют незначительные отличия, что показывает корректность сформированной суперпозиции фазовым ДОЭ.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был рассчитан фазовый ДОЭ, формирующий суперпозицию сфероидальных функций, с помощью итерационных алгоритмов. Исследование показало, что после распространения суперпозиции через линзовую систему коэффициенты разложения меняются также, как и ожидалось – путём умножения на собственное значение (рис. 1).

Отклонение сформированного изображения от желаемого составило 6,77%.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 21-79-20075 мк).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Slepian, D. Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty – I / D. Slepian, H.O. Pollak // Bell Syst. Technol. J. – 1961. – Vol. 40. – P. 43-63.
- [2] Хонина, С.Н. Приближение сфероидальных волновых функций конечными рядами / С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 1999. – Т. 19. – С. 65-70.
- [3] Andreev, V. Optimal orthogonal bases in optical applications / V. Andreev, A. Bourdine, V. Burdin // CEUR Workshop Proceedings. – 2020. – Vol. 2667. – P. 323-327.
- [4] Karnik, S. Improved bounds for the eigenvalues of prolate spheroidal wave functions and discrete prolate spheroidal sequences / S. Karnik, J. Romberg, M.A. Davenport // Applied and Computational Harmonic Analysis. – 2021. – Vol. 55. – P. 97-128.
- [5] Baumgartl, J. Far field subwavelength focusing using optical eigenmodes / J. Baumgartl, S. Kosmeier, M. Mazilu, E.T.F. Rogers, N.I. Zheludev, K. Dholakia // Applied Physics Letters. – 2011. – Vol. 98. – P. 181109.
- [6] Kirilenko, M.S. Coding of an optical signal by a superposition of spheroidal functions for undistorted transmission of information in the lens system / M.S. Kirilenko, S.N. Khonina // SPIE. – 2014. – P. 91560J.
- [7] Kotlyar, V.V. Diffraction calculation of focusator in a longitudinal segment / V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, S.N. Khonina // Technical Physics Letters. – 1991. – Vol. 17(24). – P. 63-66.
- [8] Wu, Y. Adaptive weighted Gerchberg-Saxton algorithm for generation of phase-only hologram with artifacts suppression / Y. Wu, J. Wang, C. Chen, C.J. Liu, F.M. Jin, N. Chen // Optics Express. – 2021. – Vol. 29(2). – P. 1412-1427.
- [9] Zhao, T. Modified Gerchberg-Saxton (G-S) Algorithm and Its Application / T. Zhao, Y. Chi // Entropy. – 2020. – Vol. 22(12). – P. 1354.
- [10] Dedo, M.I. OAM mode recognition based on joint scheme of combining the Gerchberg-Saxton (GS) algorithm and convolutional neural network (CNN) / M.I. Dedo, Z. Wang, K. Guo, Z. Guo // Optics Communications. – 2020. – Vol. 456(11). – P. 124696.

# Анализ содержания мод Гаусса-Эрмита в двумерном пучке Эйри

А.А. Старикова

Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
a.starikova.a@mail.ru

М.С. Кириленко

Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Институт систем обработки изображений – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН  
Самара, Россия  
areatangent@gmail.com

**Аннотация**—Исследовано формирование двумерного пучка Эйри, ограниченного на входе, а также изучено содержание мод Гаусса-Эрмита в нем. Рассчитан анализатор, выполняющий разложение пучка по заданным модам.

**Ключевые слова**— пучок Эйри, моды Гаусса-Эрмита, преобразование Фурье, линзовая система.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Моды Гаусса-Эрмита обладают очень важным, с научной точки зрения, свойством: распространяясь, они полностью сохраняют свою структуру с точностью до всех характеристик [1, 2]. Этот факт позволяет ученым при работе с микрообъектами управлять потоком частиц (атомы, бактерии, молекулы), изменять их траекторию движения. Благодаря этому, в медицине стало возможно разделение вирусов и изоляция генов в хромосомах [3].

Пучки Эйри применяются в физике, в частности оптике. В начале 70-х годов прошлого века они уже были предметом рассмотрения для некоторых исследований [4]. В настоящее время они представляют большой интерес как волновые объекты, распространяющиеся по изогнутой траектории. Известно, что такой интерес возник благодаря успешной физической генерации «ускоряющихся» лазерных пучков [5].

В настоящее время важным объектом исследований являются многоканальные оптические системы [6-14], способные мультиплексировать и демultipлексировать наборы оптических пучков, таких как оптические вихри [7-9], моды Гаусса-Эрмита [10], моды Гаусса-Лагерра [11] и другие пучки, сохраняющие ортогональность при распространении [2]. Для формирования набора оптических пучков и их детектирования могут использоваться многопорядковые дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [7, 12-14]. Такие ДОЭ могут быть также использованы и для анализа волновых aberrаций [13, 14].

В данной работе производится расчёт многоканального ДОЭ, называемого анализатором, выполняющего разложение пучка Эйри по модам Гаусса-Эрмита и позволяющего получить значения модулей коэффициентов этого разложения.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В качестве оптической системы рассматривается двумерная линзовая система и описывающее её преобразование Фурье. Пучок Эйри можно сформировать, если во входную область поместить оптический элемент со следующей функцией пропускания:

$$f(x) = \exp[i(\alpha x)^3], \quad (1)$$

где  $\alpha$  – масштабный коэффициент. Стоит отметить, что входная область рассматривается ограниченной диапазоном  $[-a, a]$ , поэтому сформированный пучок можно считать пучком Эйри лишь приближённо. Сформированный пучок Эйри падает на фильтр, играющий роль анализатора по модам Гаусса-Эрмита. На фильтре записана суперпозиция из  $N = 8$  заданных мод, при этом каждая мода имеет ведущую пространственную частоту (по обеим осям). Далее полученное распределение проходит через ещё одну линзовую систему, разделяя пучок на  $N$  пространственно-независимых распределений – координаты смещения полностью определяются значением ведущих пространственных частот, записанных на фильтре. В центре каждого полученного изображения с помощью камеры можно считать модуль коэффициента разложения как квадратный корень из интенсивности.

Параметры оптической системы задавались безразмерными, при этом  $\lambda f_0 = 1$ , где  $\lambda$  – длина волны,  $f_0$  – фокусное расстояние. Параметр  $\alpha = 0,2$  обеспечивает хорошую ширину пучка Эйри, чтобы он не был слишком «узким». Входная область  $[-a, a] = [-5, 5]$ . Рассматриваемая область на выходе  $[-b, b]$ , где  $b = 20$ . На рис. 1 изображены графики амплитуды входного пучка Эйри и выходной функций. Выходная функция по своему виду напоминает моды Гаусса-Эрмита, расположенные в разных областях. Однако, это не они, поскольку свой вклад в картину вносит и пучок Эйри.

В таблице I приведены сравнения коэффициентов разложения, рассчитанных обычным способом (через скалярное произведение) и с помощью анализатора. Как видно из таблицы, значения коэффициентов не сильно отличаются друг от друга. Отличия могут быть вызваны двумя причинами. Во-первых, это вычислительная ошибка, а, во-вторых, каждая мода может вносить незначительный вклад в области, расположенные по соседству. Это следует из того, что моды Гаусса-Эрмита не являются пространственно-ограниченными (хотя их можно считать таковыми с хорошим приближением).

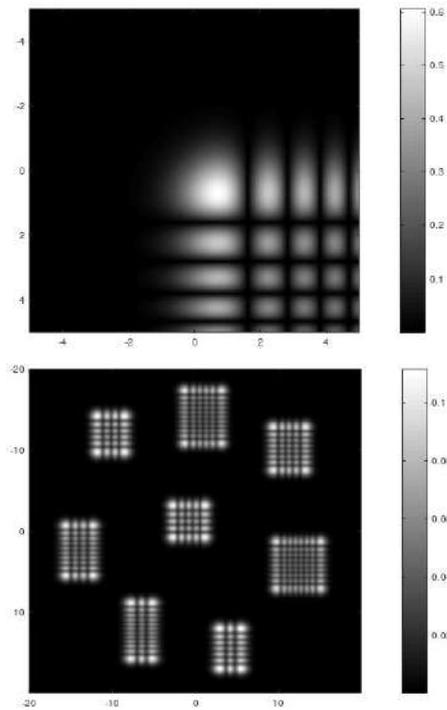


Рис. 1. Графики амплитуды входной функции (сверху) и выходной функции (снизу)

Таблица I. СРАВНЕНИЕ МОДУЛЕЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАЗЛОЖЕНИЯ, РАССЧИТАННЫХ КАК СКАЛЯРНОЕ ПРОИЗВЕДЕНИЕ (А) И ВЗЯТЫХ С ИЗОБРАЖЕНИЯ АНАЛИЗАТОРА (Б)

№ моды	(А)	(Б)
1	0,019484	0,019369
2	0,068729	0,068806
3	0,035510	0,035328
4	0,027750	0,027805
5	0,018039	0,018027
6	0,025310	0,025427
7	0,037106	0,037005
8	0,065974	0,066077

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование показало, что анализатор, основанный на модах Гаусса-Эрмита, показывает хорошие результаты для разложения пучка Эйри. В качестве мод, записанных на фильтр, можно использовать и другие ортогональные функции как из этого набора, так и из любого другого, например, моды Гаусса-Лагерра, полиномы Цернике или сфероидальные функции [2].

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 21-79-20075 МК).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Хонина, С.Н. Исследование распространения мод Гаусса-Эрмита в непараксиальной области свободного пространства / С.Н. Хонина, М.А. Дроздов // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2004. – Т. 6, № 1. – С. 45-52.
- [2] Andreev, V. Optimal orthogonal bases in optical applications / V. Andreev, A. Bourdine, V. Burdin // CEUR Workshop Proceedings. – 2020. – Vol. 2667. – P. 323-327.
- [3] Шевин, А.О. Исследование влияния искажений на свойства модовых лазерных полей / А.О. Шевин, С.Н. Хонина // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. – 2008. – Т. 7, № 2. – С. 101-111.
- [4] Berry, M.V. Nonspreiding wave packets / M.V. Berry, N.L. Balazs // Am. J. Phys. – 1979. – Vol. 47(3). – P. 264-267.
- [5] Siviloglou, G.A. Accelerating finite energy Airy beams / G.A. Siviloglou, D.N. Christodoulides // Opt. Letters. – 2007. – Vol. 32(8). – P. 979-981.
- [6] Uematsu, T. Design of a compact two-mode multi/demultiplexer consisting of multimode interference waveguides and a wavelength-insensitive phase shifter for mode-division multiplexing transmission / T. Uematsu, Y. Ishizaka, Y. Kawaguchi, K. Saitoh, M. Koshiba // Journal of Lightwave Technology. – 2012. – Vol. 30(15). – P. 2421-2426.
- [7] Khonina, S.N. Binary multi-order diffraction optical elements with variable fill factor for the formation and detection of optical vortices of arbitrary order / S.N. Khonina, A.V. Ustinov // Applied Optics. – 2019. – Vol. 58(30). – P. 8227-8236.
- [8] Khonina, S.N. Spatial-light-modulator-based multichannel data transmission by vortex beams of various orders / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, M.A. Butt // Sensors. – 2021. – Vol. 21(9). – P. 2988.
- [9] Wen, Y. Spiral transformation for high-resolution and efficient sorting of optical vortex modes / Y. Wen, I. Chremmos, Y. Chen, J. Zhu, Y. Zhang, S. Yu // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 120(19). – P. 193904.
- [10] Amphawan, A. Multidiameter optical ring and Hermite-Gaussian vortices for wavelength division multiplexing-mode division multiplexing / A. Amphawan, Y. Fazea // Optical Engineering. – 2016. – Vol. 55(10). – P. 106109.
- [11] Khonina, S.N. A technique for simultaneous detection of individual vortex states of Laguerre-Gaussian beams transmitted through an aqueous suspension of microparticles / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, V.D. Parani // Optics and Lasers in Engineering. – 2018. – Vol. 105. – P. 68-74.
- [12] Kazanskiy, N.L. Diffractive optical elements for multiplexing structured laser beams / N.L. Kazanskiy, S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.P. Porfirev // Quantum Electronics. – 2020. – Vol. 50(7). – P. 629.
- [13] Khonina, S.N. Wavefront aberration sensor based on a multichannel diffractive optical element / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.P. Porfirev // Sensors. – 2020. – Vol. 20(14). – P. 3850.
- [14] Хорин, П.А. Оптическое детектирование величины отдельных aberrаций при помощи многоканального фильтра, согласованного с фазовыми функциями Цернике / П.А. Хорин, С.Г. Вологовский, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 4. – С. 525-533. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-906.

# Tracking all-dielectric fiber-optic cable route

V. Burdin

Povolzhskiy State University of  
Telecommunications and Informatics  
Samara, Russia  
v.burdin@psuti.ru

V. Gureev

Povolzhskiy State University of  
Telecommunications and Informatics  
Samara, Russia  
gureevvo.rabota@gmail.com

O. Gubareva

Povolzhskiy State University of  
Telecommunications and Informatics  
Samara, Russia  
o.gubareva@psuti.ru

M. Dashkov

Povolzhskiy State University of  
Telecommunications and Informatics  
Samara, Russia  
mvd.srttc@gmail.com

**Abstract**—The paper discusses a method for determining the route of laying an all-dielectric optical cable on a test site. The results of measurements and errors in determining the location of the cable by the method of source offset triangulation algorithm are presented.

**Keywords**— distributed acoustic sensor, algorithm of simple triangulation, source offset triangulation algorithm, fiber-optic cable.

## 1. INTRODUCTION

Fiber-optic cable networks are the basis of modern digital infrastructure. Providing greater bandwidth and transmission range compared to copper cables, optical cables are also of great interest in terms of electrical safety and resistance to electromagnetic interference. In recent years, all-dielectric optical cable networks have been increasingly developed, however, methods for maintaining such networks require further research [1, 2]. In particular, the proper maintenance of an all-dielectric optical cable requires tracking methods for this cable and non-destructive monitoring of its condition. A very promising method for determining the location of an all-dielectric optical cable can be one based on determining the coordinates of the source of acoustic influence relative to the cable from the phase characteristics of the acoustic signal recorded by a system of distributed acoustic sensors (DAS) [3, 4]. The paper presents the results of testing the methodology for localizing a section of an all-dielectric optical cable on a test site.

## 2. CABLE TRACKING METHODS

The principle of searching for a cable laying route is explained by the diagram shown in Fig. 1.

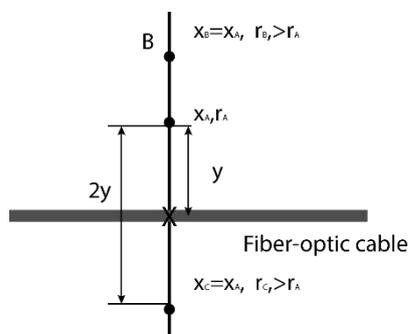


Fig. 1. Source offset triangulation algorithm for cable tracking

The tracking is performed as follows. The source of local harmonic acoustic impact is preliminarily placed at point A

near the intended location for laying the optical cable. According to the results of processing the phase characteristics of the acoustic signal received by the DAS, estimates of the coordinates of the source relative to the cable are determined - along the axis of the optical fiber and the shortest distance from the source to the cable. By moving the source, point B is found, the coordinate along the fiber axis of which coincides with point A at a different distance from the cable. A straight line is drawn through points A and B, which is normal to the axis of the optical fiber of the cable. Move the source along the normal towards the cable. The direction can be determined by analyzing the amplitude characteristics of the acoustic signal received by DAS. Then cross the fiber axis and, moving along the normal, find point C, the coordinates of which coincide with the coordinates of point A. After that, the location of the point on the ground surface above the cable is determined in the middle of the segment connecting points A and C.

To determine the coordinates of the source from the phase characteristics of the received DAS signal, the ray method is recommended, which is used in conjunction with the triangulation method. The principle of determining the coordinates of the source is explained in Fig. 2.

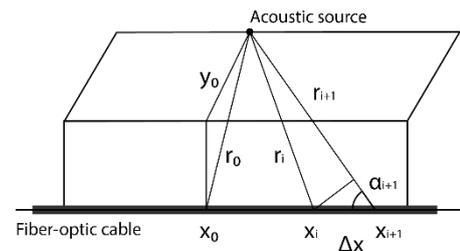


Fig. 2. Cable tracking with the algorithm of simple triangulation

For each discrete point along the axis of the DAS, for which an acoustic signal is recorded, the vector of angles of incidence  $\alpha_i$  is calculated by the formula

$$\alpha_i = \arccos\left(\frac{\Delta\theta_i}{k \cdot \Delta x}\right). \quad (1)$$

Here  $k = 2\pi/\lambda$  is the wave number;  $\lambda$  is the wavelength of sound;  $\Delta x$  is the phase-sensitive reflectometer sampling step of DAS;  $\Delta\theta = \theta_{i+1} - \theta_i$  is the phase difference of acoustic signals (beams) recorded by DAS at points  $x_i$  and  $x_{i+1}$  of optic fiber. Then, the vector of estimates of the source coordinate along the fiber axis is calculated by the formula

$$x_{0i} = \frac{x_{i+1} \operatorname{tg}(\alpha_{i+1}) - x_i \operatorname{tg}(\alpha_i)}{\operatorname{tg}(\alpha_{i+1}) - \operatorname{tg}(\alpha_i)}, \quad (2)$$

After that, the actual value of the coordinate is determined by the vector of its estimates as

$$x_0 = \Phi(\langle x_{0i} \rangle), \quad (3)$$

where  $\Phi(\langle x_{0i} \rangle)$  is the evaluation vector processing algorithm.

In this work, we used the algorithm proposed by R. Nigmatullin [5]. The vector of estimates of the shortest distance from the source to the cable is determined by the formula

$$r_{0,i} = (x_i - x_0) \cdot \operatorname{tg}(\alpha_i). \quad (4)$$

The actual value of the coordinate according to the vector of estimates of this value is also determined using the algorithm of R. Nigmatullin

$$r_0 = \Phi(\langle r_{0,i} \rangle). \quad (5)$$

Fig. 3 shows the results of measurements of the phase of a harmonic acoustic signal from a local source.

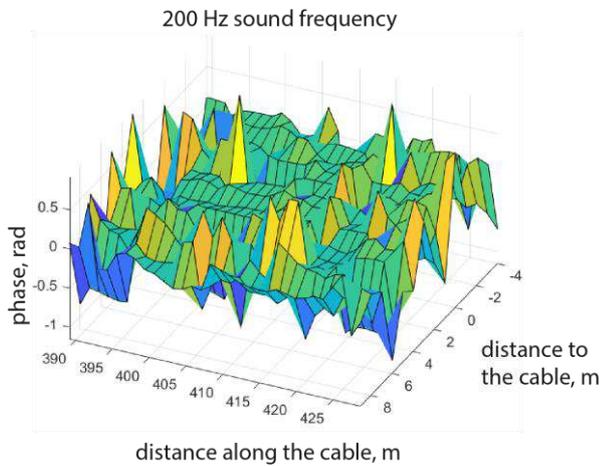


Fig. 3. Phase distribution of a harmonic acoustic signal from a local source

Fig. 4 shows the absolute errors in the estimates of the coordinates of the sound source along the fiber axis.

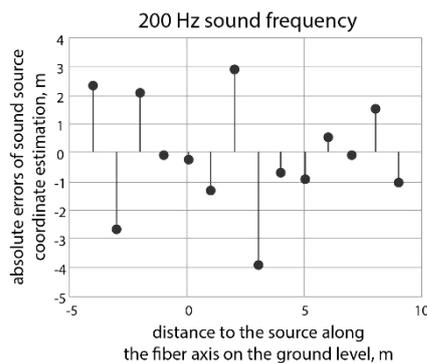


Fig. 4. Error rate of the sound source coordinate estimation along the fiber axis

Cable location estimates using the bisection method when approaching the far-field are quite satisfactory (Fig. 5).

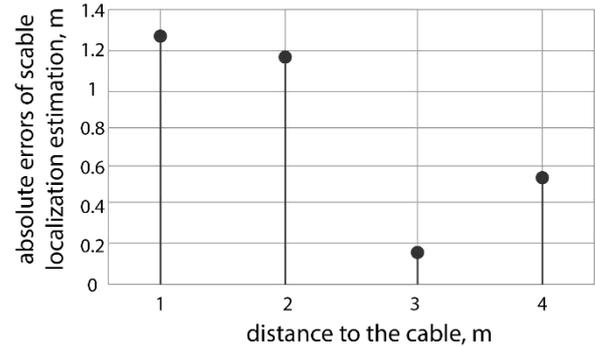


Fig. 5. The bit error rate versus the imbalance of power between the modes

For distances from the source of 3 m and 4 m, the errors are 0.15 m and 0.51 m, respectively. Here, the errors in determining the location of the cable were determined by the formula

$$|\Delta r_A - \Delta r_C| / 2, \quad (6)$$

where  $\Delta r_A$  and  $\Delta r_C$  are the absolute errors of estimated distances from points A and C, respectively, determined by the phase characteristics of the measured DAS acoustic signals.

### 3. CONCLUSION

Testing the method of searching the route of an all-dielectric cable based on the analysis of the phase characteristics of the acoustic signal gave ambiguous results. On the one hand, unacceptable values of errors in the estimates of coordinates were obtained due to the violation of the conditions for applying the method for processing the measurement results. On the other hand, even in given conditions, the application of the proposed search technique using the bisection method, when the distances from the source to the cable approaches the far zone, gives very good results.

### REFERENCES

- [1] Muanenda, Y. Recent Advances in Distributed Acoustic Sensing Based on Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometry / Y. Muanenda // Journal of Sensors. – 2018. – Vol. 2018. – P. 3897873.
- [2] Wang, Z. Recent Progress in Distributed Fiber Acoustic Sensing with  $\Phi$ -OTDR / Z. Wang, B. Lu, Q. Ye, H. Cai // Sensors. – 2020. – Vol. 20(22). – P. 6594.
- [3] Andreev, V.A. Method for identification of damaged optical fiber / V.A. Andreev, R.V. Andreev, V.A. Burdin, A.V. Burdin // RU2256161C2, 2005.
- [4] Burdin, V.A. Method determining distance to point of fault in sheath of optical fiber and device for its implementation / V.A. Burdin, A.V. Burdin // RU2147133C1, 2000.
- [5] Nigmatullin, R.R. General theory of experiment containing reproducible data: The reduction to an ideal experiment / R.R. Nigmatullin, W. Zhang, D. Striccoli // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. – 2015. – Vol. 27. – P. 175-192.

# Предельно короткие оптические импульсы в оптически анизотропном фотонном кристалле в условиях оптического резонатора

Ю.В. Двужилова  
Волгоградский Государственный  
Университет  
Волгоград, Россия  
dvuzhilov.ilya@volsu.ru

И.С. Двужилов  
Волгоградский Государственный  
Университет  
Волгоград, Россия  
dvuzhilov.ilya@volsu.ru

Н.Н. Конобеева  
Волгоградский Государственный  
Университет  
Волгоград, Россия  
yana\_nn@volsu.ru

М.Б. Белоненко  
Волгоградский Государственный  
Университет  
Волгоград, Россия  
belonenko.mikhail@volsu.ru

**Аннотация**—В работе представлено теоретическое и численное исследование эволюции трехмерных предельно коротких оптических импульсов фемтосекундной длительности в оптически анизотропном фотонном кристалле на основе углеродных нанотрубок типа «зиг-заг». Система помещена в условия оптического резонатора. Расчеты проводились на больших временах до 100 пс. Продемонстрировано устойчивое распространение импульсов в такой среде. Показано, что в таких условиях возможно возникновение резонаторных солитонов.

**Ключевые слова**— световые пули, анизотропный фотонный кристалл, углеродные нанотрубки, оптический резонатор.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Современный прогресс в нелинейной оптике и фотонике обусловлен развитием элементной базы, позволившей создавать структуры, в том числе периодические, масштабы которых сравнимы или даже много меньше длины волны света [1].

Фотонные кристаллы предоставляют огромные возможности управления световым импульсом, проходящим сквозь него, а использование электрооптических компонент позволяет управлять распространением и поляризацией света с помощью внешних полей. В перспективе такие кристаллы могут стать ключевым элементом быстрых оптических и оптоэлектронных устройств. Кроме того, экспериментально показано, что в резонаторе на основе фотонных кристаллов может быть существенно увеличен магнитооптический отклик [2]. Переменность показателя преломления фотонного кристалла обеспечивает идеальную нелинейную среду для распространения и исследования электромагнитных солитонов, предельно коротких оптических импульсов или световых пульс.

Под предельно короткими оптическими импульсами (ПКОИ) мы понимаем импульсы фемтосекундной длительности, которые содержат малое число периодов колебания электрического поля. Энергия таких импульсов остается локализованной в ограниченной области пространства, а также они обладают высокой направленностью их излучения, стабильностью формы и устойчивостью к возмущениям.

Материалом для оптически анизотропного фотонного кристалла могут служить полупроводниковые углеродные нанотрубки (УНТ). Их закон дисперсии для электронов непараболический и это обуславливают нелинейность отклика нанотрубок на воздействие электромагнитных умеренных напряженностей, уже начиная со значений  $10^3 - 10^4$  В/см [3]. Отметим, что среда углеродных нанотрубок помещена в условия оптического резонатора. Рассматриваемый цилиндрический резонатор, является идеальным проводником, т.е. отсутствуют свободные заряды, электрическое поле на границе равно нулю.

Интересной задачей является учет оптически анизотропных свойств среды и управление распространением импульса в ней. Учет анизотропии среды может приводить к различным эффектам, например, резонансу Захарова–Бенни [4].

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Исследуемая задача имеет следующую геометрию: направление распространения предельно короткого оптического импульса и направление пространственной модуляции показателя преломления оптически анизотропного фотонного кристалла совпадают с осью OZ. Ось углеродных нанотрубок образует угол  $\alpha$  с приложенным электрическим полем и током.

Время релаксации для электронов в углеродных нанотрубках составляет примерно  $3 \cdot 10^{-13}$  с [5], а характерные времена для задач динамики предельно короткого оптического импульса (порядка  $10^{-14}$  с.), следовательно, ансамбль электронов в УНТ можно описывать при помощи бесстолкновительного кинетического уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{q}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial p} = 0, \quad (1)$$

где  $f$  - функция распределения, которая в начальный момент времени совпадает равновесной функцией распределения Ферми,  $\mathbf{A} = (A_x(x, y, z, t), A_y(x, y, z, t), 0)$  - вектор-потенциал электрического поля импульса.

Эффектом накопления заряда можно пренебречь, таким образом, можно считать, что цилиндрическая

симметрия в распределении поля сохраняется. С учетом сказанного выше, уравнение на компоненты вектор-потенциала в цилиндрической системе координат примет вид:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_x}{\partial r} \right) - \frac{n^2(z)}{v_0^2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + \\ & + \frac{4en_0\gamma_0 a \cdot \cos \alpha}{c} \sum_{q=1} b_q \cos \left( \frac{aeq(A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha)}{c} \right) = 0, \\ & \frac{\partial^2 A_y}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial A_y}{\partial r} \right) - \frac{n^2(z)}{v_e^2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + \\ & + \frac{4en_0\gamma_0 a \cdot \sin \alpha}{c} \sum_{q=1} b_q \cos \left( \frac{aeq(A_x \cos \alpha + A_y \sin \alpha)}{c} \right) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2}$$

здесь  $n(z)$  – пространственно модулированный показатель преломления среды, который задает оптически анизотропный фотонный кристалл;  $c$  – скорость света;  $e$  – заряд электрона;  $a$  – постоянная решетки углеродной нанотрубки;  $n_0$  – концентрация электронов;  $b_q$  – коэффициенты разложения закона дисперсии электронов в УНТ в ряд Фурье. Начальные условия на вектор-потенциал соответствуют гауссовому профилю импульса для одного колебания электрического поля.

Исследуемое уравнение (2) было решено численно с помощью явной разностной схемы типа «крест» [6].

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Из рис. 1 следует, что импульс распространяется устойчиво вдоль оси цилиндрического резонатора. Импульс отражается от стенок резонатора, при этом его энергия остается локализованной в ограниченной области пространства. Отметим, устойчивость локализации энергии импульса на больших временах до 90 пс.

Значение амплитуды импульса меняется незначительно, а изменение формы импульса, связано как с поперечной структурой импульса (возбуждаются внутренние колебательные моды импульса), так и с тем, что среда неоднородна (показатель преломления среды имеет пространственную модуляцию [7]). Таким образом, гауссова форма уже не сохраняется полностью. Однако, локализация энергии происходит за счет многократного отражения волн от стенок резонатора и последующей интерференции.

При анализе Фурье-спектров выявлено, что сначала происходит обогащения спектра из-за взаимодействия со средой анизотропного фотонного кристалла, а в дальнейшем происходит эффективная генерация высших гармоник.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Двужилова Ю.В., Двужилон И.С., Конобеева Н.Н. выражают благодарность Министерству науки и высшего образования РФ в рамках Гранта Президента (Грант №

МД-3173.2021.1.2 (соглашение 075-15-2021-337 от 20.04.2021)).

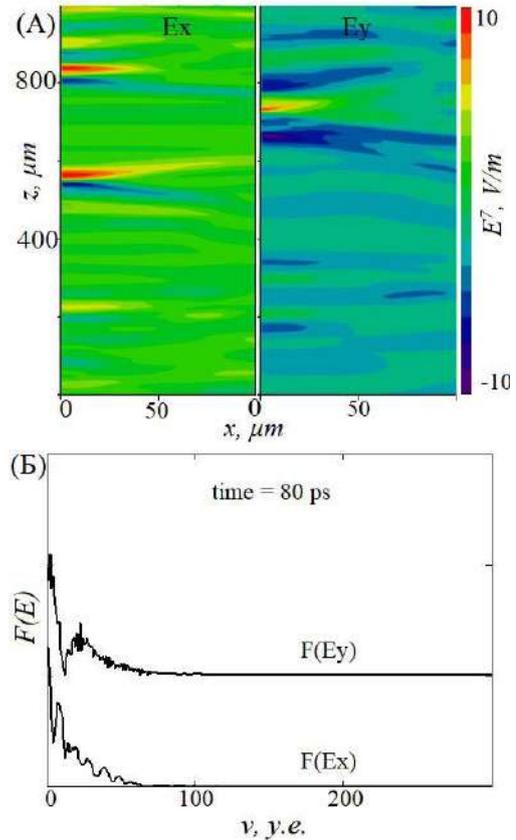


Рис. 1. (А) Картина двух компонент напряженности импульса в момент времени 80 пс; (Б) Фурье-спектры напряженности импульса в анизотропном фотонном кристалле в условиях резонатора

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Sheng, P. Introduction to Wave Scattering, Localization and Mesoscopic Phenomena / P. Sheng. – Berlin: Springer-Verlag, 2006. – 333 p.
- [2] Inoue, M. Magnetophotonic Crystals: Now and Future / M. Inoue, H. Uchida, P.B. Lim, A.V. Baryshev, A.V. Khanikaev // Advances in Science and Technology. – 2006. – Vol. 45. – P. 2588.
- [3] Dresselhaus, M.S. Science of Fullerenes and Carbon Nanotubes / M.S. Dresselhaus, G. Dresselhaus, P.C. Eklund. – San Diego: Academic Press, 1996. – 965 p.
- [4] Sazonov, S.V. Continuous Stokes self-scattering of an optical pulse in a uniaxial crystal in the case of Zakharov—Benney resonance / S.V. Sazonov, A.F. Sobolevskii // Quantum Electronics. – 2005. – Vol. 35(11). – P. 1019-1026.
- [5] Ландау, Л.Д. Физическая кинетика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – Москва: Физматлит, 1979. – 275 с.
- [6] Бахвалов, Н.С. Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения). – Москва: Наука, 1975. – 632 с.
- [7] Dvuzhilov, I.S. Ultrashort Optical Pulses in Photon Crystals of Carbon Nanotubes under Action of an External Pump Field / I.S. Dvuzhilov, Y.V. Dvuzhilova, M.B. Belonenko // Optics and Spectroscopy. – 2021. – Vol. 129(1). – P. 127-134.

# Разработка оптоволоконного Рамановского сенсора веществ с использованием металлоорганических каркасных полимеров

А.А. Шацкая  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
shatskaya16@gmail.com

В.В. Евстифорова  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
evst5377@gmail.com

Д.Н. Артемьев  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
artemyevdn@ssau.ru

А.В. Соколов  
Самарский государственный  
медицинский университет  
Самара, Россия  
a.v.sokolov@samsmu.ru

**Аннотация**—Миниатюрные датчики для определения вредных примесей в газах и жидкостях являются востребованными устройствами для мониторинга качества окружающей среды в промышленности, экологии и биофотонике. Настоящая работа посвящена разработке оптоволоконного спектрального датчика, сенсорный элемент которого представляет оптоволокно с осажденными металлоорганическими каркасами. Представлены способы контроля травления кварцевых оптических волокон и контроля осаждения металлоорганических структур на поверхность оптоволокна с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния. Полученные результаты позволяют сформулировать характеристики технологических процессов различных этапов изготовления сенсорной оптоволоконной Рамановской системы.

**Ключевые слова**— оптическое волокно, металлоорганические каркасные полимеры, травление оптических волокон, оптоволоконный датчик, Рамановская спектроскопия.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Чувствительное и селективное обнаружение опасных примесей в газах и жидкостях является важной задачей в области охраны окружающей среды и промышленности [1]. Вместо трудозатратной операции взятия проб для лабораторных исследований на наличие загрязнений, применение датчиков позволяет в реальном времени отслеживать концентрацию примесей в постоянно текущих промышленных и экологических процессах. А исполнение датчиков с помощью оптических волокон обеспечивает гибкость и безопасность их использования [2].

В последние годы возрос интерес к применению нанопористых материалов, таких как металлоорганические каркасные полимеры (МОКП), в качестве потенциальных материалов для изготовления химических сенсоров из-за большой активной площади поверхности и большой пористости [3]. В настоящей работе были рассмотрены вещества из группы цеолитных имидазолатных структур (ZIF) с молекулярной формулой  $C_8H_{10}N_4Z_n$ . Цеолитные имидазолатные структуры представляют собой класс металлоорганических

каркасов, которые топологически изоморфны цеолитам. Из-за их прочной пористости, устойчивости к тепловым изменениям и химической стабильности ZIF исследуются для улавливания газов, углерода, а также применяются в качестве катализаторов [4]. Таким образом, в качестве абсорбирующего элемента датчика были выбраны ZIF-8, ZIF-67, поскольку они термически и химически стабильны и проявляют относительную гидрофобность по сравнению с другими распространенными МОКП, что необходимо для длительного использования [1].

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗГОТОВЛЕНИЮ И КОНТРОЛЮ СЕНСОРНОГО ЭЛЕМЕНТА ДАТЧИКА

Общая концепция исполнения оптоволоконного датчика для определения химического состава газовой или водной среды состоит в следующем. Лазерное зондирующее излучение ближнего ИК-диапазона (785 нм) заводится в оптоволокно, которое доставляет излучение к сенсорному элементу. Сенсорный элемент представляет собой оголенную сердцевину (для использования эванесцентной волны) оптического волокна с осажденными частицами ZIF. МОКП улавливает частицы газа или жидкости. Эванесцентная волна на длине волны лазерного излучения неупруго рассеивается на захваченных частицах образца газа или жидкости и генерирует спектральный Рамановский сигнал, который сдвинут относительно лазерного излучения в более длинноволновую область спектра. Рамановское рассеяние с помощью оптоволокна попадает на спектрометр. Анализ спектральной формы и интенсивности Рамановских сигналов позволяет определить тип примесей и их относительную концентрацию в среде.

Основным элементом оптоволоконного датчика является сенсорный элемент, качество выполнения которого определяет чувствительность всей системы в целом. В рамках изготовления чувствительного элемента встают задачи контролируемого травления оптического волокна, контроля осаждения элементов ZIF на поверхность оптического волокна.

В экспериментах по контролируемому травлению волокон были выбраны кварцевые оптические волокна без примесей с акрилатным покрытием и диаметром

сердцевины 100 мкм, кварцевой оболочки 125 мкм и акрилатной оболочки 225 мкм. Для дальнейшего использования волокна в качестве сенсорного элемента необходимо удалить кварцевую оболочку волокна без значительного уменьшения диаметра сердцевины, чтобы предотвратить хрупкость волокна. В зоне травления предварительно убрано акрилатное покрытие, после чего оптические волокна были помещены в специальную ванну с плавиковой кислотой с длиной травления 3 см. В результате эксперимента получено, что 20%-ный раствор плавиковой кислоты за 80 минут травит кварцевые оптические волокна до диаметра сердцевины 90 мкм, что подтверждено с помощью оптического микроскопа.

Для решения проблемы контроля осаждения элементов ZIF на поверхность оптического волокна был использован метод Рамановской спектроскопии. Альтернативным методом контроля осаждения МОКП на поверхности веществ является рентгенофазовый анализ. Но данный метод требует дополнительной подготовки образца, необходимый объем вещества, является долгим (десятки минут или несколько часов). При этом стоимость установки для рентгенофазового анализакратно превышает стоимость Рамановских систем, в том числе с использованием микроскопа. Предварительно с помощью микроскопической Рамановской системы (длина волны излучения 785 нм, мощность до 100 мВт) были измерены спектры комбинационного рассеяния от порошков веществ ZIF-8 и ZIF-67 и зарегистрированы наиболее интенсивные Рамановские полосы для дальнейшего контроля металлоорганических каркасных полимеров на подложках. Затем были зарегистрированы опорные спектральные сигналы от кварцевых оптических волокон диаметром 100/125 мкм с акрилатным покрытием и без с использованием 50-тикратного объектива для резкой фокусировки на поверхности образца. Волокна с нанесенными структурами веществ ZIF-8 и ZIF-67 были исследованы с помощью Рамановского микроскопа, спектры комбинационного рассеяния, зарегистрированные с областей с акрилатным покрытием и без, показали различие положения Рамановских полос

акрилатного покрытия, аморфного кварца и веществ ZIF. Это дает возможность идентификации металлоорганических каркасов на поверхности оптических волокон, а регистрация Рамановских спектров в разных точках волокон с нанесенными ZIF структурами позволяет оценить равномерность осаждения.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате экспериментальных исследований был технологически сформулирован метод контролируемого травления оптического волокна для дальнейшего осаждения металлоорганических каркасов на сердцевину волокна и продемонстрирована возможность использования метода Рамановской спектроскопии для контроля осаждения элементов МОКП на поверхность оптического волокна. Дальнейшие исследования будут направлены на дальнейшую разработку сенсорного элемента и его интеграцию в спектроскопическую систему для анализа эффективности по захвату и идентификации примесей газов и жидкостей датчика на основе металлоорганических каркасов.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kim, K.J. Metal-organic framework thin film coated optical fiber sensors: a novel waveguide-based chemical sensing platform / K.J. Kim, P. Lu, J.T. Culp, P.R. Ohodnicki // ACS sensors. – 2018. – Vol. 3(2). – P. 386-394.
- [2] Utzinger, U. Fiber optic probes for biomedical optical spectroscopy / U. Utzinger, R.R. Richards-Kortum // Journal of biomedical optics. – 2003. – Vol. 8(1). – P. 121-147.
- [3] Wu, J. Nanoscale light-matter interactions in metal-organic frameworks cladding optical fibers / J. Wu, W. Zhang, Y. Wang, B. Li, T. Hao, Y. Zheng, L. Jiang, K. Chena, K.S. Chiang // Nanoscale. – 2020. – Vol. 12 (18). – P. 9991-10000.
- [4] Cao, R. Metal-organic framework functionalized polymer coating for fiber optical methane sensors / R. Cao, H. Ding, K.J. Kim, Z. Peng, J. Wu, J.T. Culp, P.R. Ohodnicki, E. Beckman, K.P. Chena // Sensors and Actuators B: Chemical. – 2020. – Vol. 324. – P. 128627.

# Измерения и моделирование спектров оптического поглощения монокристаллического алмаза

Л.А. Кукушкина  
Санкт-Петербургский  
государственный

электротехнический университет  
им. В.И. Ульянова (Ленина)  
Санкт-Петербург, Россия  
la.kukushkina@mail.ru

А.В. Соломникова  
Санкт-Петербургский  
государственный

электротехнический университет  
им. В.И. Ульянова (Ленина)  
Санкт-Петербург, Россия  
zubann@yandex.ru

В.И. Зубков

Санкт-Петербургский  
государственный

электротехнический университет  
им. В.И. Ульянова (Ленина)  
Санкт-Петербург, Россия  
vzubkovspb@mail.ru

**Аннотация**—В работе изучается влияние легирования синтетического монокристаллического алмаза азотом и бором на край собственного оптического поглощения. Были проведены экспериментальные исследования набора образцов алмаза, для наглядного сравнения результатов экспериментов с литературными источниками был разработан виртуальный прибор, моделирующий спектры поглощения непрямозонного монокристаллического алмаза.

**Ключевые слова**— монокристаллический алмаз, оптическое поглощение, ширина запрещенной зоны, край поглощения, фононы, экситоны.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интерес ученых связан с квантовыми вычислениями и квантовыми сетями. Первое значительно увеличит производительность компьютеров, второе, из-за «запутывания» фотонов, предоставит возможность абсолютно безопасной передачи информации. Ученые сделали существенный шаг вперед в разработке квантовых компьютеров и сетей с помощью исследования азотно-вакансионных (NV) и других центров окраски в алмазе, сформированных элементами IV группы [5]. Благодаря своим превосходным физическим свойствам полупроводниковый алмаз привлекает все больше внимания в современной опто- и СВЧ-электронике [3,4], но его новым применением является квантовый компьютеринг. Оптические свойства алмаза обоснованы шириной запрещенной зоны, соответствующей глубокому УФ-диапазону. Нелегированный бездефектный алмаз обладает широкой запрещенной зоной (5,45 эВ). Для применения в электронных приборах его часто легируют примесями. Из физики полупроводников известно, что при введении примеси зонная структура материала меняется из-за уменьшения ширины запрещенной зоны. Поэтому для оценки полупроводниковых свойств материала требуются оптические измерения края собственного поглощения, поскольку они дают информацию о ширине запрещенной зоны и особенностях легированного материала [1].

В данной работе изучались спектры оптического поглощения набора монокристаллических алмазных образцов с различными уровнями легирования, *n* и *p* типа. Экспериментально изучались их спектры поглощения, рассчитывались полученные данные сравнивались с данными моделирования.

## 2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Все образцы представляют пластины, вырезанные из кристаллов, выращенных методом высокого давления и высокой температуры (HPHT) при добавлении различных примесей в процессе роста. Перед проведением исследований оптического поглощения, концентрация примесей в образцах измерялась методом инфракрасной Фурье-спектроскопии (FTIR). Первый образец содержит азот в концентрации  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и имеет насыщенную желтую окраску, толщина образца 1,03 мм. Вторым образцом, толщина которого 1,03 мм, содержит азот с имплантированной в приповерхностную область примесью бора с концентрацией более  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Третий – нелегированный монокристаллический алмаз типа Па. Это прозрачный образец, толщина которого составляет 0,49 мм. Четвертый образец легирован бором, цвет насыщенный синий, толщина 0,5 мм. Исследования проводились с помощью спектрофотометра СФ-56.

Спектр поглощения первого образца представлен на рис. 1(а). Экстраполируя к нулю прямолинейную область, значение энергии края поглощения составляет 2,3 эВ, что меньше ширины запрещенной зоны алмаза. Из-за наличия большой концентрации глубоких центров за счет азотных комплексов появляется большое количество возможных оптических переходов, что показано на энергетической диаграмме. Полученное значение энергии края поглощения соответствует началу широкой примесной зоны. Формулы для описания прямолинейной части зависимости показателя поглощения  $\alpha$  от энергии  $\hbar\omega$  приведены на графиках.

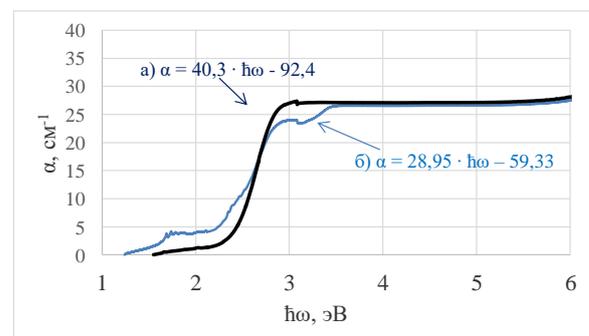


Рис. 1. Спектр показателя поглощения монокристаллического алмаза: а) с фоновой примесью азота (тип I); б) с примесью азота, имплантированного бором

Второй образец отличается от первого тем, что в него дополнительно имплантировали примесь бора, его спектр показателя поглощения представлена на рис. 1(б). В этом

случае, в запрещенной зоне расположены акцепторные уровни бора вблизи потолка валентной зоны, энергия активации которых составляет 0,37 эВ, а также глубокие примесные уровни азота с энергией активации 1,7 эВ, что иллюстрирует энергетическая диаграмма на рис. 2. Энергия края поглощения составила 2,05 эВ. Оптический край поглощения уменьшился по сравнению с первым образцом за счет наличия акцепторных уровней вблизи потолка валентной зоны.

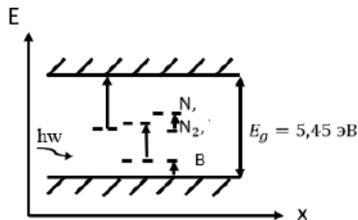


Рис. 2. Энергетическая диаграмма алмаза с примесью азота, имплантированный бором

Далее исследовались спектры пропускания и поглощения синтетического монокристаллического алмаза без внедренных примесей типа Па, рис.3а). Экспериментально полученная ширина запрещенной зоны составила 5,29 эВ, что несколько меньше ожидаемого теоретического значения 5,45 эВ. При энергии 5,29 эВ происходит возбуждение электронно-дырочной пары в экситонное состояние с поглощением фонона. По полученным результатам можно сделать вывод, что произошло взаимодействие с оптическим фононом с продольной поляризацией колебаний (LO), энергия которого составляет 156 мэВ [2].

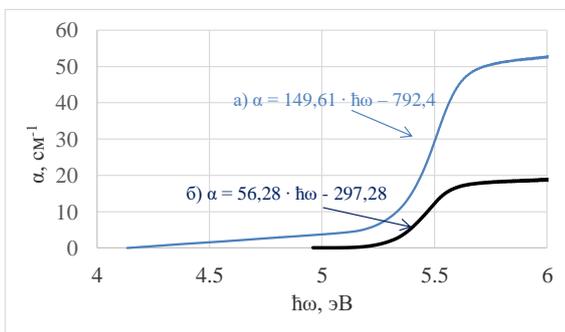


Рис. 3. Спектр показателя поглощения монокристаллического алмаза: а) нелегированного алмаза (тип Па); б) легированного бором (тип Пб)

Четвертый образец легирован бором, энергия активации которого 0,37 эВ. Введение бора в чистый, нелегированный монокристаллический алмаз дало меньшую энергию края собственного поглощения фотонов – 5,28 эВ, рис. 3б). Это связано с появлением в запрещенной зоне акцепторных уровней бора, рис. 4.

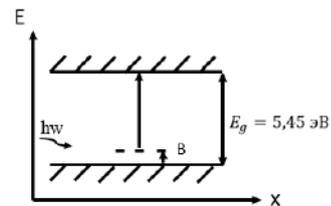


Рис. 4. Энергетическая диаграмма алмаза, легированного бором

Далее полученные экспериментальные данные сопоставлялись с результатами моделирования. Для моделирования был разработан виртуальный прибор в среде LabVIEW.

Задачей разработанного прибора являлось построение графика показателя поглощения от энергии падающего фотона, представленного в [6], а также расчет показателя поглощения монокристаллического алмаза, исследованного с помощью спектрофотометра СФ-56, исходя из коэффициента пропускания, толщины материала и коэффициента отражения. Дополнительные математические преобразования позволили оценить тонкую структуры спектра поглощения четвертого образца с теоретическими выкладками.

Исследование тонкой структуры третьего образца с помощью инструментов LabVIEW не помогло увидеть ожидаемых экситонных переходов при значениях 5,5 эВ – 5,9 эВ. Это может быть объяснено некачественной поверхностью образца. Также при проведении эксперимента образец мог быть закреплен на подложке неровно, что привело к переизлучению в образце и неоднородному уширению спектра.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент показал явную зависимость ширины запрещенной зоны от степени легирования алмаза. Моделирование спектров позволило расширить возможности сравнительного анализа получаемых результатов.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Пихтин, А.Н. Оптическая и квантовая электроника: учебник / А.Н. Пихтин. – М.: Высш.шк., 2001. – 573 с.
- [2] Walker, J. Optical absorption and luminescence in diamond / J. Walker. – The Institute of Physics, 1979. – 57 p.
- [3] Хмельницкий, Р.А. Синтетический алмаз для электроники и оптики / Р.А. Хмельницкий, Н.Х. Талипов, Г.В. Чучева. – ЗАО «Издательство ИКАР», 2017. – 244 с.
- [4] Yamasaki, S. Power electronics device applications of diamond semiconductors / S. Yamasaki, R.J. Nemanich. – Duxford: Woodhead Publishing, 2018. – 200 p.
- [5] Ruf, M. Quantum networks based on color centers in diamond / M. Ruf, N.H. Wan, H. Choi, D. Englund, R. Hanson // Journal of Applied Physics. – 2021. – Vol. 130(7). – P. 1-21.
- [6] Mildren, R.P. Mildren Intrinsic Optical Properties of Diamond / R.P. Mildren // Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. – 2013. – Vol. 1. – P. 1-34.

# Волоконно-оптический сенсор на основе органического люминофора для детектирования УФ излучения А диапазона

Д.Н. Шурупов  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербургский  
политехнический университет  
Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
shurupoff.dm@yandex.ru

Г.А. Пчелкин  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербургский  
государственный университет  
телекоммуникаций им. проф.  
М.А.Бонч-Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
beegrig@mail.ru

В.В. Демидов  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербург, Россия  
demidov@goi.ru

С.К. Евстропьев  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербургский  
государственный технологический  
институт (технический  
университет)  
Университет ИТМО  
Санкт-Петербург, Россия  
evstropiev@bk.ru

В.В. Давыдов  
Санкт-Петербургский  
политехнический университет  
Петра Великого  
Санкт-Петербургский  
государственный университет  
телекоммуникаций им. проф.  
М.А.Бонч-Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
davydov\_vadim66@mail.ru

К.В. Дукельский  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербургский  
государственный университет  
телекоммуникаций им. проф.  
М.А. Бонч-Бруевича  
Университет ИТМО  
Санкт-Петербург, Россия  
kdukel@mail.ru

В.М. Волынкин  
АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»  
Санкт-Петербург, Россия  
vvolynkin@yandex.ru

**Аннотация**—В работе описан относительно простой волоконно-оптический сенсор для детектирования УФ-излучения А-диапазона. Конструкция сенсора образована кварцевым капилляром, внутри которого расположена фотоактивная композиция на основе комбинации из органического люминофора, органического растворителя и эпоксиакрилата, контактирующая с многомодовым оптическим волокном. Изменяя соотношение компонентов в фотоактивной композиции, возможно получить ярко выраженный оптический сигнал на длине волны 440 нм, что соответствует длине волны эмиссии люминесценции выбранного органического люминофора. Перспективность использования рассматриваемой конструкции сенсора в качестве детектора УФ-излучения подтверждается линейной зависимостью амплитуды оптического сигнала на выходе волокна от оптической мощности, подаваемой на вход.

**Ключевые слова**— волоконно-оптический сенсор, люминофор, люминесценция, УФ-излучение.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение ультрафиолетового (УФ) излучения является актуальной задачей во многих сферах антропогенной деятельности, поскольку в неконтролируемом состоянии оно может нанести вред здоровью человека и окружающей среде [1].

Всемирная организация здравоохранения выделяет следующие части спектра УФ-излучения по степени его воздействия на здоровье человека: УФ-С ( $\lambda = 100\text{-}280$  нм), УФ-В ( $\lambda = 280\text{-}315$  нм), а также УФ-А ( $\lambda = 315\text{-}400$  нм) [2].

С другой стороны, известно, что УФ-излучение широко применяется в индустрии для решения целого ряда технологических и производственных задач [3].

Детектирование УФ-излучения с использованием волоконно-оптических сенсоров (ВОС) имеет ряд преимуществ по сравнению с другими типами устройств аналогичной функциональности, прежде всего термоэлектрическими датчиками. ВОС достаточно компактны, легки, электробезопасны, невосприимчивы к электромагнитным помехам и обеспечивают точное измерение параметров окружающей среды в одной точке или по всей длине волокна. В последние годы значительное внимание уделяется разработке люминесцентных ВОС, преобразующих УФ-излучение в оптический сигнал видимого спектрального диапазона за счет фотолюминесценции.

Целью настоящей работы было создание и исследование относительно простого люминесцентного ВОС для регистрации УФ-А излучения. Авторская идея заключалась в использовании трехкомпонентной фотоактивной композиции, преобразующей излучение УФ диапазона спектра в видимое, и многомодового оптического волокна, отвечающего за захват и передачу спектрально преобразованного оптического сигнала, в составе кварцевого капилляра.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Синтез фотоактивной композиции осуществляли в два этапа. На первом этапе использовали органический люминофор 1,3,5-трифенил-4,5-дигидро-1Н-пиразол

(Sigma Aldrich, массовая концентрация 98%) и органический растворитель диметилформамид (ЭКОС-1, массовая концентрация 99,9%). Сначала их тщательно перемешивали, после чего подвергали воздействию ультразвуковых волн в нормальных условиях до образования однородного низковязкого ( $10^{-3}$  Па·с) раствора. На втором этапе раствор смешивали с полимерным материалом на основе эпоксиакрилата марки DeSolite 3471-3-14 (Royal DSM) в идентичных условиях для того, чтобы обеспечить вязкость раствора на уровне 10 Па·с. В результате спектральных измерений тонкопленочных покрытий, изготовленных из синтезированного раствора, было установлено, что длина волны возбуждения люминесценции фотоактивной композиции находится вблизи  $\lambda = 390$  нм, а длина волны эмиссии люминесценции – в области  $\lambda = 440$  нм.

ВОС состоял из горизонтально ориентированного кварцевого капилляра, заполненного фотоактивной композицией с одного конца (рис. 1). Длина заполненного сегмента капилляра составляла 10 мм. С другого конца капилляра вплотную к композиции подводили торец многомодового оптического волокна типа «кварц-кварц» с сердцевинной диаметром 200 мкм. Для обеспечения корректной работы устройства защитное полимерное покрытие удалялось с конца волокна на несколько миллиметров, а сам торец полировался. С целью передачи преобразованного вследствие фотолюминесценции излучения с длиной волны  $\lambda = 440$  нм использовалось волокно с сердцевинной из чистого кварцевого стекла марки КУ и тонкой фторсиликатной оболочкой. Пропускание волокна в видимом диапазоне спектра составило более 99 %/м.

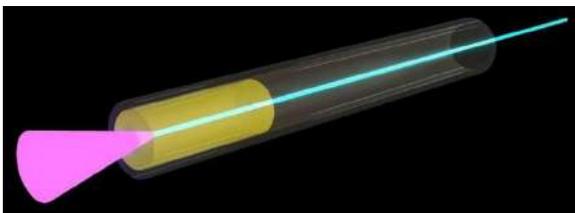


Рис. 1. Схематическое изображение, иллюстрирующее конструкцию ВОС с конусом возбуждающего излучения от ксеноновой лампы в левой части

После осуществления контакта фотоактивной композиции и волокна внутри капилляра всю описанную конструкцию подвергали воздействию облучению в УФ-печи с дозой  $0,5$  Дж/см<sup>2</sup> в течение 30 секунд.

Для подтверждения фотолюминесценции была измерена спектральная характеристика оптического сигнала на выходе ВОС. Измерение проводилось на установке, использованной в работе [4]. Оптическая схема была дополнена оптическим усилителем eLockIn 204 (Anfatec Instruments) и измерителем оптической мощности AQ-1135E (Ando Electric Corporation), соединенными с кремниевым фотоприемником FPD510-FV (Menlo Systems).

На рис. 2 представлена измеренная спектральная характеристика. Поведение кривой свидетельствует об увеличении оптического сигнала не менее чем на 3 дБм над базовым уровнем пропускания ВОС вблизи длины волны эмиссии люминесценции, возбуждаемой в синтезированной фотоактивной композиции на основе выбранного органического люминофора. По мнению

авторов, этот факт подтверждает преобразование излучения с длиной волны  $\lambda \sim 390$  нм, сфокусированного на входе волокна, в излучение с длиной волны  $\lambda = 440$  нм после прохождения светом участка капилляра, заполненного фотоактивной композицией.

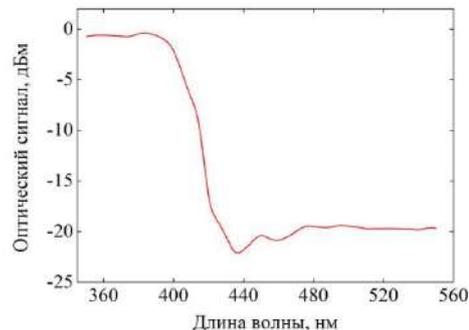


Рис. 2. Измеренная спектральная характеристика оптического сигнала на выходе ВОС

Возможность использования разработанного ВОС для регистрации УФ-А излучения была подтверждена измеренной линейной зависимостью амплитуды оптического сигнала на выходе волокна от мощности вводимого излучения (рис. 3).

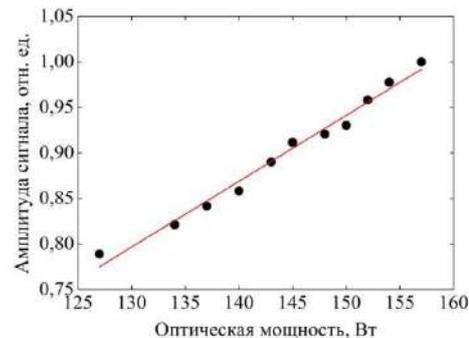


Рис. 3. Измеренная зависимость амплитуды оптического сигнала на выходе ВОС от мощности УФ-излучения

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан и экспериментально исследован люминесцентный волоконно-оптический сенсор для детектирования УФ-излучения А-диапазона. Среди преимуществ датчика – доступность сырьевых материалов и простота изготовления, отсутствие необходимости изменения конструкции волокна путем частичного удаления оболочки и/или нанесения покрытий на основе оптически активных материалов, а также возможность функционирования на значительных расстояниях вдали от источника УФ-излучения.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Joza, A.V. Simple and low-cost fiber-optic sensors for detection of UV radiation / A.V. Joza, J.S. Bajic, D.Z. Stupar, M.P. Slankamenac, M. Jelic, M.B. Zivanov // Telfor Journal. – 2012. – Vol. 4. – P. 133-137.
- [2] World Health Organization [Electronic resource]. – Access mode: www.who.int (06.02.2022).
- [3] Agafonova, D.S. Luminescent glass fiber sensors for ultraviolet radiation detection by the spectral conversion / D.S. Agafonova, E.V. Kolobkova, A.I. Ignatiev, N.V. Nikonov, T.A. Shakhverdov, P.S. Shirshnev, A.I. Sidorov, V.N. Vasiliev // Optical Engineering. – 2015. – Vol. 54. – P. 117107.
- [4] Matrosova, A.S. Study of fiber optic elements based on a photoactive polymer composition for sensor applications / A.S. Matrosova, S.K. Evstropiev, L.Yu. Mironov, N.V. Nikonov, A.V. Komarov, V.V. Demidov // Optics and Spectroscopy. – 2019. – Vol. 127. – P. 746-749.

# Algorithms for determining the location of an intruder using DAS in space

O. Gubareva  
Povolzhskiy State University of  
Telecommunications and Informatics  
Samara, Russia  
o.gubareva@psuti.ru

V. Gureev  
Povolzhskiy State University of  
Telecommunications and Informatics  
Samara, Russia  
gureevvo.rabota@gmail.com

O. Osipov  
Povolzhskiy State University of  
Telecommunications and Informatics  
Samara, Russia  
o.osipov@psuti.ru

**Abstract**—The paper considers algorithms for determining the location of a sound source created by an intruder using a system of distributed acoustic sensors in two and three-dimensional spaces.

**Keywords**— optical fiber, distributed acoustic sensor, phase-sensitive optical reflectometer, intruder, acousto-optics, localization.

## 1. INTRODUCTION

Today, the widespread use of fiber-optic communication lines has led to the development of such technologies as fiber to the building/home, office and workplace, replacing the electric cable in the user's near environment [1, 2]. In addition to communications, optical fiber (OF) is actively used in measuring instruments for security systems [3]. One of the main areas of use of OF in security systems is the use of optical interfaces to increase the communication bandwidth in video surveillance systems. OF is also successfully used in sensors and distributed measuring systems. Fiber optic cable system in the building becomes a distributed measuring network, which can be used to measure fields of various physical origins, including the acoustic field. Free fibers can be used as distributed acoustic sensors (DAS) to determine the location of a sound source, including that created by an intruder.

The algorithms for determining the location of the sound source (intruder) considered in the paper are based on the use of DAS. Such acoustic monitoring sensors include a phase-sensitive optical time-domain reflectometer (PH-OTDR), to which an OF is connected. DAS are characterized by high sensitivity and satisfactory resolution. It is a technology that uses the phenomenon of Rayleigh backscattering of light in an OF; external dynamic perturbations can be quantified and localized depending on the distance along the entire OF using appropriate interrogation schemes [4-9]. Due to continuous performance optimization, modern DAS systems are able to quantify and localize disturbances with centimeter-order spatial resolution and frequency resolution from 20 Hz to 2 kHz at distances up to 70 km [10-14].

## 2. ALGORITHMS FOR DETERMINING THE LOCATION OF THE INTRUDER IN SPACE

In this paper, the authors considered three algorithms for localizing acoustic sources in 2-D and 3-D spaces.

### A. Distributed acoustic source localization algorithm based on the array signal processing method

The Array signal processing (ASP) method uses spatial correlation to localize the sound source. The difference between the equivalent array of sensors and the array of point

measurements, array aperture, and other parameters, cannot be neglected.

When building an array model, it is necessary to take into account the fact that the DAS detection channel differs from point sensors. The desired signal is determined by integrating acoustic signals in the spatial range along the sensitive fiber. Its level depends on the spatial phase difference between the two positions.

At the last stage, the spatial spectrum is estimated and the function of the spatial spectrum  $P_{\text{MUSIC}}$  (multiple signal classification – MUSIC) is calculated [15].

### B. Method for determining the location of an intruder using DAS based on the algorithm of simple triangulation

With this method of determining the location of the acoustic impact source (intruder), it is assumed that the acoustic impact is on a set of sensor points [16]. Further, by analogy with the previous algorithm, the OF is represented as a set of separate elementary sections  $x_i, x_{i+1}$  etc., the length of which is equal to the DAS gauge length. For a more accurate picture of the intruder's location in space, it is necessary to use three spaced apart OFs (OF1, OF2, OF3) used as acoustic sensors connected in series to a PH-OTDR.

For a three-dimensional space, the shortest distance from the OF to the sound source will be determined by the formula:

$$r_0 = \sqrt{z_0^2 + x_0^2 + y_0^2}, \quad (1)$$

where  $z_0$  is the shortest distance to a sound source in the Z plane,  $y_0$  is the shortest distance to a sound source in the Y plane,  $x_0$  is the shortest distance to a sound source in the X plane. On the plane, the sound source (intruder) will be located at the intersection of three circles whose radii are equal to  $x_{01}$ ,  $x_{02}$ ,  $x_{03}$  accordingly. Then, the sound source is decomposed into spectral characteristics and the conditions are set as  $\Delta\varphi = \varphi_{i-1} - \varphi_i < 2\pi$ ,  $k\Delta x < 2\pi$ . All calculations are made only at low frequencies without taking into account parasitic noise and interference.

The registered DAS signal from the OF on the elementary section of the cable is defined as:

$$P_S(t, x_i) = P_0 \exp(j\omega t) \int_{x_{i,0}}^{x_{i,1}} \frac{\eta(x)}{r} \exp(-jkr) dx. \quad (2)$$

### C. Algorithm for determining the location of an intruder using time difference of arrival systems built on the DAS

The localization of the sound source is carried out by combining the measurements coming from different nodes.

From a geometric point of view, given the time difference of arrival (TDOA) local positioning method estimate, the source must lie on the branch of a hyperbola (hyperboloid in 3D case). The foci of a hyperbola are at points  $m_i^{(m)}$  and  $m_j^{(m)}$ , and the vertices  $c\hat{\tau}_{ij}^{(m)}$  are far apart. The source can be obtained by finding the intersection of two or more hyperbolas, assuming the source and sensors are coplanar [17]. In case the source is far enough from the node, the branch of the hyperbola can be confused with its asymptote. In that case, TDOA is only informative about the direction in which the source is located, and not its distance from the array. It is more convenient to work with DOAs. For the 3-D case, the sound source is defined as a point at the intersection of the surfaces of all cones.

### 3. SIMULATION OF DATA ON THE OBTAINED ALGORITHMS AND THEIR COMPARISON

In the course of testing existing algorithms, it can be concluded that data modeling for 2-D space is not appropriate. In the work, all calculations were carried out only for 3-D space.

According to the results of numerical simulation, the most optimal for further research is to determine the location of an intruder using DAS based on the algorithm of simple triangulation (AST) for 3-D space. Fig. 1. shows a graph of the dependence of the error on the distance to the sound source (SNR level is 10 dB).

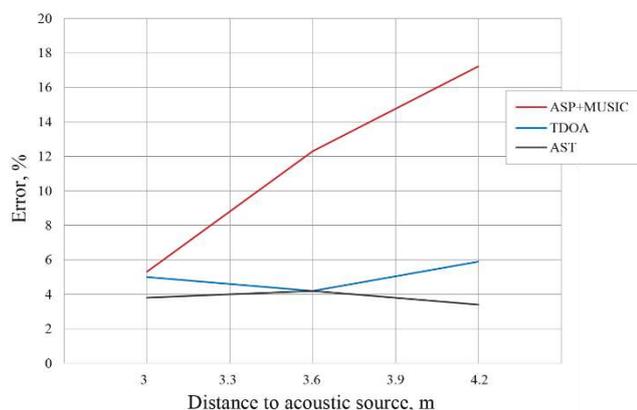


Fig. 1. Dependence of the source localization error on the distance to the sound source

### 4. CONCLUSION

Despite the approximately equal error levels of the TDOA and AST methods, the AST method is most preferable, due to the more voluminous and more time-consuming calculations for TDOA. In turn, the ASP method shows a low error rate when the optical fiber is wound on the resonator structure, thereby reducing the calibration length of the DAS. It should be noted, that such configurations are not found in real operational conditions. The AST method requires further study and optimization of the mathematical model. A low-frequency signal has a greater effect on the DAS, but it has a tangible effect on all surrounding objects and structures

leading to an increased proportion of parasitic influences on various sensor points.

### ACKNOWLEDGMENT

The paper was made as part of a grant to graduate students, applicants, and young scientists for research aimed at ensuring information security for the tasks of the digital economy Contract No. 40469-36/2021-D dated November 30, 2021.

### REFERENCES

- [1] Lam, C. Passive Optical Networks: Principles and Practice / C. Lam. – San Diego, California: Elsevier, 2007.
- [2] Trojer, E. Current and next-generation PONs: A technical overview of present and future PON technology / E. Trojer, S. Dahlfort, D. Hood, H. Mickelsson // Ericsson Review. – 2008. – Vol. 85. – P. 64-69.
- [3] Udd, E. Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists / E. Udd, W.B. Spillman Jr. – Hoboken, NJ.: John Wiley & Sons Inc., 2011. – 512 p.
- [4] Masoudi, A. A distributed optical fibre dynamic strain sensor based on phase-OTDR / A. Masoudi, M. Belal, T.P. Newson // Meas. Sci. Technol. – 2013. – Vol. 24(8). – P. 085204.
- [5] Fang, G. Phase-Sensitive Optical Time Domain Reflectometer Based on Phase-Generated Carrier Algorithm / G. Fang, T. Xu, S. Feng, F. Li // J. Lightwave Technol. – 2015. – Vol. 33(13). – P. 2811-2816.
- [6] Pan, Z. Phase-sensitive OTDR system based on digital coherent detection / Z. Pan, K. Liang, Q. Ye, H. Cai, R. Qu, Z. Fang // Proc. SPIE. – 2011. – Vol. 8311. – P. 83110S.
- [7] Wang, S. Distributed fiber-optic vibration sensing based on phase extraction from time-gated digital OFDR / S. Wang, X. Fan, Q. Liu, Z. He // Opt. Express. – 2015. – Vol. 23(26). – P. 33301-33309.
- [8] Wang, Z. Coherent  $\Phi$ -OTDR based on I/Q demodulation and homodyne detection / Z. Wang, L. Zhang, S. Wang, N. Xue, F. Peng, M. Fan, W. Sun, X. Qian, J. Rao, Y. Rao // Opt. Express. – 2016. – Vol. 24(2). – P. 853-858.
- [9] He, X. Multi-event waveform-retrieved distributed optical fiber acoustic sensor using dual-pulse heterodyne phase-sensitive OTDR / X. He, S. Xie, F. Liu, S. Cao, L. Gu, X. Zheng, M. Zhang // Opt. Lett. – 2017. – Vol. 42(3). – P. 442-445.
- [10] Wang, Z. Ultra-broadband phase-sensitive optical time-domain reflectometry with a temporally sequenced multi-frequency source / Z. Wang, Z. Pan, Z. Fang, Q. Ye, B. Lu, H. Cai, R. Qu, // Opt. Lett. – 2015. – Vol. 40(22). – P. 5192-5195.
- [11] Chen, D. Distributed Fiber-Optic Acoustic Sensor With Enhanced Response Bandwidth and High Signal-to-Noise Ratio / D. Chen, Q. Liu, X. Fan, Z. He // J. Lightwave Technol. – 2017. – Vol. 35(10). – P. 2037-2043.
- [12] Masoudi, A. High spatial resolution distributed optical fiber dynamic strain sensor with enhanced frequency and strain resolution / A. Masoudi, T.P. Newson // Opt. Lett. – 2017. – Vol. 42(2). – P. 290-293.
- [13] Lu, B. High spatial resolution phase-sensitive optical time domain reflectometer with a frequency-swept pulse / B. Lu, Z. Pan, Z. Wang, H. Zheng, Q. Ye, R. Qu, H. Cai // Opt. Lett. – 2017. – Vol. 42(3). – P. 391-394.
- [14] Mompó, J.J. Sidelobe apodization in optical pulse compression reflectometry for fiber optic distributed acoustic sensing / J.J. Mompó, S. Martín-López, M. González-Herráez, A. Loayssa // Opt. Lett. – 2018. – Vol. 43(7). – P. 1499-1502.
- [15] Jiajing, L. Distributed acoustic sensing for 2D and 3D acoustic source localization / L. Jiajing, W. Zhaoyong, L. Bin, W. Xiao, L. Luchuan, Y. Qing, Q. Ronghui, C. Haiwen // Opt. Lett. – 2019. – Vol. 44(7). – P. 1690-1693.
- [16] Gubareva, O.Yu. Potential capabilities of optical distributed acoustic sensors to determine the location of an intruder / O.Y. Gubareva // Proc. SPIE. – 2011. – Vol. 11793. – P. 153-163.
- [17] Huang, Y.A. Audio Signal Processing for Next Generation Multimedia Communication Systems / Y.A. Huang, J. Benesty. – Boston, MA: Springer Science & Business Media, 2007. – 370 p.

# Особенности лазерной сварки сэндвич-композитных металл-полимерных материалов

С.П. Мурзин  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
Венский технический университет  
Вена, Австрия  
murzin@ssau.ru

Х. Пальковски  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
Клаустальский технический  
университет  
Клаусталь-Целлерфельд, Германия  
heinz.palkowski@tu-clausthal.de

А.А. Мельников  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
melnickov.alex@yandex.ru

Е.А. Носова  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
eanosova@mail.ru

М.В. Блохин  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
m.v.blokhin@yandex.ru

**Аннотация**—Осуществлена лазерная сварка образцов сэндвич-композитных металл-полимерных материалов, изготовленных из двухфазной стали DPK 30/50+ZE толщиной 0,48 мм и полипропилен-полиэтиленовой пленки толщиной 0,3 мм в качестве материала сердцевины. Для двусторонней стыковой сварки композитных сэндвич-панелей использовался Nd:YAG лазер ROFIN StarWeld Manual Performance с длиной волны 1,06 мкм. Установлено, что при выбранных параметрах лазерной сварки структура центрального полипропилен-полиэтиленового слоя оставалась практически неизменной. Перераспределяя плотность мощности и энергию пучка с помощью дифракционных оптических элементов свободной формы возможно улучшить качество сварного соединения. В этом случае возникновение и влияние возможных остаточных деформаций и напряжений должно быть исследовано.

**Ключевые слова**— лазерная сварка, композитная сэндвич-панель, сварное соединение, оптический элемент.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Сэндвич-панели являются перспективными композитными материалами. Они сочетают в себе преимущества используемых мономатериалов, что приводит к улучшению свойств, которые не может обеспечить каждый мономатериал в отдельности [1, 2]. Меньший вес сэндвич-панелей по сравнению с монометаллическими листами приводит к экономии топлива в автомобильной и аэрокосмической технике [3, 4]. Кроме того, благодаря сниженной теплопроводности и низкой электропроводности полимерного материала между металлическими слоями, они обеспечивают демпфирование вибраций, а также теплоизоляционный эффект. Комбинируя эти материалы с армирующими элементами при проектировании различных компонентов, можно компенсировать недостаток жесткости и прочности сэндвич-панелей [5, 6].

При производстве многослойных композитных деталей на основе полимеров, например, для автомобильной промышленности, возможности термического склеивания ограничены из-за нестабильности полимерной сердцевины при повышенных температурах [7]. Поэтому такие материалы

требуют особого подхода к их сварке. Одним из способов преодоления этой проблемы является совершенствование существующих технологий, таких как лазерная сварка, которая используется для изготовления деталей и узлов различных машин и систем. Достаточно широкие технологические возможности определяются следующими свойствами лазерного излучения: гибкое управление энергетическими и временными характеристиками, возможность оптимизации параметров в широком диапазоне.

Полимерная сердцевина композиционного материала имеет тенденцию разрушаться под воздействием высокой температуры, и ее свойства могут значительно ухудшиться [8]. В [9] была исследована сварка композитной системы сталь-полимер-сталь с помощью CO<sub>2</sub>-лазера, и было установлено, что происходит чрезмерное испарение центрального слоя, что приводит к ухудшению характеристик этих многослойных материалов. В [10] импульсная лазерная сварка поочередно с двух сторон использовалась, чтобы уменьшить деградацию полимерного ядра для соединения тонких металл-полимерных материалов, в которых толщина металлических слоев составляла не более 0,25 мм. В соединении наблюдались трещины из-за высокой скорости охлаждения, которая поддерживалась для предотвращения деградации полимерного слоя. Однако было отмечено, что возможно устранение трещин, как и увеличение толщины свариваемых сэндвич материалов. Для этого необходимы дополнительные изучения, а исследования в этой области выглядят многообещающими.

Целью данного исследования является изучение возможности лазерной сварки сэндвич-композитных металл-полимерных материалов без значительной деградации полимерного основного слоя.

## 2. ЛАЗЕРНАЯ СВАРКА ТРЕХСЛОЙНЫХ ОБРАЗЦОВ

Осуществлена лазерная сварка трехслойных образцов "металл-полимер-металл", изготовленных из двухфазной стали DPK 30/50+ZE толщиной 0,48 мм и полипропилен-полиэтиленовой пленки (ПП-ПЭ) толщиной 0,3 мм в качестве материала сердцевины. Для двусторонней

стыковой сварки композитных сэндвич-панелей использовался Nd:YAG лазер ROFIN StarWeld Manual Performance с длиной волны 1,06 мкм.

Основные технические характеристики лазера ROFIN StarWeld: средняя мощность одного импульса - 50 Вт; максимальная энергия одного импульса - 100 Дж; длительность импульса - 0,5-50 мс; частота следования импульсов - 0,5-50 Гц. Для лазерной сварки применялись дифракционные оптические элементы свободной формы. Определены параметры лазерной обработки. Было установлено, что наилучшие результаты достигаются при лазерной сварке с энергией импульса 5 Дж при длительности импульса 3,5 мс и частоте следования импульсов 4,8 Гц. Конфигурация импульса лазера ROFIN StarWeld Manual Performance была выбрана с увеличенным передним фронтом импульса.

Были выбраны параметры лазерной сварки, при которых структура ПП-ПЭ оставалась практически неизменной. Разрушение сварного соединения происходило только при приложении силы. Поверхность излома была изучена при различных увеличениях с помощью сканирующего электронного микроскопа, и было установлено, что ее структура практически однородна. Мелкозернистый волокнистый излом без блеска свидетельствует о потенциально достаточно хорошей пластичности и высокой ударной вязкости металлического материала. Толщина сварного шва варьировалась от 50 мкм до 100 мкм и составляла около 50 % толщины верхнего стального слоя. Почти вся энергия лазерного импульса была сосредоточена в сварном шве, практически не достигая слоя ПП-ПЭ.

Таким образом, показана возможность двусторонней стыковой сварки металл-полимер-металл композитных сэндвич-панелей без значительной деградации основного полимерного слоя. Имеется целесообразность улучшения качества и прочности сварного соединения. Одним из самых простых методов получения широкого сварного шва с более низкими требованиями к выравниванию кромок является сварка с расфокусировкой. Перераспределение плотности энергии пучка предоставляет возможность достичь желаемой структуры сварного соединения. Однако в этом случае увеличение погонной энергии может быть причиной повышения остаточных максимальных деформаций. Применяя дифракционные оптические элементы свободной формы [11] возможно формировать заранее заданный профиль плотности мощности и энергии в фокальной плоскости. Необходимо исследовать возникновение и влияние возможных остаточных деформаций и напряжений. Это открывает новые возможности для управления свойствами сварного соединения [12] и перспективы лазерной сварки сэндвич-панелей "металл-полимер-металл".

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Осуществлена двусторонняя стыковая лазерная сварка трехслойных образцов сэндвич-композитных металл-полимерных материалов, изготовленных из двухфазной стали DPK 30/50+ZE и полипропилен-полиэтиленовой пленки. Для сварки композитных сэндвич-панелей использовался Nd:YAG лазер ROFIN StarWeld Manual Performance с длиной волны 1,06 мкм. Определено, что двусторонняя сварка стыков металл-полимер-металл

композитных сэндвич-панелей без значительной деградации центрального полимерного слоя осуществима при следующих параметрах: энергия импульса 5 Дж, длительность импульса 3,5 мс и частота следования импульсов 4,8 Гц.

Перераспределяя плотность мощности и энергии пучка возможно улучшить качество сварного соединения. Формируя лазерную энергию дифракционные оптические элементы свободной формы предоставляют возможность формировать заранее заданный профиль плотности мощности и энергии в фокальной плоскости. В этом случае возникновение и влияние возможных остаточных деформаций и напряжений должно быть исследовано.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Harhash, M. Experimental characterization, analytical and numerical investigations of metal/polymer/metal sandwich composites – Part 2: Free bending / M. Harhash, R.R. Gilbert, S. Hartmann, H. Palkowski // *Composite Structures*. – 2020. – Vol. 232. – P. 111421. DOI: 10.1016/j.compstruct.2019.111421.
- [2] Castanie, B. Review of composite sandwich structure in aeronautic applications / B. Castanie, C. Bouvet, M. Ginot // *Composites Part C: Open Access*. – 2020. – Vol. 1. – P. 100004. DOI: 10.1016/j.jcomc.2020.100004.
- [3] Vijaya Ramnath, B. Review on sandwich composite and their applications / B. Vijaya Ramnath, K. Alagaraja, C. Elanchezhian // *Materials Today: Proceedings*. – 2019. – Vol. 16. – P. 859-864. DOI: 10.1016/j.matpr.2019.05.169.
- [4] Forcellese, A. Mechanical properties and formability of metal-polymer-metal sandwich composites / A. Forcellese, M. Simoncini // *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. – 2020. – Vol. 107(7-8). – P. 3333-33491. DOI: 10.1007/s00170-020-05245-6.
- [5] Selvaraj, R. Experimental and numerical studies on dynamic performance of the rotating composite sandwich panel with CNT reinforced MR elastomer core / R. Selvaraj, M. Ramamoorthy, A.B. Arumugam // *Composite Structures*. – 2021. – Vol. 2771. – P. 114560. DOI: 10.1016/j.compstruct.2021.114560.
- [6] Deepak, S. Vibration analysis of metal-polymer sandwich structure incorporated in car bonnet / S. Deepak, K. Vigneshwaran, N. Vinoth Babu // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. – 2020. – Vol. 912(211). – P. 0220363. DOI: 10.1088/1757-899X/912/2/022036.
- [7] Khalili, S. Flexural properties of sandwich composite panels with glass laminate aluminum reinforced epoxy facesheets strengthened by SMA wires / S. Khalili, R.E. Farsani, P. Mahajan // *Polymer Testing*. – 2020. – Vol. 89. – P. 106641. DOI: 10.1016/j.polymertesting.2020.106641.
- [8] Buffa, G. Solid state joining of thin hybrid sandwiches made of steel and polymer: A feasibility study / G. Buffa, D. Campanella, A. Forcellese, L. Fratini, M. Simoncini // *Procedia Manufacturing*. – 2020. – Vol. 47. – P. 400-405. DOI: 10.1016/j.promfg.2020.04.315.
- [9] Salonitis, K. CO<sub>2</sub> laser butt-welding of steel sandwich sheet composites / K. Salonitis, P. Stavropoulos, A. Fysikopoulos, G. Chryssolouris // *International Journal of Advanced Manufacturing Technology*. – 2013. – Vol. 69. – P. 245-256. DOI: 10.1007/s00170-013-5025-7.
- [10] Gower, H.L. Pulsed laser welding of metal-polymer sandwich materials using pulse shaping / H.L. Gower, R.R.G.M. Pieters, I.M. Richardson // *Journal of Laser Applications*. – 2006. – Vol. 18(1). – P. 35-41. DOI: 10.2351/1.2080307.
- [11] Murzin, S.P. Analysis of the advantages of laser processing of aerospace materials using diffractive optics / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy, C. Stiglbrunner // *Metals*. – 2021. – Vol. 11(6). – P. 963. DOI: 10.3390/met11060963.
- [12] Мурзин, С.П. Селективная модификация двухфазной стали DP 1000 лазерным воздействием с применением дифракционного оптического элемента / С.П. Мурзин, М.В. Блохин // *Компьютерная оптика*. – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 773-779. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-773-779.

# Создание одномерных наноструктур на основе оксида цинка

С.П. Мурзин

*Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева*

Самара, Россия

*Венский технический университет*

Вена, Австрия

murzin@ssau.ru

С. Осипов

*Венский технический университет*

Вена, Австрия

os.stanislav@gmail.com

**Аннотация**—Одномерные наноструктурированные оксиды металлов обладают большим потенциалом. Благодаря своим каталитическим свойствам, высокой химической и термической стабильности, выраженной химической активности поверхностей и биосовместимости, такие наноструктуры вызывают повышенный интерес у исследователей. В настоящее время большое внимание уделяется разработке надежных методов получения таких наноматериалов, требующих специфических условий роста, в том числе на основе альтернативных процессов, использующих новые физические эффекты. Наноструктуры на основе оксида цинка используются в сенсорике и представляют интерес как функциональные электродоконттактные материалы. Для создания наноматериалов на основе оксида цинка перспективно импульсно-периодическое лазерное воздействие.

**Ключевые слова**— одномерные наноструктуры, оксид цинка, применение, лазерное воздействие.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Оксиды металлов и наноструктуры на их основе представляют собой класс материалов, демонстрирующих широкий спектр исключительных функциональных свойств. Одномерные (точнее, квазиодномерные) наноструктурированные оксиды металлов в виде массивов нановолокон, наностержней или вертикально ориентированных нанопроволок на планарных проводящих подложках обладают большим потенциалом. Благодаря своим каталитическим свойствам, высокой химической и термической стабильности, выраженной химической активности поверхностей и биосовместимости, такие наноструктуры вызывают повышенный интерес у исследователей. Их синтез открывает широкие перспективы для применения в сенсорных системах, катализе и биомедицинской инженерии. Кроме того, оптические, электрические или магнитные свойства наноструктурированных оксидов металлов можно значительно улучшить или контролировать путем создания гибридных нанокompозитных материалов.

Существует два основных подхода к получению массивов одномерных наноструктур на металлических подложках. Первый предполагает применение и совершенствование технологий, разработанных в полупроводниковой промышленности. Осаждение и локальное удаление материала на планарных подложках производится с целью уменьшения размеров структур до нанометрового масштаба. Используются методы нанолитографии, такие как наноимпринтинг, электронно-лучевая, рентгеновская, ионно-лучевая и сканирующая зондовая литография. Однако недостатками методов

нанолитографии являются высокая стоимость и низкая производительность. Второй подход использует укрупнение исходных ядер до одномерных наноструктур под действием физико-химических сил. Это можно наблюдать, например, при использовании методов газофазного химического синтеза, электрохимического осаждения, кристаллизации из паровой или жидкой фазы, а также темплатного синтеза. Основным препятствием для широкого практического применения данного подхода является сложность переноса и закрепления изготовленной структуры на металлических подложках. Поэтому в настоящее время большое внимание уделяется разработке надежных методов получения таких наноматериалов, требующих специфических условий роста, в том числе на основе альтернативных процессов, использующих новые физические эффекты.

Развитие опто- и микроэлектроники, микросистемного и сенсорного оборудования приводит к повышению требований к увеличению эффективности и снижению энергопотребления при одновременном уменьшении массы и размеров компонентов. В связи с растущим спросом в области сенсорики, катализа, фотоники, электроники и других высокотехнологичных областях [1-3].

## 2. МЕТАЛЛОКСИДНЫЕ НАНОПРОВОЛОКИ НА ОСНОВЕ ZNO

Оксиды металлов широко используются в гетерогенном катализе в качестве носителей или активных фаз. Благодаря высокому отношению площади поверхности к объему и присущим поверхностным дефектам наноструктурированные материалы демонстрируют самую высокую каталитическую эффективность [4]. Применение наноструктурированных морфологий оксидов металлов дает возможность разрабатывать эффективные катализаторы с высокой селективностью, быстродействием и стабильностью [5].

Полупроводниковые нанопроволоки из оксидов металлов имеют высокое отношение поверхности к объему, хорошую химическую и термическую стабильность и демонстрируют отличную чувствительность к изменениям условий окружающей среды [6-8]. Они не только обладают описанными преимуществами, но и имеют уникальные электрические, оптические и механические свойства. Дополнительными преимуществами являются возможность значительного уменьшения размеров датчиков, что приводит к снижению энергопотребления за счет меньшей тепловой массы, более быстрому нагреву и облегчению интеграции в микросхемы [9]. Поэтому нанопроволоки на основе

оксидов металлов стали многообещающей и привлекательной основой для создания сенсорных устройств [10-12]. В настоящее время изучаются возможности применения таких датчиков для мониторинга токсичных газов и летучих органических соединений [13].

Оксид цинка является полупроводниковым соединением, которое имеет практическое и перспективное применение [14-16] благодаря своим пьезо- и ферроэлектрическим свойствам. Особое внимание уделяется получению структур на основе нанозлементов [17], позволяющих создавать сенсорные устройства, явно превосходящие имеющиеся в настоящее время коммерческие сенсоры [18, 19]. Среди возможных технических реализаций этих структур - слоистые материалы на основе оксидов металлов, представляющие интерес как функциональные электродоконтатные материалы. В работах [20, 21] для синтеза наноматериалов на основе нанопроволок ZnO предложено использовать импульсно-периодическое лазерное воздействие. Определена возможность получения наноструктурированных оксидных массивов с контролируемой морфологией на токопроводящих подложках из металлических материалов.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оксиды металлов и наноструктуры на их основе демонстрируют широкий спектр исключительных функциональных свойств. Существует два основных подхода к получению массивов одномерных оксидных наноструктур на металлических подложках. Для получения тонких пленок в основном используются методы газофазного химического синтеза, электрохимического осаждения, кристаллизации из паровой или жидкой фазы, а также темплатный синтез. Основным недостатком, ограничивающим широкое практическое применение таких методов, основанных на укрупнении исходных элементов до одномерных наноструктур под действием физико-химических сил, является сложность переноса и закрепления изготовленной структуры на планарных подложках. Методы нанолитографии характеризуются низкой производительностью и высокой стоимостью оборудования, что также ограничивает сферу их применения.

Наноструктуры на основе оксида цинка используются в сенсорике и представляют интерес как функциональные электродоконтатные материалы. Для синтеза на токопроводящих подложках из металлических материалов наноматериалов на основе нанопроволок оксида цинка перспективно применение импульсно-периодического лазерного воздействия.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Kolahalam, L.A. Review on nanomaterials: Synthesis and applications / L.A. Kolahalam, I.V. Kasi Viswanath, B.S. Diwakar, B. Govindh, V. Reddy, Y.L.N. Murthy // *Materials Today: Proceedings*. – 2019. – Vol. 18. – P. 2182-2190. DOI: 10.1016/j.matpr.2019.07.371.  
[2] Diao, F. Transition metal oxide nanostructures: premeditated fabrication and applications in electronic and photonic devices / F. Diao, Y. Wang // *Journal of Materials Science*. – 2018. – Vol. 53(6). – P. 4334-4359. DOI: 10.1007/s10853-017-1862-3.

[3] Malik, R. Functional gas sensing nanomaterials: A panoramic view / R. Malik, V.K. Tomer, Y.K. Mishra, L. Lin // *Applied Physics Reviews*. – 2020. – Vol. 7(2). – P. 021301. DOI: 10.1063/1.5123479.  
[4] Song, H.C. Engineering nanoscale interfaces of metal/oxide nanowires to control catalytic activity / H.C. Song, G.R. Lee, K. Jeon, H. Lee, S.W. Lee, Y.S. Jung, J.Y. Park // *ACS Nano*. – 2020. – Vol. 14(7). – P. 8335-8342. DOI: 10.1021/acsnano.0c02347.  
[5] Védrine, J.C. Metal oxides in heterogeneous oxidation catalysis: State of the art and challenges for a more sustainable world / J.C. Védrine // *ChemSusChem*. – 2019. – Vol. 12(3). – P. 577-588. DOI: 10.1002/cssc.201802248.  
[6] Fàbrega, C. A review on efficient self-heating in nanowire sensors: Prospects for very-low power devices / C. Fàbrega, O. Casals, F. Hernández-Ramírez, J.D. Prades // *Sensors and Actuators, B: Chemical*. – 2018. – Vol. 256. – P. 797-811. DOI: 10.1016/j.snb.2017.10.003.  
[7] Korotcenkov, G. Current trends in nanomaterials for metal oxide-based conductometric gas sensors: Advantages and limitations. Part I: 1D and 2D nanostructures / G. Korotcenkov // *Nanomaterials*. – 2020. – Vol. 10(7). – P. 1392. DOI: 10.3390/nano10071392.  
[8] Deng, Y. Semiconducting metal oxides for gas sensors / Y. Deng. – Singapore: Springer, 2019. – 246 p.  
[9] Mirzaei, A. Resistive gas sensors based on metal-oxide nanowires / A. Mirzaei, J.-H. Lee, S.M. Majhi, M. Weber, M. Bechelany, H.W. Kim, S.S. Kim // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 126(24). – P. 241102. DOI: 10.1063/1.5118805.  
[10] Hung, C.M. On-chip growth of semiconductor metal oxide nanowires for gas sensors: A review / C.M. Hung, D.T.T. Le, N. van Hieu // *Journal of Science: Advanced Materials and Devices*. – 2017. – Vol. 2(3). – P. 263-285. DOI: 10.1016/j.jsamd.2017.07.009.  
[11] Comini, E. Metal oxides nanowires chemical/gas sensors: recent advances / E. Comini // *Materials Today Advances*. – 2020. – Vol. 7. – P. 100099. DOI: 10.1016/j.mtadv.2020.100099.  
[12] Amiri, V. Nanostructured metal oxide-based acetone gas sensors: A review / V. Amiri, H. Roshan, A. Mirzaei, G. Neri, A.I. Ayyesh // *Sensors*. – 2020. – Vol. 20(11). – P. 3096. DOI: 10.3390/s20113096.  
[13] Wang, Y. Electrically transduced gas sensors based on semiconducting metal oxide nanowires / Y. Wang, L. Duan, Z. Deng, J. Liao // *Sensors*. – 2020. – Vol. 20(23). – P. 6781. DOI: 10.3390/s20236781.  
[14] Goel, S. A review on piezo-/ferro-electric properties of morphologically diverse ZnO nanostructures / S. Goel, B. Kumar // *Journal of Alloys and Compounds*. – 2020. – Vol. 816. – P. 152491. DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.152491.  
[15] Borysiewicz, M.A. ZnO as a functional material, a review / M.A. Borysiewicz // *Crystals*. – 2019. – Vol. 9(10). – P. 505. DOI: 10.3390/cryst9100505.  
[16] Theerthagiri, J. A review on ZnO nanostructured materials: Energy, environmental and biological applications / J. Theerthagiri, S. Salla, R.A. Senthil, P. Nithyadharseni, A. Madankumar, P. Arunachalam, T. Maiyalagan, H.-S. Kim // *Nanotechnology*. – 2019. – Vol. 30(39). – P. 392001. DOI: 10.1088/1361-6528/ab268a.  
[17] Campos, A.C. Growth of long ZnO nanowires with high density on the ZnO surface for gas sensors / A.C. Campos, S.C. Paes, B.S. Correa, G.A. Cabrera-Pasca, M.S. Costa, C.S. Costa, L. Otubo, A.W. Carbonari // *ACS Applied Nano Materials*. – 2020. – Vol. 3(1). – P. 175-185. DOI: 10.1021/acsnanm.9b01888.  
[18] Bhati V.S. Enhanced sensing performance of ZnO nanostructures-based gas sensors: A review / V.S. Bhati, M. Hojamberdiev, M. Kumar // *Energy Reports*. – 2020. – Vol. 6. – P. 46-62. DOI: 10.1016/j.egy.2019.08.070.  
[19] Kang, Y. Review of ZnO-based nanomaterials in gas sensors / Y. Kang, F. Yu, L. Zhang, W. Wang, L. Chen, Y. Li // *Solid State Ionics*. – 2021. – Vol. 360. – P. 115544. DOI: 10.1016/j.ssi.2020.115544.  
[20] Murzin, S.P. Arrays formation of zinc oxide nano-objects with varying morphology for sensor applications / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy // *Sensors*. – 2020. – Vol. 20(19). – P. 5575. DOI: 10.3390/s20195575.  
[21] Murzin, S.P. Study of the formation of zinc oxide nanowires on brass surface after pulse-periodic laser treatment / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy // *Lecture Notes in Mechanical Engineering*. – 2022. – ISPR2021. – P. 335-343. DOI: 10.1007/978-3-030-90421-0\_28.

# Влияние оптических «диполей» на топологический заряд пучка в дальней зоне

А.Г. Налимов

Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
anton@ipsiras.ru

В.В. Котляр

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН  
Самара, Россия  
kotlyar@ipsiras.ru

**Аннотация**—В работе с помощью интеграла Рэлея-Зоммерфельда и формулы Берри рассчитан топологический заряд (ТЗ) гауссова оптического вихря с начальным дробным ТЗ. Показано, что при разной дробной части ТЗ в пучке присутствуют разное число винтовых дислокаций, которые определяют ТЗ всего пучка. При малой дробной части ТЗ пучок состоит из основного оптического вихря с центром на оптической оси с ТЗ, равным ближайшему целому числу (пусть  $n$ ), и двух краевых дислокаций, расположенных на вертикальной оси (выше и ниже центра). При увеличении дробной части начального ТЗ из верхней краевой дислокации формируется «диполь», состоящий из двух вихрей с ТЗ +1 и -1. При дальнейшем увеличении дробной части дополнительный вихрь с ТЗ +1 смещается к центру пучка, а вихрь с ТЗ -1 смещается на периферию.

**Ключевые слова**— оптический вихрь, оптические диполи, топологический заряд.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в научной литературе встречается множество работ касаясь создания и детектирования топологического заряда в лазерных пучках [1-9], распространение пучков с орбитальным угловым моментом, обзоры [10] и монографии по ним [11]. В основном это экспериментальные работы, в которых авторы создают и детектируют различные световые пучки, обладающие орбитальным угловым моментом и топологическим зарядом. Несмотря на то, что вихревые пучки известны более 40 лет, в них до сих пор остается множество нерешенных вопросов. Например, Берри в [12] установил, что оптический вихрь состоит из большого количества винтовых дислокаций, расположенных напротив друг друга относительно центра пучка, заряды которых равны +1 и -1 и взаимно уравнивают друг друга. Вместе все эти вихри составляют так называемый «отель» Гильберта [13], эти дислокации находятся на большом расстоянии от центра пучка. При увеличении топологического заряда падающего пучка, один из этих вихрей подходит к центру и меняет ТЗ пучка.

Данная работа посвящена рассмотрению формирования ТЗ пучка при дробном начальном ТЗ. Расчет распространения света проводился с помощью интеграла Рэлея-Зоммерфельда для непараксиального случая [14]. Расчет пучка в поперечной плоскости производился для апертуры с радиусом 138 мкм, что позволяло регистрировать отдельные сингулярности в пучке далеко от центра. Расчет проводился для длины волны света 633 нм. Были рассмотрены случаи постепенного изменения дробного начального ТЗ пучка от 2 до 3 и от 3 до 4. Расчет ТЗ при этом проводился по большим радиусам вплоть до 138 мкм. В работе показано, что при изменении ТЗ падающего пучка в диапазоне от 2 до

3 результирующий ТЗ меняется от 2 до 3 и обратно 5 раз, а при изменении начального ТЗ от 3 до 4 – 3 раза.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

ТЗ пучка рассчитывался по формуле (1):

$$TC = \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \arg E(r, \varphi) = \frac{1}{2\pi} \lim_{r \rightarrow \infty} \operatorname{Im} \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{\partial E(r, \varphi) / \partial \varphi}{E(r, \varphi)}. \quad (1)$$

В (1) ТЗ вычисляется по окружности бесконечного радиуса, но при моделировании мы будем вычислять ТЗ на окружностях разного радиуса, величина которого будет каждый раз указана. Параметры моделирования: размер начального поля  $8 \times 8$  мкм,  $400 \times 400$  отсчетов, длина волны  $\lambda = 0,532$  мкм, радиус перетяжки гауссова пучка  $w = 3$  мкм. Начальный ТЗ пучка был дробный:

$$E_x(r, \varphi) = \exp(-r^2/w^2 + i\mu\varphi) \quad (2)$$

и менялся в диапазоне  $3 < \mu < 4$ . Начальный гауссов пучок был умножен на сферическую функцию с радиусом  $f = 10$  мкм. Реальное фокусное расстояние составило  $z = 9,236$  мкм (на данном расстоянии наблюдается максимум интенсивности на оптической оси при  $\mu = 0$ ). Таким образом, в фокусе линзы все значения рассчитаны на этом  $z$ . Поскольку ТЗ пучка рассчитывался на окружностях больших радиусов (до 140 мкм), которые больше, чем расстояние от перетяжки до плоскости наблюдения (10 мкм), то для получения адекватных значений ТЗ применялся непараксиальный расчет комплексной амплитуды светового поля с помощью интеграла Рэлея-Зоммерфельда.

Моделирование показало, что изменение ТЗ пучка с начальным дробным ТЗ происходит по-разному, если начальный ТЗ изменяется от нечетного к четному и от четного к нечетному. В тезисах приведен только случай изменения ТЗ в диапазоне  $\mu$  от 3 до 4.

Далее все расчеты проведены на расстоянии  $z = 9,236$  мкм, где формируется фокус при  $\mu = 0$  (дальняя зона). На рис. 1 показана зависимость ТЗ от  $\mu$  с шагом 0,01 в диапазоне  $3 < \mu < 4$ , вычисленный для сравнения на окружностях двух радиусов:  $R = 8$  мкм (непрерывная линия),  $R = 138$  мкм (пунктирная линия).

Из рис. 1 видно, что ТЗ меняется с 2 на 3 и обратно 3 раза. Детально это можно описать следующим образом. Вначале исходный ТЗ целый и равен 3, и конечный тоже равен 3. С увеличением ТЗ появляется так называемый оптический «диполь», состоящий из двух дислокаций, ТЗ при этом равен 3,12. Эти дислокации начинают расходиться относительно друг друга, одна из них с

зарядом +1 приближается к центру, вторая с ТЗ –1 уходит на бесконечность, и итоговый ТЗ пучка становится равным 4. При этом эти вихри находятся выше центра пучка, то есть в положительной части оси Y. В диапазоне от 3,12 до 3,18 ТЗ остается равным 4. Затем, при начальном ТЗ равным 3,18 появляется еще один оптический «диполь», который состоит из двух вихрей, один с зарядом +1, второй – с –1. Оба они находятся ниже центра координат, в отрицательной части оси Y. Вихрь с зарядом +1 уходит на бесконечность и перестает влиять на итоговый ТЗ пучка, остается только вихрь с ТЗ –1. ТЗ всего пучка падает обратно до значения 3, а новый вихрь постепенно приближается к центру пучка. Далее с ростом начального ТЗ от начала удаляются от центра. При начальном ТЗ 3,73 вновь появляется с периферии пучка тот вихрь с ТЗ +1, что туда ушел, вихри с ТЗ +1 и –1 соединяются в один диполь и когда они подходят друг к другу на расстоянии примерно  $Y = -25$  мкм от центра пучка, то оба исчезают, ТЗ пучка снова становится равным 4. И далее в диапазоне от 3,74 до 4 ТЗ пучка остается равно 4. То есть, во-первых, видно, что действительно, появляются дополнительные вихри к основному, тому, что изменяет заряд пучка на 4 и остается в центре пучка с начального ТЗ от 3,12 и более. Во-вторых, эти вихри появляются парами, образуя «диполи», которые затем расходятся. Один из вихря – компонент диполя, уходит на периферию пучка и не влияет более на ТЗ, второй остается. Затем ушедший на периферию вихрь возвращается, компенсируя оставшийся ближе к центру, и они вместе пропадают.

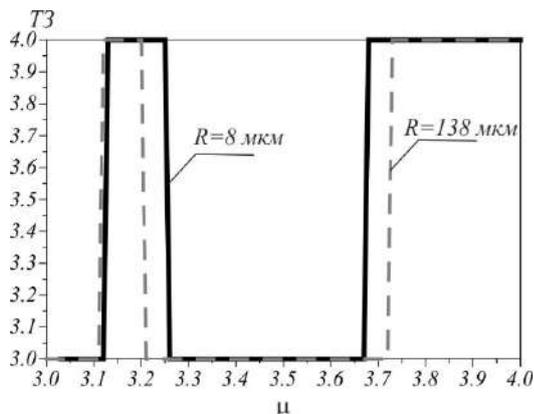


Рис. 1. Зависимость ТЗ от величины дробного заряда  $\mu$  начального поля в диапазоне  $3 < \mu < 4$  при расчете вдоль окружностей двух радиусов:  $R = 8$  мкм (непрерывная линия) и  $R = 138$  мкм (пунктирная линия)

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что при дробном начальном топологическом заряде пучка итоговый ТЗ всегда является целой величиной. Однако при определенной дробной части пучка в итоговом пучке, наблюдаемым на расстоянии Рэлея от начальной плоскости, в поле появляются дополнительные вихри парами. Они имеют заряд +1 и –1 и взаимно компенсируют друг друга. Когда

оба вихря находятся внутри рассматриваемой области, они не влияют на итоговый заряд пучка. Но с ростом начального ТЗ один из этих вихрей, составляющих «диполь», уходит на бесконечность, а второй остается в пучке, изменяя его ТЗ.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595), а также при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Ruffato, G. OAM-inspired new optics: the angular metalens. *Light / G. Ruffato // Sci. Appl.* – 2021. – Vol. 10(1). – P. 96.
- [2] Guo, Y. Spin-decoupled metasurface for simultaneous detection of spin and orbital angular momenta via momentum transformation / Y. Guo, S. Zhang, X. Luo // *Light Sci. Appl.* – 2021. – Vol. 10. – P. 63.
- [3] Jin, Z. Phyllotaxis-inspired nanosieves with multiplexed orbital angular momentum / Z. Jin, D. Janoschka, J. Deng, L. Ge, P. Dreher, B. Frank, G. Hu, J. Ni, Y. Yang, J. Li, G. Yu // *eLight.* – 2021. – Vol. 1. – P. 1.
- [4] Wei, D. Generating controllable Laguerre-Gaussian laser modes through intracavity spin-orbital angular momentum conversion of light / D. Wei, Y. Cheng, R. Ni, Y. Zhang, X. Hu, S. Zhu, M. Xiao // *Phys. Rev. Appl.* – 2019. – Vol. 11. – P. 014038.
- [5] Stella, V. Vortex beam generation by spin-orbit interaction with Bloch surface waves / V. Stella, T. Grogjeon, N. De Leo, L. Boarino, P. Munzard, J.R. Lakowicz, E. Descrovi // *ACS Photonics.* – 2020. – Vol. 7. – P. 774-783.
- [6] Arikawa, T. Transfer of optical angular momentum of light to plasmoni excitations in metamaterials / T. Arikawa, T. Hiraoka, S. Morimoto, F. Blanchard // *Sci. Adv.* – 2020. – Vol. 6(24). – P. 253.
- [7] Kotlyar, V.V. A dual-functionality metalens to shape a circularly polarized optical vortex or a second-order cylindrical vector beam / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.G. Nalimov, L. O'Faolain, M.V. Kotlyar // *Phot. Nanostr. Fund. Appl.* – 2021. – Vol. 43. – P. 100898.
- [8] Zhu, L. Optical vortex lattice: an exploitation of orbital angular momentum / L. Zhu, M. Tang, H. Li, Y. Tai, X. Li // *Nanophotonics.* – 2021. – Vol. 10(9). – P. 0139.
- [9] Fu, S. Universal orbital angular momentum spectrum analyser for beams / S. Fu, Y. Zhai, J. Zhang, X. Liu, R. Song, H. Zhou, C. Gao // *Photonix.* – 2020. – Vol. 1. – P. 19.
- [10] Fatkhiev, D.M. Recent advances in generation and detection of orbital angular momentum optical vortices. A Review / D.M. Fatkhiev, M.A. Butt, E.P. Grakhova, R.V. Katlyarov, I.V. Stepanov, N.L. Kazanskiy, S.N. Khonina, V.S. Luubopytov, A.K. Sultanov // *Sensors.* – 2021. – Vol. 21(15). – P. 4988.
- [11] Leach, J. Observation of the vortex structure of a non-integer vortex beam / J. Leach, E. Yao, M.J. Padgett // *New Journal of Physics.* – 2004. – Vol. 6. – P. 71.
- [12] Wen, J. Vortex strength and beam propagation factor of fractional vortex beams / J. Wen, L. Wang, X. Yang, J. Zhang, S. Zhu // *Optics Express.* – 2019. – Vol. 27(4). – P. 5893-5904.
- [13] Kotlyar, V.V. Topological charge of a linear combination of optical vortices: topological competition / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.V. Volynskiy // *Optics Express.* – 2020. – Vol. 28(6). – P. 8266-8281.
- [14] Налимов, А.Г. Моделирование формирования изображения зонной пластинкой в рентгеновском излучении / А.Г. Налимов, В.В. Котляр, В.А. Сойфер // *Компьютерная оптика.* – 2011. – Т. 35, № 3. – С. 290-296.

# Аналитическая модель дифракции света на многослойных неоднородных голографических ФПМ-ЖК дифракционных структурах

В.О. Долгирев

Томский государственный университет систем управления  
и радиоэлектроники  
Томск, Россия  
vital2@mail.ru

С.Н. Шарангович

Томский государственный университет систем управления  
и радиоэлектроники  
Томск, Россия  
shr@tusur.ru

**Аннотация**—В данной работе представлены аналитические решения для передаточных функций частотно-угловых спектров световых пучков при их дифракции на многослойных неоднородных голографических дифракционных структурах в фотополимерных композициях с жидкими кристаллами, имеющих плавную оптическую неоднородность по толщине слоев.

**Ключевые слова**— МНГДС, ФПМ-ЖК, дифракция.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Многослойные неоднородные голографические дифракционные структуры (МНГДС) представляют из себя набор голографических дифракционных решеток (ГДР), разделенных однородными промежуточными слоями [1-3]. Данные структуры интересны селективными свойствами, обусловленными интерференцией волн, восстановленной из каждой решетки. Они имеют огибающую контура селективности, как у одиночных голограмм и состоят из набора локальных максимумов. Их количество и ширина зависят от ширины слоев, их количества и расстояния между ними. Такие структуры могут найти широкое применение в оптических системах связи, например в качестве оптических спектральных фильтров [3].

В работе [3] была продемонстрирована возможность управления дифракционными характеристиками МНГДС с помощью внешнего электрического поля. Управление достигалось за счет наличия жидких кристаллов (ЖК) в составе с фотополимерным материалом (ФПМ). Чувствительность ЖК к электрическим воздействиям позволяет изменять его пространственную ориентацию, меняя тем самым условия распространения электромагнитных волн.

Однако, в работе [3] был рассмотрен случай, при котором ЖК капсулированы полимером (КПЖК) и при воздействии внешнего электрического воздействия среда с ГДР оставалась однородной по глубине и, как следствие, поворот директора капсул ЖК был так же однороден. При повышенном же содержании ЖК (>90%) в процессе формирования ГДР происходит концентрация молекул жидкого кристалла между слоями полимера, в которых ориентация молекул ЖК определяется границами образца. Среда становится плавно-оптически неоднородной, что приводит к неравномерному повороту директора ЖК по глубине.

Таким образом, целью данной работы является разработка аналитической модели дифракции света на МНГДС в условиях оптической неоднородности ФПМ-ЖК слоев.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИФРАКЦИИ СВЕТА НА МНГДС В ФПМ-ЖК

При большой концентрации молекул ЖК при формировании ГДР их ориентация определяется границами образца и описывается уравнением Фредерикса [4]:

$$\frac{1}{\xi_E(E)} \left( \frac{d_n}{2} + y \right) = \int_0^{\varphi(\mathbf{r}, E)} (\sin^2 \varphi_m(\mathbf{r}, E) - \sin^2 \varphi)^{-1/2} d\varphi, \quad (1)$$

где  $\varphi_m(\mathbf{r}, E)$  и  $\varphi(\mathbf{r}, E)$  – максимальный угол и угол поворота директора ЖК от оси  $y$  (по глубине слоя с ГДР),  $\xi_E(E) = \sqrt{(4\pi K) / (E^2 \Delta \epsilon)}$  – электрическая когерентная длина,  $K$  – коэффициент упругости ЖК,  $d_n$  – толщина дифракционного слоя,  $n$  – номер слоя.

Как видно из рис. 1, угол поворота директора ЖК, при воздействии внешнего поля, различен по глубине дифракционного слоя, что в итоге обуславливает оптическую неоднородность среды.

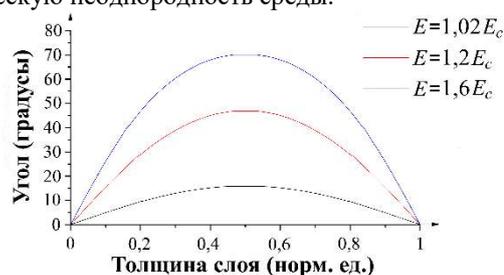


Рис. 1. Зависимость угла поворота напряжения электрического поля

В случае брэгговской дифракции световых пучков на МНГДС в оптически неоднородных слоях ФПМ-ЖК (рис. 2), амплитуды взаимодействующих волн определяются системами уравнений связанных волн (УСВ) в частных производных [4]:

$$\mathbf{N}_{r_0}^{m,n} \cdot \nabla E_0^{m,n} = -i C_1^{m,n} \cdot n_1^{m,n} \cdot E_1^{m,n} \cdot \exp \left[ +i \Theta_n^m \right],$$

$$\mathbf{N}_{r_1}^{m,n} \cdot \nabla E_1^{m,n} = -i C_0^{m,n} \cdot n_1^{m,n} \cdot E_0^{m,n} \cdot \exp \left[ -i \Theta_n^m \right],$$

где  $C_j^{m,n}(E)$  – коэффициенты связи;  $j = 0, 1$ ;  $n_1^{m,n}(\mathbf{r}, \tau)$  – показатель преломления первой гармоники,  $m = o, e$ ,

$\Theta_n^m(\mathbf{r}) = \Delta K^{m,n} y + t_y^n y^2 / 2$  – интегральная фазовая расстройка,  $\Delta K^{m,n}$  – составляющая вектора  $\Delta K^{m,n}(\mathbf{r})$  при  $\mathbf{r} = 0$ , а  $t_y^n$  определяется как [4]:

$$t_y^n = k_0^{e,n} \left[ (\mathbf{y}_0 \cdot \mathbf{N}_0^{e,n}) (\mathbf{y}_0 \cdot \nabla n_0^{e,n}) - (\mathbf{y}_0 \cdot \mathbf{N}_1^{e,n}) (\mathbf{y}_0 \cdot \nabla n_1^{e,n}) + \frac{(\mathbf{y}_0 \cdot \mathbf{m}_0^{e,n}) (\mathbf{m}_0^{e,n} \cdot \nabla n_0^{e,n}) - (\mathbf{y}_0 \cdot \nabla n_1^{e,n}) (\mathbf{m}_1^{e,n} \cdot \nabla n_1^{e,n})}{(\mathbf{N}_{r0}^{e,n} \cdot \mathbf{y}_0)} - \frac{(\mathbf{y}_0 \cdot \nabla n_1^{e,n}) (\mathbf{m}_1^{e,n} \cdot \nabla n_1^{e,n})}{(\mathbf{N}_{r1}^{e,n} \cdot \mathbf{y}_0)} \right], \quad (2)$$

где  $\mathbf{m}_j^{e,n}$  – базисный орт голографа,  $\nabla n_{0,1}^{e,n}$  – изменения показателя преломления.

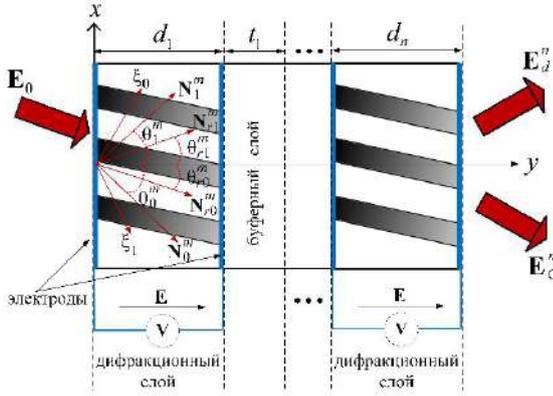


Рис. 2. Схема дифракции света на МНГДС в ФПМ-ЖК

Для решения УСВ в частных производных необходимо произвести аппроксимацию параметра интегральной фазовой расстройки  $\Theta_n^m(\mathbf{r})$  для каждого слоя МНГДС с ФПМ-ЖК функцией вида [4]:

$$\Theta_n(y_n, E) = \Theta_{n-1} + a_n(E) y_n + b_n(E) y_n^2, \quad (3)$$

где  $a_n$  и  $b_n$  – коэффициенты аппроксимации,  $\Theta_{n-1}$  – значение расстройки на предыдущем слое.

Тогда пространственные распределения световых полей для 0-го и 1-го дифракционного порядка на выходе МНГДС будут определяться выражениями:

$$\mathbf{E}_1^n(\eta) = \mathbf{e}_1^{o,n} E_1^{o,n}(\eta) \exp[-i \int_0^d \mathbf{k}_1^{o,n} d\mathbf{r}] + \mathbf{e}_1^{e,n} E_1^{e,n}(\eta) \exp[-i \int_0^d \mathbf{k}_1^{e,n} d\mathbf{r}],$$

$$\mathbf{E}_0^n(\xi) = \mathbf{e}_0^{o,n} E_0^{o,n}(\xi) \exp[-i \int_0^d \mathbf{k}_0^{o,n} d\mathbf{r}] + \mathbf{e}_0^{e,n} E_0^{e,n}(\xi) \exp[-i \int_0^d \mathbf{k}_0^{e,n} d\mathbf{r}],$$

где  $\mathbf{e}_j^{m,n}$  – векторы поляризации,  $\xi_0 = \xi$ ,  $\xi_1 = \eta$ ,  $\xi_0$  и  $\xi_1$  – апертурные координаты.

Для описания преобразования плоских световых волн в многослойных средах воспользуемся матричным методом. Для этого перейдем от амплитудных распределений частотных Фурье-компонент дифрагирующих пучков к их угловым спектрам:

$$E_j^e(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} E_j^e(l) \exp[ik_j^e l \theta] dl,$$

где  $l = \xi_0, \xi_1$ , а угол  $\theta$  характеризует направление плосковолновых компонент  $E_j^e(\theta)$  относительно волновых нормалей.

В результате процесс преобразования частотно-угловых спектров (ЧУС) взаимодействующих световых пучков для необыкновенных волн на выходе МНГДС представится в виде:

$$\mathbf{E}^{e,n} = \mathbf{T}^n \cdot \mathbf{E}_0, \quad (4)$$

где  $\mathbf{T}^n = \mathbf{T}^{e,n} \cdot \mathbf{A}^{e,n-1} \cdot \mathbf{T}^{e,n-1} \cdot \dots \cdot \mathbf{A}^{e,1} \cdot \mathbf{T}^{e,1}$  – матричная

передаточная функция всей МНГДС,  $\mathbf{E}^{e,n} = \begin{bmatrix} E_0^{e,n}(\omega, \theta) \\ E_1^{e,n}(\omega, \theta) \end{bmatrix}$ ,

$\mathbf{T}^{e,n} = \begin{bmatrix} T_{00}^{e,n}(\omega, \theta) & T_{10}^{e,n}(\omega, \theta) \\ T_{01}^{e,n}(\omega, \theta) & T_{11}^{e,n}(\omega, \theta) \end{bmatrix}$  – матричная передаточная

функция,  $\mathbf{E}_0 = \begin{bmatrix} E_0(\omega, \theta) \\ 0 \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{A}^{e,n}$  – матрица перехода для

промежуточного слоя из [3].

Компоненты матрицы  $\mathbf{T}^{e,n}$  определяются как [4]:

$$T_{00}^{e,n} = -\frac{C_0^e C_1^e d_n^{e,2+1}}{4v_1 v_0} \int_{-1}^1 \exp[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2] \times \\ \times \Phi\left(\frac{d'}{b'} + 1, 2; b' \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy \cdot (1+y),$$

$$T_{10,01}^{e,n} = -i \frac{C_{1,0}^e d_n^{e,2+1}}{2v_{0,1}} \int_{-1}^1 \exp[\delta m'(1-y) + \delta^2 n'(1-y)^2] \times \\ \times \Phi\left(\frac{d'}{b'}, 1; b' \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy,$$

$$T_{11}^{e,n} = -\frac{C_0^e C_1^e d_n^{e,2+1}}{4v_1 v_0} \int_{-1}^1 \exp[\delta m(1-y) + \delta^2 n(1-y)^2] \times \\ \times \Phi\left(\frac{d'}{a} + 1, 2; a \delta^2 \frac{v_1}{v_0} (1-y^2)\right) dy \cdot (1+y)$$

где все обозначения приведены в [4].

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе представлена аналитическая модель дифракции света на пропускающих электрически управляемых МНГДС в ФПМ-ЖК с учетом плавной оптической неоднородности вдоль глубины решеток. Полученные передаточные функции описывают эволюцию ЧУС световых пучков при их дифракции на МНГДС.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Pen, E.F. Properties of multilayer nonuniform holographic structures / E.F. Pen, M. Yu. Rodionov // Quantum Electronics. – 2010. – Vol. 40(10). – P. 919-924.
- [2] Nordin, G.P. Photopolymer-based stratified volume holographic optical elements / G.P. Nordin, A.R. Tanguay // Optics Letters. – 1992. – Vol. 17(23). – P. 1709-1711.
- [3] Шарангович, С.Н. Исследование дифракции света на многослойных неоднородных голографических дифракционных структурах в фотополимерных жидкокристаллических композициях / С.Н. Шарангович, В.О. Долгирев // Изв. РАН. Сер. Физ. – 2022. – Т. 86, № 1. – С. 35-41.
- [4] Ноздреватых, Б.Ф. Векторная модель дифракции световых пучков на электрически управляемой фотополимерно-жидкокристаллической дифракционной решетке / С.Н. Шарангович, С.В. Устюжанин, Б.Ф. Ноздреватых // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2007. – Т. 2, № 16. – С. 192-197.

# Передача единицы длины современным лазерам и лазерным измерительным системам

А.Д. Куркова  
Санкт-Петербургский Политехнический  
университет имени Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
kurkova.ad@edu.spbstu.ru

Ю.Г. Захаренко  
Всероссийский научно-исследовательский институт  
метрологии имени Д.И. Менделеева  
Санкт-Петербург, Россия

Н.А. Кононова  
Всероссийский научно-исследовательский институт  
метрологии имени Д.И. Менделеева  
Санкт-Петербург, Россия

З.В. Фомкина  
Всероссийский научно-исследовательский институт  
метрологии имени Д.И. Менделеева  
Санкт-Петербург, Россия

**Аннотация**—В статье представлены состав и основные метрологические характеристики Государственного первичного эталона единицы длины – метра ГЭТ 2, доказана необходимость прослеживаемости к Государственному первичному эталону при передаче единицы длины лазерам и лазерным измерительным системам.

**Ключевые слова**— Государственный первичный эталон единицы длины – метра ГЭТ 2, стабилизированный He-Ne лазер, передача единицы длины, государственная поверочная схема.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В современном мире лазерные технологии получили широкое применение в различных областях науки и техники. Все чаще в отечественном инновационном производстве таких областей промышленности как авиа- и ракетостроение, судостроение, станкостроение и др. используются средства измерений на основе лазеров. Данные средства измерений применяются также и для решения множества научных задач. Многие научно-исследовательские институты и передовые производственные предприятия имеют в своем арсенале и применяют в качестве рабочих эталонов и средств измерений стабилизированные лазеры, прецизионные и промышленные лазерные интерферометры, лазерные сканеры, лазерные координатно-измерительные системы и т.п. Также стабилизированные лазеры в качестве источников лазерного излучения входят в состав ряда Государственных первичных и вторичных эталонов единиц величин.

В соответствии с Федеральным законом от 26.06.2008 № 102-ФЗ «Об обеспечении единства измерений» [1] к средствам измерений, применяемым в сфере государственного регулирования обеспечения единства измерений, должны быть установлены обязательные метрологические требования, а также гарантирована прослеживаемость к Государственному первичному эталону.

За последние пять лет в научно-исследовательском отделе ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева», как минимум, в два раза возросло количество источников лазерного излучения и систем лазерных измерительных, поступающих в поверку. Поэтому крайне актуальными стали задачи по

расширению функциональных возможностей Государственного первичного эталона.

## 2. ПЕРЕДАЧА ЕДИНИЦЫ ДЛИНЫ СОВРЕМЕННЫМ ЛАЗЕРАМ И ЛАЗЕРНЫМ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ СИСТЕМАМ

В последние годы существенно вырос интерес к метрологическому обеспечению источников лазерного излучения не только на длине волны 633 нм, но и в более широком диапазоне, т.к. появилось большое количество источников лазерного излучения, а также лазерных измерительных систем, с различными номинальными значениями длин волн. В связи с чем с 2017 по 2020 год в научно-исследовательском отделе геометрических измерений ФГУП «ВНИИМ им. Д.И. Менделеева» была проведена работа по совершенствованию Государственного первичного эталона единицы длины – метра ГЭТ 2 (далее ГЭТ 2) [2, 3]. В результате воспроизведение единицы длины стало возможным осуществлять на двух длинах волн лазерного излучения: 633 нм и 532 нм. Данные линии являются рекомендованными для практической реализации единицы длины – метра в соответствии с рекомендацией ВРМ [4]. В состав ГЭТ 2 также был включен транспортируемый источник лазерного излучения для передачи единицы длины стационарно установленным лазерам и лазерным измерительным системам на территории заказчика.

Передача единицы длины источникам лазерного излучения осуществляется с помощью установки для измерений разности частот источников лазерного излучения, а также вошедшего в состав ГЭТ 2 комплекса аппаратуры для измерения частоты (длины волны в вакууме) лазеров в диапазоне длин волн от 500 до 1050 нм в комплекте со стандартом частоты и времени водородным Ч1-1003М. Основной составной частью комплекса является оптическая частотная гребенка.

Одной из главных задач при поверке и калибровке вновь появившихся источников лазерного излучения и лазерных измерительных систем является определение длины волны излучения лазера. В связи с чем во вновь разрабатываемые методики поверки и методики калибровки, кроме определения диапазона и погрешности измерений, обязательно добавляется данная операция. Это делает возможным обеспечение прослеживаемости данных средств измерений к ГЭТ 2 в соответствии с 1 и 2 частями Государственной поверочной схемы для средств

измерений длины в диапазоне от  $1 \cdot 10^{-9}$  до 100 м и длин волн в диапазоне от 0,2 до 50 мкм, утвержденной приказом Росстандарта.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализованное расширение функциональных возможностей Государственного первичного эталона единицы длины – метра ГЭТ 2 позволило предоставить метрологическое обеспечение современных лазеров и лазерных измерительных систем в диапазоне от 500 до 1050 нм на территории Российской Федерации.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Федеральный закон «Об обеспечении единства измерений» от 26.06.2008 № 102-ФЗ.

- [2] Захаренко, Ю.Г. Создание комплекса аппаратных средств высшей точности для воспроизведения и передачи единицы длины / Ю.Г. Захаренко, Н.А. Кононова, А.А. Москалев, В.Л. Федорин, К.В. Чекирда // Законодательная и прикладная метрология. – 2018. – № 5(156). – С. 21-23.
- [3] Чекирда, К.В. Современное состояние и перспективы развития эталонной базы в области измерений длины / К.В. Чекирда, Ю.Г. Захаренко, Н.А. Кононова, З.В. Фомкина // Метрология времени и пространства. Материалы IX Международного симпозиума. – М.: Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений. – 2018. – С. 190-194.
- [4] Recommended values of standard frequencies for applications including the practical realization of the metre and secondary representations of the second [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies.html> (01.01.2016).

# Энкодер вращательного движения на основе оптической вихревой интерферометрии

С.И. Якубов  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
yakubov-selim@mail.ru

Н.В. Шостка  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
nataliya\_shostka@mail.ru

Д.А. Полетаев  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
dmltry@mail.ru

Б.В. Соколенко  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
simplexx.87@gmail.com

А.В. Присяжнюк  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
prisyajniuk.a@gmail.com

В.И. Войтицкий  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
voytitsky@gmail.com

**Аннотация**—В статье обоснована возможность модернизации энкодера на основе когерентной оптической вихревой интерферометрии для определения малых угловых поворотов. Измерение величины угла поворота осуществляется за счет компьютерной обработки интерферограмм с характерным круговым движением нуля интенсивности.

**Ключевые слова**— энкодер, интерферометр, оптический вихрь, вращение.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Применение световых пучков с сингулярным волновым фронтом (оптических вихрей) в сфере метрологии известно более двух десятилетий [1]. Однако, в последнее время вихревые пучки привлекают внимание исследователей широкими возможностями в повышении точности измерений и удобством при компьютерной обработке интерферограмм [2]. В частности, в ряде работ представлен метод, использующий для описания поверхностных особенностей и внутренней структуры оптически прозрачных объектов, картину интерферирующих сингулярных пучков [3]. Для этого оптический вихрь применен в качестве зондирующего элемента, позволяющего получить существенный выигрыш в точности измерений. В связи с этим, исследования интерференции сингулярных пучков сохраняют свою актуальность

Ввиду существенного прогресса в области определения линейных сдвигов и точного позиционирования опто-механических узлов методом интерферометрии [4], аналогичный инструментарий для задач детектирования малых поворотов оси вращения (энкодеров) в системах обратной связи остается малоисследован. В данных тезисах нами представлен результат разработки интерферометрического подхода с применением вихревых пучков для детектирования малых поворотов.

## 2. ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ПОВОРОТА НА ОСНОВЕ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ

Оптическая схема детектора малых поворотов представлена на рис. 1 представляет собой равноплечий интерферометр Маха-Цендера. В одном из плеч, далее будем называть его предметным, помещена спиральная фазовая пластинка, в результате дифракции на которой в дальней зоне на оси пучка формируется оптический вихрь

с единичным топологическим зарядом. Гауссов пучок в опорном плече интерферометра распространяется в свободном пространстве, после прохождения светоделительной призмы, интерферирует с предметным пучком. Отметим, что режим наложения пучков отличается от встречающихся в литературе. Благодаря строгой осевой суперпозиции, ввиду приблизительно равных радиусов пучков, картина их суперпозиции представляет собой поле с минимумом, смещенным относительно оси вихревого пучка.

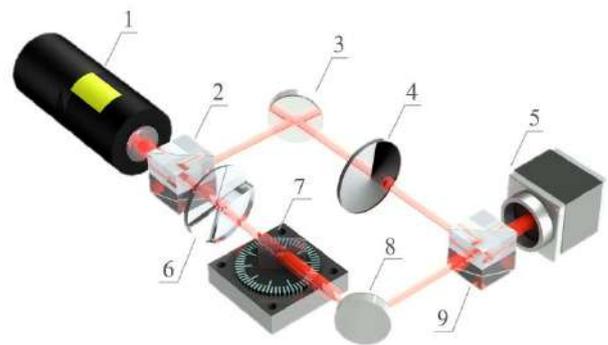


Рис.1. Схема экспериментальной установки (модель): 1 – He-Ne лазер, 2, 9 – светоделительная призма (50:50), 3, 8 – зеркала, 5 – фотоприемная матрица, 6 – спиральная фазовая пластинка, 4 – нейтральный фильтр переменной плотности для выравнивания интенсивности интерферирующих пучков, 7 – кинематическая поворотная платформа с плоскопараллельной пластиной (ВК-7)

Проследим за откликом интерференционной картины на изменения в оптической разности хода между пучками. Запишем распределение поля суперпозиции вихревого и гауссового пучков [5]:

$$E(r, \varphi, z) = \frac{1}{\sigma} \left[ \left( \frac{\sqrt{2}r}{\sigma\omega_0} \right)^n \exp(in\varphi - ik(z + \delta)) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2}\right) + \exp\left(-\frac{r^2}{\omega^2} - ikz\right) \right], \quad (1)$$

где  $\sigma = 1 + iz/z_0$ ,  $z_0 = k\omega_0^2/2$  – длина Рэлея, радиус перетяжки в плоскости  $z = 0$ ,  $\omega = \omega_0 \sqrt{1 + z^2/z_0^2}$  – радиус гауссовой образующей в плоскости наблюдения,  $\delta$  – добавка к геометрическому пути,  $n$  – целочисленный топологический заряд оптического вихря. Численный

расчет распределения интенсивности поля суперпозиции пучков по формуле (1) показан на рис. 2.

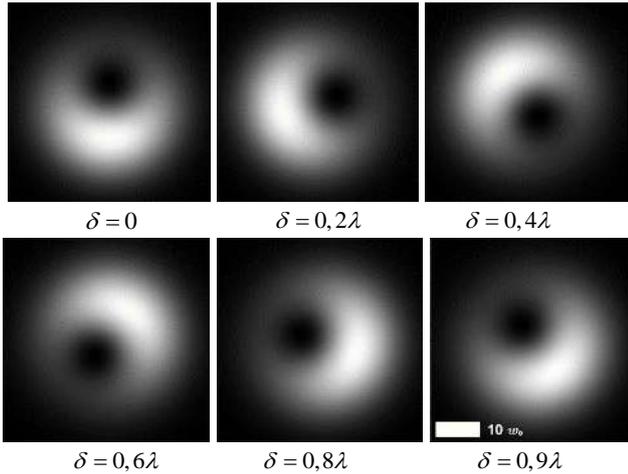


Рис. 2. Изменение распределения интенсивности  $E(r, \varphi, z)^2$  (нормированное) в зависимости от величины добавки  $\delta$  при  $n = 1$ ,  $\omega_0 = 180$  мкм,  $z = 1$  м

Как видно из рис. 2, увеличение величины геометрического пути и, как следствие, разности хода между интерферирующими пучками, обуславливает хорошо различимый поворот нуля интенсивности вокруг геометрического центра пучка. Данная особенность положена в основу метода извлечения информации о разности хода путем регистрации и компьютерной обработки распределения интенсивности или отдельного его фрагмента.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

При вращении оси кинематической поворотной платформы с установленной на неё плоскопараллельной стеклянной пластинкой (рис. 1), интерферометр позволяет определить относительное изменение между длинами оптических путей в предметном и опорном плече. При повороте оси на угол  $\theta$ , вихревой лазерный пучок в предметном плече будет получать добавку за счет увеличения оптического пути в среде пластинки, определяемой выражением согласно Снеллиуса:

$$\delta = n_c d / \sqrt{1 - (n_e/n_c)^2 \sin^2 \theta}. \quad (2)$$

Здесь  $n_e$ ,  $n_c$  – показатели преломления воздуха и стекла, соответственно,  $d$  – толщина пластинки. Изменение длины пути  $\delta$  регистрируется программным счетчиком оборотов нуля интенсивности на интерференционной картине. Полученное значение пересчитывается в длину оптического пути для используемого лазерного источника, в нашем случае He-Ne. В результате значение  $\delta$  сопоставляется угловым положением кинематической поворотной платформы. Заметим, что зависимость  $\delta(\theta)$  имеет нелинейный характер (рис. 3), что обуславливает ограничения на рабочие углы энкодера. Схема, показанная на рис. 1, подходит только для проверки угловых перемещений в диапазоне  $\pm 21^\circ$ , поскольку при больших углах поворота плоскопараллельной пластины возникнет смещение интерферирующих пучков вдоль

горизонтальной оси и, соответственно, потеря симметрии результирующего поля. Разрешающая способность по углу поворота для полученной оптической схемы энкодера составила  $0,75 \pm 5\%$  угловых секунд в пределах линейной области функции  $\delta(\theta)$ . Указанное разрешение и точность могут быть улучшены за счет увеличения толщины пластины, изготовленной из полимерных материалов с меньшим показателем преломления и уменьшения длины волны лазерного источника.

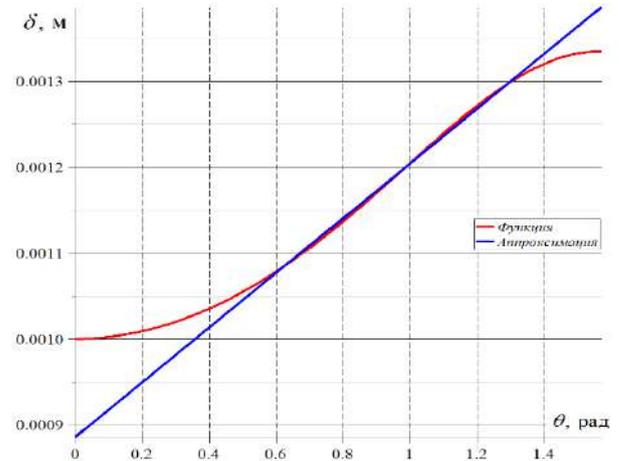


Рис. 3. Зависимость  $\delta(\theta)$  (красная линия) и ее линейная аппроксимация (синяя линия) для плоскопараллельной пластины из стекла марки ВК-7 ( $n = 1,5158$ ) толщиной  $d = 1$  мм

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрена возможность модернизации энкодера на основе оптической вихревой интерферометрии для определения малых угловых поворотов. Измерение величины изменения угла осуществляется за счет компьютерной обработки интерферограмм с характерным круговым движением нуля интенсивности. Полученное разрешение составило  $0,75 \pm 5\%$  угловых секунд для He-Ne лазера.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 20-72-00065.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Masajada, J. The interferometric system using optical vortices as phase markers / J. Masajada, A. Popiołek-Masajada, D.M. Wieliczka // Opt. Comm. – 2002. – Vol. 207(1-6). – P. 85-93.
- [2] Popiołek-Masajada, A. Subpixel localization of optical vortices using artificial neural networks / A. Popiołek-Masajada, E. Frączek, E. Burnecka // Metrol. Meas. Syst. – 2021. – Vol. 28(3). – P. 497-508.
- [3] Frączek, E. Characterization of the Vortex Beam by Fermat's Spiral / E. Frączek, A. Popiołek-Masajada, S. Szczepaniak // Photonics. – 2020. – Vol. 7(4). – P. 1-11.
- [4] Wiseman, K.B. Three-dimensional interferometric stage encoder using a single access port / K.B. Wiseman, T. Kissinger, R.P. Tatam // Opt. Lasers. Eng. – 2021. – Vol. 137. – P. 1-10.
- [5] Heckenberg, N.R. Laser beams with phase singularities / N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, H. Rubinsztein-Dunlop, M.J. Wegener // Opt. Quantum. Electron. – 1992. – Vol. 24. – P. 951-962.

# Исследование ошибок термохимической лазерной записи скрещенных дифракционных решеток

Р.И. Куц  
Новосибирский национальный  
исследовательский государственный  
университет  
Институт автоматики и  
электрометрии СО РАН  
Новосибирск, Россия  
r.i.kuts@mail.ru

В.П. Корольков  
Институт автоматики и  
электрометрии СО РАН  
Новосибирск, Россия  
korolkov@iae.nsk.su

А.Р. Саметов  
Институт автоматики и  
электрометрии СО РАН  
Новосибирск, Россия  
sametov@iae.nsk.su

В.В. Черкашин  
Институт автоматики и  
электрометрии СО РАН  
Новосибирск, Россия  
Cherkaschin@iae.nsk.su

С.К. Голубцов  
Институт автоматики и  
электрометрии СО РАН  
Новосибирск, Россия  
golubtsovsk@iae.nsk.su

**Аннотация**—При реализации технологии прямой лазерной термохимической записи дифракционных структур на тонких металлических пленках необходимо учитывать граничные условия формирования микроэлементов. В данном исследовании рассматриваются ошибки топологии дифракционных структур, появляющиеся из-за разницы условий формирования на стыках прямоугольных микроэлементов. Были проведены записи тестовых структур на пленках хрома, исследованы механизмы возникновения ошибок термохимической записи. Проведено исследование по подбору технологических параметров лазерной записи для минимизации ошибок топологии.

**Ключевые слова**—дифракционный оптический элемент, прямая лазерная запись, тонкие пленки металлов, термохимическое окисление, ошибки топологии.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерные литографические системы хорошо зарекомендовали себя при создании дифракционных оптических элементов и компьютерно-синтезированных голограмм. На итоговую дифракционную эффективность, функциональность и точность изготовленных оптических элементов влияет ряд факторов, вызывающих ошибки формирования дифракционных микроструктур. С развитием технологии прямой лазерной записи проводились исследования по минимизации этих ошибок [1]. Ошибки могут быть связаны с нестабильностью механики литографических систем, приводящей к дрейфу начала системы координат и отклонению траектории движения пучка от расчетной формы [2]. Кроме того, существуют ошибки, связанные с граничными условиями формирования микроэлементов [3]. Если первая группа ошибок регистрируется уже после этапа проявления дифракционной структуры [4] и исправляется с помощью более качественной настройки механики и балансировки всей литографической системы, то ошибки, связанные с физикой процесса термохимического окисления [5] можно предотвратить на этапе построения файл-проекта будущего дифракционного элемента [3, 6].

Собственную специфику имеют ошибки, возникающие при реализации технологии прямой лазерной записи на высокоскоростных круговых сканирующих системах. За счет высокой линейной скорости сканирования, которая увеличивается с увеличением радиуса записи, возникает асимметрия краев записываемого лазерным пучком трека [6]. Короткий трек имеет каплевидную форму за счет изменения термодинамических условий от начального края до конечного. Из-за такой асимметрии возникает ошибка топологии при записи азимутально модулируемой структуры.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКАЖЕНИЙ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ СКРЕЩЕННЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

При записи прямолинейных периодических структур на установке, работающей в полярной системе координат, ошибки топологии структуры зависят от радиуса (линейной скорости) сканирования и угла пересечения лазерного трека с прямоугольными микроэлементами структуры. Для исследования была взята решетка Даммана с периодом 15 мкм (рис. 1а). Была произведена запись данной структуры на круговой лазерной записывающей системе CLWS-300IAE на пленке хрома. На рис. 1б представлена микрофотография участка полученной амплитудной решетки. Темные области соответствуют пленке хрома. Стрелкой показано направление сканирования.

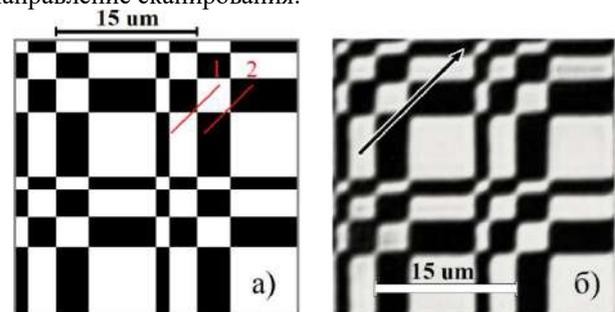


Рис. 1. Пример Решетка Даммана а) расчетная структура б) микрофотография на пропускание полученной структуры

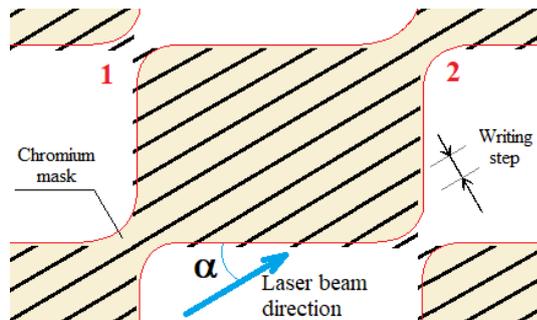


Рис. 2. Схема расположения лазерных треков для одного микроэлемента решетки

На рис. 2 схематически изображено расположение лазерных треков при записи одного микроэлемента скрещенной решетки. Ограниченной кривыми линиями областью обозначена полученная после проявления топология хромовой маски. Стрелкой показано направление сканирования лазерного пучка. Угол  $\alpha$  – угол входа лазерного трека в край структуры микроэлемента.

Видно, что в местах стыка дифракционных зон по диагонали присутствуют разрывы и слияния. Разрывы образуются в местах, где действует короткий лазерный импульс (точка 1 на рис. 2). Тогда энергии воздействия этого импульса недостаточно для прогрева с образованием оксидной маски. Слияния образуются в местах, где, наоборот, непрерывное излучение прерывается слишком коротким выключением (точка 2 на рис. 2).

Такого рода искажения наибольшим образом проявляются при входе траектории лазерного пучка в структуру микроэлемента под углом  $45^\circ$ . При угле  $90^\circ$  эти искажения практически отсутствуют и погрешность формы микроэлементов хромовой маски возникает в основном из-за неравномерности теплового уширения границ микроэлемента. На рис. 3 схематично показана мощность лазерного излучения вдоль участков траектории 1 и 2 (красные линии сечения на рис. 1(a)), приводящая к разрывам и слияниям, соответственно. Также показан критический уровень мощности ( $P_{\text{крит}}$ ), который соответствует порогу процесса термохимического окисления. При другой ориентации структуры относительно лазерного трека будет другое перераспределение искажений.

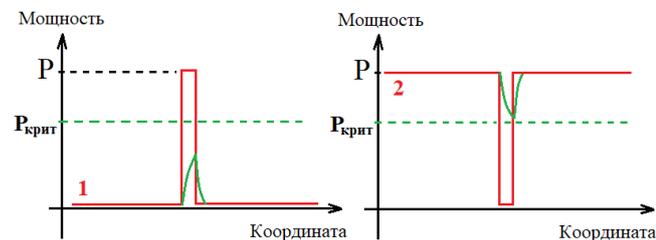


Рис. 3. Схема включения мощности излучения вдоль участков траекторий 1 и 2 (рис. 1(a))

В рамках данного исследования была произведена серия тестовых записей дифракционных скрещенных решеток Даммана при различных углах входа лазерного трека относительно ориентации прямолинейных структур. В связи с тем, что растекание тепла по поверхности металлической пленки способствует уширению минимального размера записывающего элемента, была предложена корректировка прямолинейных структур, заключающаяся в изотропном уменьшении размеров микроэлементов решетки. Были исследованы корректировки размера от 0 до 0,5 мкм. Показано, что оптимальная величина смещения каждой границы микроэлемента равняется 0,2 мкм. При этом, удалось частично ослабить проявление искажений на углах микроэлементов, что позволило улучшить выходные параметры готовой фазовой дифракционной решетки. В общем случае, такие ошибки на углах микроэлементов исправляются динамической коррекцией расчетной геометрии структур и локальной мощности записи. Реализация подобных алгоритмов нетривиальна и требует проведения дополнительной научно-исследовательской работы.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проведенного исследования показана зависимость погрешностей выходных параметров скрещенной дифракционной структуры, возникающих из-за искажений топологии структуры, от скорости сканирования записывающего пучка и от угла ориентации прямолинейных структур относительно направления лазерного сканирования. Были оптимизированы параметры записи для получения структур с наименьшим искажением.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Poleshchuk, A. Methods for minimizing the errors in direct laser writing of diffractive optical elements / A. Poleshchuk, V. Korolkov, V. Cherkashin, S. Reichelt, J. Burge // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing (Avtometriya)*. – 2003. – Vol. 43. – P. 3-13.
- [2] Jin, Z. Radial drift during polar laser direct writing / Z. Jin, J. Tan, Y. Liu, L. Wang, S. Zhang // *Opto-Electronic Engineering*. – 2008. – Vol. 35(7). – P. 38-43.
- [3] Yongjun, X. Method for correcting the joint error of a laser writer / X. Yongjun, Z. Lu, F. Li // *Optics Express*. – 2003. – Vol. 11(9). – P. 975-979.
- [4] Shimansky, R.V. Diffractive Sensor Elements for Registration of Long-Term Instability at Writing of Computer-Generated Holograms / R.V. Shimansky, D.A. Belousov, V.P. Korolkov, R.I. Kuts // *Sensors*. – 2021. – Vol. 21(19). – P. 6635.
- [5] Никитин, В.Г. Динамика процесса записи скрытого изображения в пленках хрома: моделирование и экспериментальные результаты / В.Г. Никитин // *Автоматрия*. – 2007. – Т. 43, № 6. – С. 97-107.
- [6] Кирьянов, А.В. Особенности применения- технологии записи скрытых изображений в пленках хрома при- синтезе прецизионных углоизмерительных структур / А.В. Кирьянов, В.Г. Никитин // *Автоматрия*. – 2009. – Т. 45, № 1. – С. 109-117.

# Investigation of optical amplification action in dielectric photonic crystals cavity based structure

A. Ur Rehman  
Balochistan University of  
Information Technology,  
Engineering and Management  
Sciences  
Quetta, Pakistan  
atiqkhantareen@gmail.com

Y. Khan  
Balochistan University of  
Information Technology,  
Engineering and Management  
Sciences,  
Quetta, Pakistan  
Yousuf.naudhani@gmail.com

S.A. Fomchenkov  
Samara National Research  
University,  
Image Processing Systems  
Institute - branch of the Federal  
Research Center "Crystallography  
and Photonics" RAS  
Samara, Russia  
s.a.fom@mail

M.A. Butt  
Samara National Research  
University  
Samara, Russia  
butt.m@ssau.ru

**Abstract**—In this paper, the 2D Photonic Crystals (PhCs) cavity-based structures are studied for their possible usage in optical amplification action in the near-infrared (NIR) spectral range. The spectral characteristics are investigated by varying the position and the size of the optical cavity in the PhC structure. Moreover, the optical amplification action is studied using two optical signal-based approach, i.e., a data signal and a control signal. The data signal is amplified in presence of a control signal depending on the position and size of the optical cavity. The numerical design and simulations are performed in open-source software based on the Finite Difference Time Domain (FDTD) technique. In the end, the results are concluded and an idea is set for the design of the optical amplification, optical switching, and filters.

**Keywords**— *Optical amplification, Photonic Crystal Cavity, Guided Mode Resonance, Finite-difference Time-domain.*

## 1. INTRODUCTION

For decades the scientific research has been focused on semiconductor electronics to fulfill the technological needs of the mankind. However, as the modern-day technology is advancing at a fast pace, the semiconductor industry is reaching its breaking point in terms of processing speed, power dissipation and computational capacity. The crucial instrument of the industry "Transistor" and its counting is increasing day by day in the devices according to Moore's law: to make it more reliable, fast, and credible. But with the same phase, the cost and losses (in the form of the heat) are increasing at the same rate. Hence, the time will be near, where there could be no alternative but to divert from this technology. Henceforth, a question is enquired, as what will be the arrangement that will overthrow the developed semiconductor technology and outperform it. The answer from many points of view could be *Optical technology*, which in turn is in its initial phases of the research. The alternate to the electron's skill, the exploration of photons is well studied and has seen a peak in the last two decades both from the sight of researchers and commercial silicon industries [1]. The optical structure will be dependent upon the light, its manipulations, and control. Therefore, such devices and themes must be designed to attain the working credibility corresponding to optical amplification. Among

such arrangements, the Photonic Crystals (PhCs), are the capable structures of controlling the light at wavelength scale and to perform optical switching [2-3].

## 2. METHODOLOGY

The design of the proposed structures is investigated using the Finite Difference Time Domain (FDTD) approach using the open-source MIT Electromagnetic Equation Propagation (MEEP) software [4]. The proposed structure shown in Fig. 1 represents the cross-sectional view of the simulation domain with an optical membrane with PhC holes in it. A lattice constant of  $a = 1 \mu\text{m}$  is chosen in order to design the PhC structure to operate in NIR range, using user-defined number of frequencies  $n_f=550$ . Similarly, to produce smooth, recognizable and best fit results of the structures, the smoothing factor (grid resolution) is used, equal to  $1/\text{resolution}$ . Therefore, the resolution taken for this research is 20, equaling the smoothing factor to 0.05, which is smaller than  $\text{wavelength}/30$  equaling to 0.052. Moreover, a 2D simulation domain with size of  $27a \times 0a \times 11a$  (x, y and z-dimension) was used, including the boundary conditions. Similarly, two planewave sources with central wavelength of  $1.55 \mu\text{m}$  were used for generation of data and control signal (guided source) with  $E_x$  and  $E_z$  polarizations, respectively. The control or pump source is placed inside the waveguide and the data signal is coupled vertically to the PhC structure to create the phenomena of optical amplification as reflected in Fig. 2. The simulation domain is terminated with Perfectly Matched Layer (PML) boundary conditions to absorb the outgoing EM field and avoid back reflections.

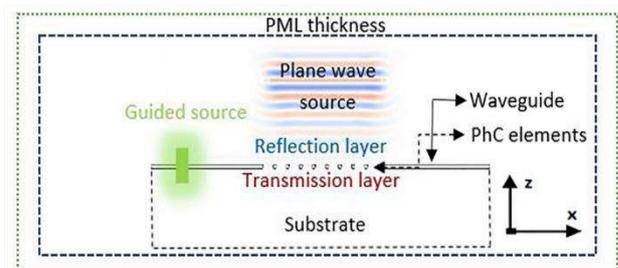


Fig. 1. Cross-sectional view of the simulation domain depicting the PhC structure, placement of the excitation sources, field monitor layers and the boundary conditions

### 3. RESULTS

The investigated results of optical amplification are depicted in Fig. 2. The radius of the PhC cavity at the start of the optical membrane is varied from  $0.06a$  to  $0.35a$  to study the optical amplification action and spectral shifting of the resonant modes. The optical amplification is studied in two steps. At first, only the data source is turned on and the resultant reflection peak is measured at the reflection flux monitor layer, reflecting as the radius of the cavity is varied from  $0.06a$  to  $0.35a$ , a blue shift is observed in reflection peak of the guided modes which also indicates a drop in effective refractive index of the waveguide. Moreover, the coupling of energy into the PhC membrane is highest for smaller cavity radii values and lowest for bigger cavity radii.

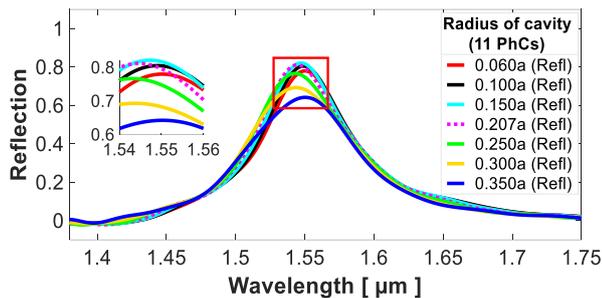


Fig. 2. Spectral response of the proposed structure showing optical amplification of the reflection peaks in a 11 PhC-element structure for variation in the radius of cavity

In the second step, both the data signal and the pump signal are tuned on simultaneously and the resulting field is recorded at the reflection monitor layer as imitated in Fig. 3 and compared for study of the amplification action using the size of the cavity as  $0.100a$ ,  $0.207a$  and  $0.350a$ .

The best amplification results are observed at smaller cavity radii values as it can be seen in the inset provided in the Fig. 3. An optimum optical cavity value to get the best amplification is concluded to be  $0.15a$ .

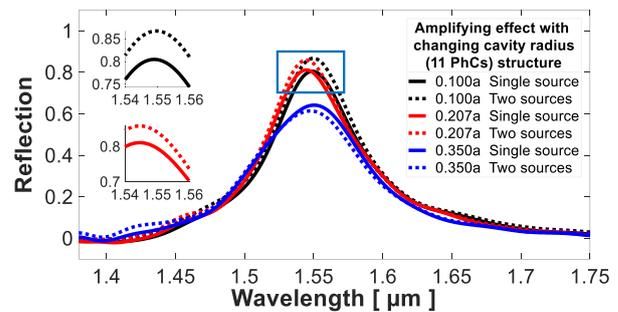


Fig. 3. Optical amplification of data signal for three different values of PhC-cavity radius

### 4. CONCLUSION

In this work an optical amplification action is investigated in a dielectric PhC cavity-based structure. The data source is coupled inside the PhC waveguide as per principle of GMR, where the pump source is placed inside the waveguide. It is concluded that a cavity radius of  $0.15a$  gives the best amplification results while keeping the radius of PhC-elements as  $0.30a$ . Further, increasing the radius of the cavity shifts the guided modes from longer wavelength towards shorter wavelengths.

### ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to acknowledge Nanophotonics group members at BUITEMS, Quetta and Miss Parveen Ghoutie for their co-operation and making this research possible.

### REFERENCES

- [1] Jamois, C. Silicon based Two-Dimensional Photonic Crystal Waveguides / C. Jamois, R.B. Wehrspohn, L.C. Andreani, C. Hermann, O. Hess, U. Gösele // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2003. – Vol. 1. – P. 1-13.
- [2] Li, Zh.-Y. Design of Silicon Photonic Crystal Integrated Optical Devices / Zh.-Y. Li, L. Gan, Ch. Wang // 12th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD). – 2012. – P. 87-88.
- [3] Yanik, M.F. All-Optical Transistor Action with Bistable Switching in a Photonic Crystal Cross-Waveguide Geometry / M.F. Yanik, Sh. Fan, M. Soljačić, J.D. Joannopoulos // Optics Letters. – 2003. – Vol. 28(24). – P. 2506-2508.
- [4] MEEP Tutorial [Electronic resource]. – Access mode: <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/> (20.03.2022).

# Моды шепчущей галереи в многогранных микрокристаллах оксида цинка

А.П. Тарасов

Федеральный научно-исследовательский центр "Кристаллография и Фотоника" Российской академии наук  
Москва, Россия  
tarasov.a@crys.ras.ru

**Аннотация**—Разработка миниатюрных лазеров, работающих в УФ диапазоне, равно как и изучение природы вынужденного излучения в таких устройствах – важная задача современных лазерной физики и оптоэлектроники. В работе исследуется лазерный эффект в УФ диапазоне в многогранных микрокристаллах оксида цинка – полезной структуре для изучения вынужденного излучения в ZnO при комнатной температуре. Показывается, что в лазерной генерации участвуют моды шепчущей галереи (МШГ), возбуждаемые в кристаллах с размерами ~ 10 – 15 мкм. Низкие пороги генерации на МШГ позволяют использовать экситонные механизмы рекомбинации для формирования оптического усиления.

**Ключевые слова**— ZnO, УФ, вынужденное излучение, лазерная генерация, экситонное излучение, моды шепчущей галереи, микрорезонатор, микрокристалл.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

ZnO – широкозонный полупроводник, обладающий высоким коэффициентом оптического усиления в ближней УФ области [1,2]. Его лазерные свойства исследуются на протяжении многих лет, однако на данный момент остаются задачи как фундаментального, так и практического планов. В частности, существует задача снижения оптических потерь в микрорезонаторах ZnO, а также во многих случаях остаётся весьма спорным вопрос о природе вынужденного излучения (ВИ) в таких микрорезонаторах при комнатной температуре (КТ) [3]. Как было показано в работе [4], перспективной структурой для изучения ВИ и лазерной генерации (ЛГ) в ZnO при КТ являются многогранные микрокристаллы (далее – многогранники). Среди преимуществ этих кристаллов можно отметить большой диапазон размеров (от ~ 10 до 80 мкм) и малую плотность кристаллов на подложке, что делает их удобным объектом для изучения. В частности, исследования, проведенные в [4], позволили понять, что ВИ в многогранниках, дающее необходимое усиление для возбуждения в них ЛГ при КТ, вероятнее всего, появляется в результате рассеяния свободных носителей (преимущественно электронов) на свободных экситонах, по крайней мере, вблизи порога ЛГ. Переход в режим усиления в электронно-дырочной плазме возможен при превышении порога ЛГ и росте оптической накачки.

В представляемой работе приводятся оценки оптических мод в многогранниках в целях определения природы формируемого микрорезонатора. Установление типа микрорезонатора и получение результатов о характере оптических процессов, приводящих к ВИ в материале микрорезонатора, – необходимый этап в исследовании любого микролазера. В данном случае такое исследование дополнит представления о связи морфологии и размеров микрорезонатора ZnO с

возбуждаемым типом оптических мод и природой ВИ, обеспечивающего необходимое усиление для ЛГ на этих модах.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для исследования лазерной генерации (ЛГ) был использован образец ZnO содержащий многогранные микрокристаллы и изготовленный методом газофазного синтеза [4]. Возбуждение ЛГ осуществлялось с помощью 3-й гармоники импульсного Nd:YAG лазера (длина волны 355 нм, длительность импульса ~ 10 нс, частота повторения импульсов 15 Гц). Излучение образца регистрировалось с помощью монохроматора МДР-206, совмещенного с ПЗС-матрицей. Измерения проводились при комнатной температуре (КТ).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Микроизображение одного из многогранников, полученное с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ), показано на рис. 1. ЛГ исследована в нескольких местах образца. На рис. 2 показаны спектры ЛГ, возникающей в двух различных кристаллах. При превышении пороговой накачки в обоих кристаллах возбуждаются две оптические моды.

Чаще всего в гексагональных микрокристаллах ZnO реализуются оптические микрорезонаторы либо с модами Фабри-Перо, возбуждаемые между парами противоположных граней кристалла, либо с модами шепчущей галереи (МШГ), возникающими при полном внутреннем отражении света на боковых гранях микрокристалла (обычно в плоскости, перпендикулярной с-оси кристалла) [5], иногда можно наблюдать оба типа мод. Принимая во внимание спектральное расстояние между лазерными линиями и размеры изучаемых многогранников, возбуждение мод типа Фабри-Перо между противоположными гранями микрокристаллов можно исключить.

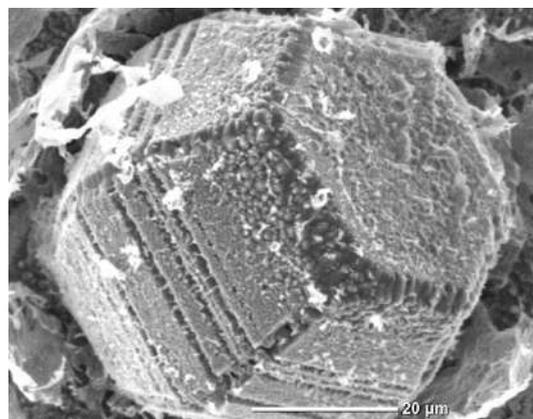


Рис. 1. Микрофотография многогранного микрокристалла ZnO

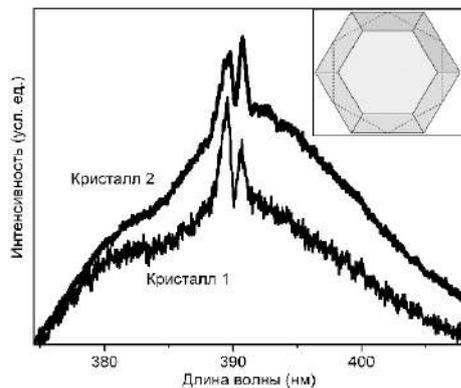


Рис. 2. Лазерные спектры двух многогранных микрокристаллов ZnO при накачке немного выше пороговой. На вставке – схематичное изображение МШГ в таком кристалле

В рассматриваемом случае реализуются МШГ в гексагональном сечении центральной части относительно небольших многогранников (см. вставку на рис. 2). В рамках простой планарной модели МШГ спектральное положение моды с ТЕ-поляризацией и номером  $N$  определяется выражением

$$\lambda_N = \frac{1.5\sqrt{3}n(\lambda)D}{N + \frac{6}{\pi}\tan^{-1}(n(\lambda)\sqrt{3n(\lambda)^2-4})}, \quad (1)$$

где  $D$  – диаметр гексагонального резонатора,  $n(\lambda)$  – показатель преломления в случае ТЕ-поляризации (вектор  $E$  перпендикулярен  $s$ -оси) [6]. На рис. 3 проиллюстрирована зависимость (1) для МШГ с ТЕ-поляризацией при использовании  $n(\lambda)$  из [7] в двух диапазонах диаметров гексагональных сечений  $D$ , в которых наблюдается совпадение спектральных положений экспериментально наблюдаемых лазерных линий (рис. 2) и соседних ТЕ-мод. Обозначенный диапазон  $D$  (9,8 – 11,3 мкм) соответствует размерам многогранников, наблюдаемых с помощью РЭМ. В целом, использование различных литературных данных по  $n(\lambda)$  (например, [7-9]) дает значения  $D$  менее 15 мкм, что соответствует относительно небольшим многогранникам, исследованным в эксперименте. Более крупные кристаллы демонстрируют только усиленное спонтанное излучение [4].

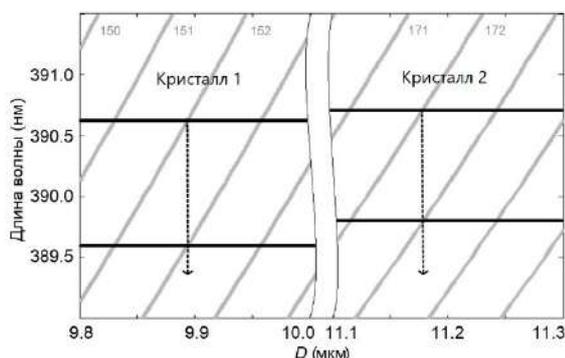


Рис. 3. Расчетные зависимости  $\lambda_N(D)$  (серые кривые) и экспериментально наблюдаемые положения лазерных линий (горизонтальные прямые). Левая и правая части соответствуют кристаллам 1 и 2 на рис. 2

Рассмотрение МШГ с ТМ-поляризацией по (1) не дало разумных результатов при сравнении с экспериментом. Кроме того, известно, что ТМ-МШГ обладают меньшей интенсивностью по сравнению с ТЕ-модами [6], поэтому при околопороговых накачках ТМ-моды могут не наблюдаться.

По сравнению с модами Фабри-Перо в ZnO, МШГ чаще всего обеспечивают возможность более низкопороговой ЛГ. Это позволяет использовать экситонные механизмы рекомбинации в формировании вынужденного излучения и необходимого для генерации оптического усиления.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Форма многогранных микрокристаллов ZnO, их размеры и хорошее оптическое качество, обеспечиваемое ростом по механизму ПЖК, позволяют возбуждать в них лазерную генерацию на модах шепчущей галереи с достаточно низкими порогами, при этом вынужденное излучение формируют экситонные процессы рекомбинации.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-3140.2022.1.2).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Klingshirn, C.F. Zinc oxide: from fundamental properties towards novel applications / C.F. Klingshirn, B.K. Meyer, A. Waag, A. Hoffmann, J. Geurts. – Berlin:Springer, 2010. – 365 p.
- [2] Klingshirn, C.F. Semiconductor optics / C.F. Klingshirn. – Berlin: Springer, 2012.
- [3] Klingshirn, C. Room-temperature stimulated emission of ZnO: Alternatives to excitonic lasing / C. Klingshirn, R. Hauschild, J. Fallert, H. Kalt // Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys. – 2007. – Vol. 75. – P. 115203.
- [4] Тарасов, А.П. Вынужденное излучение и лазерная генерация в многогранных микрокристаллах ZnO / А.П. Тарасов, Л.А. Задорожная, А.Э. Муслимов, Ч.М. Брискина, В.М. Каневский // Письма в ЖЭТФ. – 2021. – Т. 114(9). – С. 596-603. DOI: 10.31857/S1234567821210035.
- [5] Dong, H. Ultraviolet lasing behavior in ZnO optical microcavities / H. Dong, B. Zhou, J. Li, J. Zhan, L. Zhang // Journal of Materiomics. – 2017. – Vol. 3(4). – P. 255-266.
- [6] Czekalla, C. Whispering gallery mode lasing in zinc oxide microwires / C. Czekalla, C. Sturm, R. Schmidt-Grund, B. Cao, M. Lorenz, M. Grundmann // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 92. – P. 241102.
- [7] Park, Y.S. Index of refraction of ZnO / Y.S. Park, J.R. Schneider // J. Appl. Phys. – 1968. – Vol. 39. – P. 3049-3052.
- [8] Morkoc, H. Zinc oxide: Fundamentals, materials and device technology / H. Morkoc, U. Ozgur. – Weinheim: Wiley-VCH, 2009. – 490 p.
- [9] Тарасов, А.П. Анализ лазерной генерации тетраподов ZnO, полученных методом карботермического синтеза / А.П. Тарасов, Ч.М. Брискина, В.М. Маркушев, Л.А. Задорожная, А.С. Лавриков, В.М. Каневский // Письма в ЖЭТФ. – 2019. – Т. 110, № 11. – С. 750-754. DOI: 10.1134/S0370274X19230073.

# Silver nanoparticles-based substrate for blood plasma analysis under 785 nm laser excitation

S.Z. Al-Sammarraie  
Samara National Research University  
Samara, Russia  
saharzead@rocketmail.com

L.A. Bratchenko  
Samara National Research University  
Samara, Russia  
shamina94@inbox.ru

E.N. Typikova  
Samara National Research University  
Samara, Russia  
nil-6ssau@mail.ru

P.A. Lebedev  
Samara State Medical University  
Samara, Russia  
palebedev@yahoo.com

V.P. Zakharov  
Samara National Research University  
Samara, Russia  
zakharov@ssau.ru

I.A. Bratchenko  
Samara National Research University  
Samara, Russia  
bratchenko@ssau.ru

**Abstract**—The implementation of Raman and surface enhanced Raman spectroscopy (SERS) for the detection of disease has increased in recent years. The reasons for their increased implementation have often been attributed to their well-known advantages, including the production of narrow spectral bands, which are characteristic of the molecular components present, their non-destructive method of analysis and the sensitivity and specificity which they can confer. In this study, plasma samples were examined using conventional Raman (CR) and SERS. The obtained results demonstrate that the proposed SERS technique is stable and has significant potential in clinical diagnosis applications.

**Keywords**— surface-enhanced Raman spectroscopy, Enhancement Factor, blood plasma, silver nanoparticles, Raman band shift.

## 1. INTRODUCTION

In latest years, Surface-enhanced Raman Scattering (SERS) spectroscopy has been increasingly used with the aim of developing diagnostic applications. The high sensitivity, the ease of use and the increasing availability of relatively inexpensive portable Raman instruments, make SERS particularly attractive for the development of point-of-care and screening tests of biological samples, such as blood derivatives or tissues [1–3]. Blood plasma are biofluids universally used as samples in diagnostics, since they are rich in biochemical and biological information, they are easily available and non-invasively collected. For the same reasons, they are commonly stored for research purposes in biobanks. In the current work to implement a simple analysis of human plasma using SERS, a silver SERS substrate was prepared [4]. The goal of this work was to develop a SERS technique based on silver nanoparticles (Ag NPs) application for simple, reliable and rapid analysis of human plasma. To assess the prospects of the proposed SERS technique and a comparative analysis of the conventional Raman (CR) spectra and SERS characteristics of plasma samples.

## 2. MATERIALS AND METHODS

### A. Colloidal silver nanoparticles solution

Silver nitrate and trisodium citrate were used as starting materials for the preparation of (AgNPs). The silver colloid was prepared by using chemical reduction method. All solutions of reacting materials were prepared in distilled water. In typical experiment 20 ml of distilled water heated to boil. To this solution 3 mL of AgNO<sub>3</sub> and 6 mL of trisodium citrate (Na<sub>3</sub>C<sub>6</sub>H<sub>5</sub>O<sub>7</sub>) was added. The resulting

solution was heated at 95°C for 20 min until a yellow-green solution is formed. Then the solution was removed from the heating device and stirred until cooled to room temperature.

### B. Plasma samples preparation

A standardized sampling was carried out from patients of the Samara Regional Clinical Hospital named after V.D. Seredavina. The study included patients with stages 1-3a of chronic kidney disease. The study protocols were approved by the ethical committee of Samara State Medical University. All the subjects who participated in this study gave their written informed consent at the beginning of the study. The blood plasma samples were collected from patients in fasting condition and placed in sealed containers, followed by freezing at a temperature of -16 °C. Immediately before the start of the analysis, the blood plasma samples were defrosted at room temperature. Each blood plasma samples were dropped in a volume of 1.5 µl and dried for 30 minutes: on aluminum foil for CR analysis; on aluminum foil with the layer of dried silver colloid for SERS analysis.

### C. Experimental setup and spectra collection

The experimental setup for Raman analysis of human plasma includes a spectrometric system (EnSpectr R785, Spektr-M, Chernogolovka, Russia) and a microscope (ADF U300, ADF, China). Focusing the exciting radiation and collecting the scattered radiation were implemented using 50x Objective LMPlan. The stimulation of collected spectra was performed by the laser module with central wavelength 785 nm. The diameter of the laser spot at the focus on the sample surface was 5 µm. The laser power was 10 mW for the SERS technique and 60 mW for the CR technique. Exposure time was 4 seconds for SERS and 20 seconds for CR.

## 3. RESULTS AND DISCUSSION

At the first stage, the characteristic spectral features of a human plasma sample using the SERS technology, using the CR technology, and the spectral characteristics of the prepared silver SERS substrate were considered. Fig. 1 shows the recorded raw SERS and CR spectra of plasma. As can be seen from Fig. 1, the spectral contribution of the silver substrate to the SERS spectrum of the plasma sample is insignificant. Only a few Raman peaks could be observed in the regular Raman spectra of the plasma sample. The SERS spectra of the plasma sample, obtained with the proposed technique with AgNPs shows multiple distinctive peaks, and the intensity of these peaks is enhanced compared with that of CR spectra.

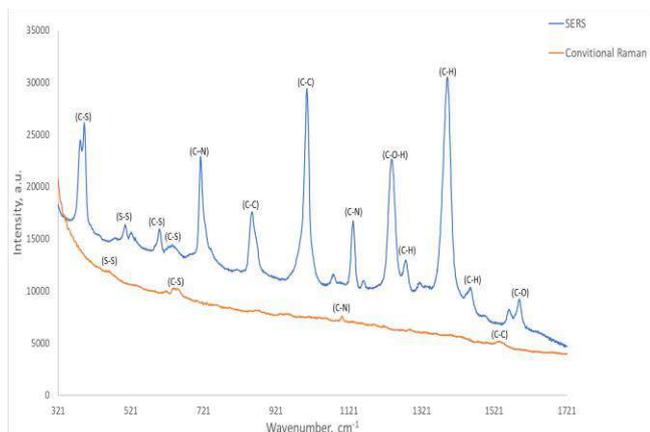


Fig. 1. Comparison of the raw spectrum of a blood plasma sample for CR and SERS

The major CR peaks are observed at 480, 641, 1100 and 1540  $\text{cm}^{-1}$  and may be attributed to biochemical components of nucleic acids, fatty acids and Amide I group. For SERS measurements we observe strongly enhanced bands which may be attributed to such biochemical components as nucleic acids (607, 641, 714, 856, 1132, 1240 and 1400  $\text{cm}^{-1}$ ), carbohydrates (641 and 1094  $\text{cm}^{-1}$ ), lipids (1280 and 1338  $\text{cm}^{-1}$ ) etc. The observed SERS peaks are indicators of the corresponding plasma components [5-7].

Several of the observed bands clearly stand out by the impact of SERS technique at 400, 607, 714, 856, 1003, 1240 and 1400  $\text{cm}^{-1}$ . These bands were undetectable by CR spectroscopy, as the intensities of these bands are weaker than the intensity of the autofluorescence and noise signals. The SERS spectrum of plasma with AgNPs showed many dominant vibration bands, indicating a strong interaction between the silver colloids and the plasma substances. [5-7]. In SERS spectrum, bands of several molecules could be shifted compared with the bands of these molecules in the CR spectrum. Such shift may be observed from 480, 1100 and 1540  $\text{cm}^{-1}$  bands to 505, 1132 and 1560  $\text{cm}^{-1}$  bands respectively. This might be due to the strong interaction between prepared substrate and analyte [8]. Which is demonstrates the blueshift of the SERS spectrum relative to the CR spectrum that observed shift is related to the change of the chemical bond's energy. Moreover, the reason for the blueshift or the redshift of the Raman peak is the change of the corresponding chemical bonds, leading to the migration of electron clouds. Specifically, the change involves the transformation of interatomic bond force and distance [9].

#### 4. CONCLUSION

In this study human blood plasma samples were examined using CR and newly proposed SERS technique. The obtained results indicate accuracy and stability of the proposed SERS substrates., the proposed SERS technique provides a

capability to detect Raman bands 480, 641, 1100 and 1540  $\text{cm}^{-1}$  which may be attributed to such biochemical components as nucleic acids, carbohydrates, lipids, etc. These bands were not presented in the CR spectra of human plasma; thus, SERS analysis increases the possibility to detect disease biomarkers during blood samples analysis. The obtained results demonstrate that the proposed SERS technique is stable, no-invasiveness with no blinking phenomenon and has significant potential in clinical diagnosis applications

#### ACKNOWLEDGMENT

The study was supported by a grant from the Russian Science Foundation No. 21-75-10097 <https://rscf.ru/project/21-75-10097/>.

#### REFERENCES

- [1] Bonifacio, A. Surface-enhanced Raman spectroscopy of blood plasma and serum using Ag and Au nanoparticles: a systematic study / A. Bonifacio, S. Dalla Marta, R. Spizzo, S. Cervo, A. Steffan, A. Colombatti, V. Sergio // *Analytical and Bioanalytical Chemistry*. – 2014. – P. 2355-2365.
- [2] Bratchenko, L.A. Comparative study of multivariate analysis methods of blood Raman spectra classification / L.A. Bratchenko, I.A. Bratchenko, A.A. Lykina, M.V. Komarova, D.N. Artemyev, O.O. Myakinin, A.A. Moryatov, I.L. Davydkin, S.V. Kozlov, V.P. Zakharov // *Journal of Raman Spectroscopy*. – 2020. – Vol. 51(2). – P. 279-292.
- [3] Bratchenko, L.A. Raman spectroscopy of human skin for kidney failure detection / L.A. Bratchenko, I.A. Bratchenko, Y.A. Khristoforova, D.N. Artemyev, D.Y. Konovalova, P.A. Lebedev, V.P. Zakharov // *Journal of Biophotonics*. – 2021. – Vol. 14(2). – P. e202000360.
- [4] Bratchenko, I.A. In vivo diagnosis of skin cancer with a portable Raman spectroscopic device / I.A. Bratchenko, L.A. Bratchenko, A.A. Moryatov, Y.A. Khristoforova, D.N. Artemyev, O.O. Myakinin, A.E. Orlov, S.V. Kozlov, V.P. Zakharov // *Experimental Dermatology*. – 2021. – Vol. 30(5). – P. 652-663.
- [5] Subaihi, A. Rapid, accurate, and quantitative detection of propranolol in multiple human biofluids via surface-enhanced Raman scattering / A. Subaihi, L. Almanqur, H. Muhamadali, N. AlMasoud, D.I. Ellis, D.K. Trivedi, K.A. Hollywood, Y. Xu, R. Goodacre // *Analytical chemistry*. – 2016. – Vol. 88(22). – P. 10884-10892.
- [6] Witkowska, E. Detection and identification of human fungal pathogens using surface-enhanced Raman spectroscopy and principal component analysis / E. Witkowska, T. Jagielski, A. Kamińska, A. Kowalska, A. Hrynciewicz-Gwóźdź, J. Waluk // *Analytical Methods*. – 2016. – Vol. 8(48). – P. 8427-8434.
- [7] Liu, R. Surface-enhanced Raman scattering study of human serum on PVA–Ag nanofilm prepared by using electrostatic self-assembly / R. Liu, X. Zi, Y. Kang, M. Si, Y. Wu // *Journal of Raman Spectroscopy*. – 2011. – Vol. 42(2). – P.137-144.
- [8] Pichardo-Molina, J.L. Raman spectroscopy and multivariate analysis of serum samples from breast cancer patients / J.L. Pichardo-Molina, C. Frausto-Reyes, O. Barbosa-García, R. Huerta-Franco, J.L. González-Trujillo, C.A. Ramírez-Alvarado, G. Gutiérrez-Juárez, C. Medina-Gutiérrez // *Lasers in medical science*. – 2007. – Vol. 22(4). – P. 229-236.
- [9] Liao, Q. Surface-enhanced Raman scattering and DFT computational studies of a cyanuric chloride derivative / Q. Liao, M. Y. Li, R. Hao, X. C. Ai, J. P. Zhang, Y. Wang // *Vibrational spectroscopy*. – 2007. – Vol. 44(2). – P. 351-356.

# Волоконная вихревая акусто-оптика

Д.В. Викулин  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
vikulindmitriy@mail.ru

Е.В. Баршак  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
lena.barshak@gmail.com

Б.П. Лапин  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
lapinboris@gmail.com

А.А. Енина  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
enina@cfuv.ru

К.Н. Алексеев  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
c.alexeyev@yandex.ua

М.А. Яворский  
Крымский федеральный  
университет им. В.И. Вернадского  
Симферополь, Россия  
maxyavorsky@yahoo.com

**Аннотация**—В данной работе исследовано распространение света в циркулярных волокнах с возбужденной циркулярно-поляризованной акустической волной высшего порядка, переносящей полный угловой момент  $\pm 2$  на фонон. Получены аналитические выражения для резонансных мод и спектра постоянных распространения. Продемонстрирована эффективная генерация оптических вихрей высших порядков непосредственно из фундаментальной моды.

**Ключевые слова**— оптические вихри, орбитальный угловой момент, акусто-оптическое взаимодействие.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1-3], что индуцируемое бегущей в оптическом волокне фундаментальной изгибной акустической волной акусто-оптическое взаимодействие (АОВ) может быть использовано для эффективного динамического управления и генерирования пучков с геликоидальным волновым фронтом – оптических вихрей (ОВ) [4]. Благодаря ряду свойств, в частности наличию орбитального углового момента (ОУМ), данные пучки находят широкое практические применения в различных областях, особенно в области информационных технологий [5-6]. Понятно, что для полноценного практического применения топологически заряженных пучков необходимы устройства, способные как эффективно их возбуждать, так и осуществлять управление параметрами. Для генерации ОВ были созданы различные устройства, такие как q-пластинки, фазовые диаграммы или дифракционные решетки [4]. Однако подобные устройства существенно ограничены в способности управления вихревыми пучками. Поэтому представляется актуальным исследование новых способов эффективной генерации пучков ОВ и динамического управления их параметрами посредством акустических волн высших порядков. Таким образом, в данной работе изучено влияние изгибной акустической волны, переносящей полный угловой момент  $\pm 2$  на фонон, на распространение света в циркулярном слабнонаправляющем волокне.

## 2. АКУСТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ОВ

В данной работе изучено распространение монохроматического оптического излучения в циркулярном волокне с возбужденной циркулярно-поляризованной акустической волной высшего порядка, переносящей полный угловой момент  $\pm 2$ .

Диэлектрическая проницаемость такой системы может быть записана в виде:

$$\varepsilon(r, \varphi, z, t) = \varepsilon_0(r) + \delta\varepsilon_g(r, \varphi, z, t), \quad (1)$$

где первое слагаемое – диэлектрическая проницаемость невозмущенного циркулярного волокна, второе описывает индуцируемый бегущей акустической волной эффект смещения физических точек волокна.

Реализуемые на практике приближения позволяют рассматривать АОВ как возмущение, что позволяет применить развитую ранее резонансную теорию возмущений [5] для решения волнового уравнения с «акусто-оптической» диэлектрической проницаемостью (1) в скалярном приближении и аналитически определить структуру оптических резонансных мод и спектра постоянных распространения.

Резонансные моды системы представлены взвешенной суперпозицией циркулярно-поляризованной фундаментальной моды и идентично-поляризованного ОВ. Отметим, что частоты парциальных полей оказываются сдвинутыми на частоту акустической волны, моды вырождены по направлению циркулярной поляризации.

Полученная структура резонансных мод позволяет аналитически решить практически важную задачу о распространении фундаментальной моды в акустически-возмущенном волокне. Действительно, пусть система настроена на резонанс, тогда возбуждаемая на входном торце волокна циркулярно-поляризованная фундаментальная мода на оптимальной при данных параметрах длине конверсии полностью трансформируется в ОВ высшего порядка:

$$|\sigma, 0\rangle e^{-i\omega t} \rightarrow |\sigma, -M_a\rangle e^{-i(\omega - \Omega)t}, \quad (2)$$

где ОВ  $|\sigma, \ell\rangle = (1/\sqrt{2})(1, i\sigma)^T F_{|\ell|}(r) e^{i\ell\varphi}$ ,  $\sigma = \pm 1$  задает состояние поляризации,  $\ell = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  - топологический заряд вихря,  $F_{|\ell|}$  - известное радиальное распределение оптического поля,  $M_a$  - полный угловой момент акустической волны,  $\omega$  и  $\Omega$  - частота оптической и акустической волн соответственно. Это преобразование описывает новую акустически управляемую генерацию ОВ высшего порядка непосредственно из фундаментальной моды. Важно, что топологический заряд генерируемого ОВ с точностью до знака равен полному угловому моменту акустической волны.

Возможен обратный процесс. Так возбуждаемый на входном торце волокна ОВ с топологическим зарядом, равным с точностью до знака полному угловому моменту акустической волны, на оптимальной длине конверсии оказывается полностью преобразованным в фундаментальную моду на сдвинутой вверх частоте:

$$|\sigma, -M_a\rangle e^{-i\omega t} \rightarrow |\sigma, 0\rangle e^{-i(\omega+\Omega)t}. \quad (3)$$

Установленная модовая структура акустически-возмущенного волокна позволяет определить интеграл перекрытия между оптическими и акустической радиальными функциями и выполнить численный расчет параметров (оптимальная длина конверсии, эффективность и т.д.) оптической модовой конверсии при конкретных параметрах оптического волокна и бегущей изгибной акустической волны. Например, в циркулярном волокне с волоконным параметром  $V = 9,41$ , радиусом сердцевинки  $r_0 = 5$  мкм, высотой профиля  $\Delta = 0,008$ , мощностью акустического вихря 100 мВт на длине волны гелий-неонового лазера 632,8 нм наименьшая длина оптической конверсии составляет 16 см. Полный угловой момент акустического вихря равен  $\pm 2$ , частота акустической волны  $\nu = 23,2064$  МГц.

Изучено влияние параметров изгибной акустической волны на процесс модовой конверсии в зависимости от близости к резонансу и мощности акустической волны. Расчет показывает, что эффективность модового преобразования достигает 100 % при строгом выполнении условий резонанса, а отстройка от резонанса приводит к снижению эффективности преобразования пучка и уменьшению длины волокна, на которой достигается максимум энергии при данных параметрах. Увеличение мощности акустической волны приводит к уменьшению длины конверсии, что позволяет модулировать интенсивность генерируемого вихря посредством изменения акустической мощности при некоторой фиксированной длине оптического волокна. Произведен расчет эффективности генерации вихревого пучка в спектральной области. Показано, что процесс генерации вихря сохраняет эффективность генерации более 60% при сдвиге длины волны не более 2 нм относительно исходной, при которой выполняется условие резонанса.

Полученные результаты могут быть использованы для практической реализации полностью волоконных акусто-

оптических устройств нового поколения, позволяющих осуществлять динамическое управление пучками, переносящих ОУМ.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе изучено распространения оптических пучков в циркулярных волокнах с возбужденной циркулярно-поляризованной изгибной акустической волной высшего порядка. Получены аналитические выражение для резонансных мод и соответствующих постоянных распространения. Продемонстрирована эффективная устойчивая генерация ОВ с ТЗ  $\pm 2$  непосредственно из фундаментальной моды. Полученные результаты могут быть применены при создании акусто-оптических устройств ОУМ фотоники нового поколения.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда, проект № 20-12-00291.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Yavorsky, M.A. Revised model of acousto-optic interaction in optical fibers endowed with a flexural wave / M.A. Yavorsky, D.V. Vikulin, E.V. Barshak, B.P. Lapin, C.N. Alexeyev // Optics Letters. – 2019. – Vol. 44(3). – P. 598-601. DOI: 10.1364/OL.44.000598.
- [2] Zhang, W. High-order optical vortex generation in a few-mode fiber via cascaded acoustically driven vector mode conversion / W. Zhang, L. Huang, K. Wei, P. Li, B. Jiang, D. Mao, F. Gao, T. Mei, G. Zhang, J. Zhao // Optics Letters. – 2016. – Vol. 41(21). – P. 5082-5085. DOI: 10.1364/OL.41.005082.
- [3] Yavorsky, M. Photon-phonon spin-orbit interaction in optical fibers / M. Yavorsky, D. Vikulin, C. Alexeyev, V. Belotelov // Optica. – 2021. – Vol. 8(5). – P. 638-641. DOI: 10.1364/OPTICA.416498.
- [4] Shen, Y. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / Y. Shen, X. Wang, Z. Xie // Light: Science & Applications. – 2019. – Vol. 8(1). – P. 1-29. DOI: 10.1038/s41377-019-0194-2.
- [5] Alexeyev, C.N. Perturbation theory approach for the wave equation in fibre acousto-optics / C.N. Alexeyev, E.V. Barshak, A.V. Volyar, M.A. Yavorsky // Journal of Optics. – 2010. – Vol. 12.(11). – P. 115708. DOI: 10.1088/2040-8978/12/11/115708.
- [6] Bozinovic, N. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers / N. Bozinovich, Y. Yue, Y. Ren, P. Kristensen, H. Huang // Science. – 2013. – Vol. 340(6140). – P. 1545-1548. DOI: 10.1126/science.1237861.
- [7] Willner, A.E. Optical communications using orbital angular momentum beams / A.E. Willner, H. Huang, Y. Yan, Y. Ren // Advances in Optics and Photonics. – 2015. – Vol. 7(1). – P. 66-106. DOI: 10.1364/AOP.7.000066.

# Расходимость пучка в области обратного потока энергии

Д.Р. Субеев

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
dinars163@gmail.com

С.С. Стафеев

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Институт систем обработки изображений – филиал  
ФНИИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самара, Россия  
sergey.stafeev@gmail.com

**Аннотация**—С помощью формул Ричардса-Вольфа исследовалась фокусировка и расходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка. Было показано, что в области обратного потока пучок сходится там, где в области прямого потока он расходится. Максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом расходимости пучка в области обратного потока.

**Ключевые слова**— формулы Ричардса-Вольфа, обратный поток энергии, цилиндрический векторный пучок.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достаточно большое количество работ посвящено изучению острой фокусировки лазерного излучения [1-3]. Такой интерес исследователей обусловлен наличием при такой фокусировке эффектов, которые не проявляются при обычном (параксиальном) распространении пучка. Например, в фокусном пятне может проявиться себя эффект обратного потока энергии [4].

В данной работе мы исследуем фокусировку и расходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка, распространяющегося через объектив с высокой числовой апертурой на основе векторной теории дифракции Ричардса – Вольфа.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ.

В данной работе мы исследуем фокусировку цилиндрического векторного пучка второго порядка с помощью формул Ричардса – Вольфа [5]:

$$\mathbf{U}(\rho, \psi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^{\alpha_{\max}} \int_0^{2\pi} B(\theta, \varphi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \varphi) \times \exp\{ik[\rho \sin \theta \cos(\varphi - \psi) + z \cos \theta]\} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (1)$$

где  $(\rho, \psi, z)$  – цилиндрические координаты фокальной области,  $(\theta, \varphi)$  – сферические угловые координаты выходного зрачка фокусирующей системы,  $B(\theta, \varphi)$  – функция пропускания,  $T(\theta)$  – функция аподизации зрачка,  $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$  – матрица поляризации,  $NA = n \sin(\alpha)$  – числовая апертура,  $n$  – показатель преломления среды,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны,  $f$  – фокусное расстояние.

Матрица поляризации  $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$  имеет следующий вид:

$$\mathbf{P}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} 1 + \cos^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \cos \varphi \end{bmatrix} a(\theta, \varphi) + \begin{bmatrix} \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) \\ 1 + \sin^2 \varphi (\cos \theta - 1) \\ -\sin \theta \sin \varphi \end{bmatrix} b(\theta, \varphi), \quad (2)$$

где  $a(\theta, \varphi)$ ,  $b(\theta, \varphi)$ , – функции поляризации для  $x$ -,  $y$ -компонент падающего пучка.

Для цилиндрических векторных пучков высших порядков функции поляризации записываются как  $a(\varphi) = \cos(n\varphi)$ ,  $b(\varphi) = \sin(n\varphi)$ . В данном исследовании будет рассмотрен второй порядок пучка  $n = 2$ .

## 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПО ФОРМУЛАМ РИЧАРДСА-ВОЛЬФА

Моделирование фокусировки по формуле (1) было произведено с помощью пакета MATLAB. В моделировании считалось, что числовая апертура линзы  $NA = 0,99$ , длина волны фокусируемого света  $\lambda = 532$  нм, показатель преломления  $n = 1$ , функция пропускания  $B(\theta, \varphi) = 1$ , функция аподизации зрачка  $T(\theta) = \sqrt{\cos \theta}$ , волновой фронт фокусируемого пучка считался плоским. На рис. 1-2 показано распределение компонент вектора Пойнтинга в поперечной плоскости, находящейся на расстоянии  $0,5\lambda$  от фокуса (одна из компонент  $S_y = 0$ ). Распределение  $S_x$  показано на рис. 1, а распределение  $S_z$  – на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что при острой фокусировке цилиндрического векторного пучка второго порядка на оси образуется область, в которой вектор Пойнтинга направлен противоположно направлению распространения пучка. Такая область носит название области обратного потока энергии [4]. Из рис. 1 видно, что поперечная составляющая потока энергии меняет знак и как следствие свое направление: ближе к оси пучка она направлена к центру, а затем – от центра. То есть в области обычного (прямого) потока энергии пучок, как и положено, расходится, но в области обратного потока он ведет себя наоборот – он сходится.

Рассмотрим далее, как себя ведет поперечный поток при удалении от плоскости фокуса. На рис. 3 и 4 показаны графики зависимости изменения максимума и минимума (обозначены как  $x_{\max}$  и  $x_{\min}$  на рис. 1) поперечной компоненты вектора Пойнтинга  $S_x$  от расстояния до плоскости фокуса.

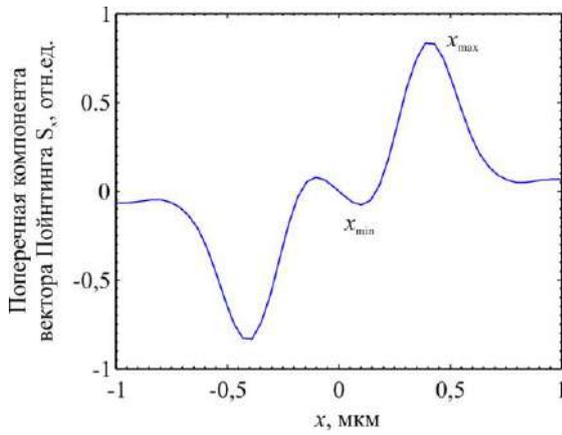


Рис. 1. Распределение поперечной компоненты вектора Пойнтинга  $S_x$  в плоскости, отдаленной от фокуса на расстояние  $0,5\lambda$

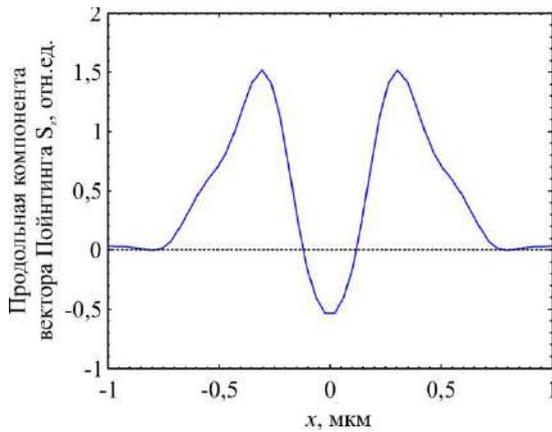


Рис. 2. Распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга  $S_z$  в плоскости, отдаленной от фокуса на расстояние  $0,5\lambda$

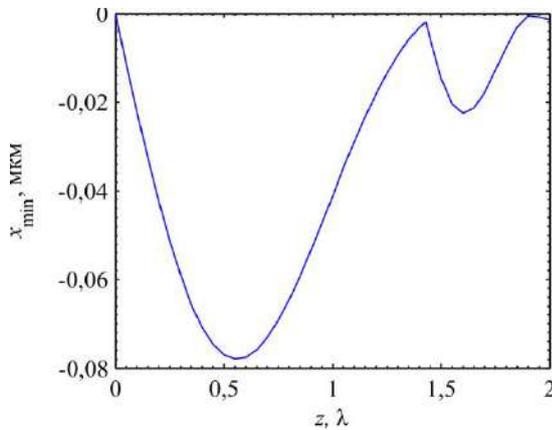


Рис. 3. График зависимости минимума компоненты вектора Пойнтинга  $S_x$  от расстояния до плоскости фокуса

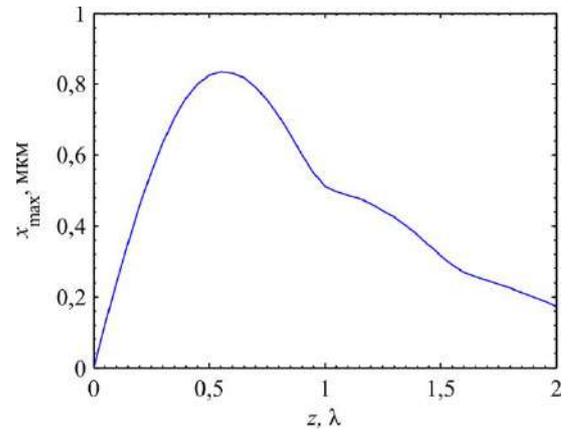


Рис. 4. График зависимости максимума компоненты вектора Пойнтинга  $S_x$  от расстояния до плоскости фокуса

Из рис. 3 и 4 видно, что при удалении от плоскости фокуса максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом сходимости пучка в области обратного потока (примерно при  $z = 0,6\lambda$ ). На рис. 3 есть еще один локальный максимум сходимости, который можно объяснить эффектом высокой числовой апертуры.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью формул Ричардса-Вольфа исследовалась фокусировка и сходимость цилиндрического векторного пучка второго порядка. Было показано, что в области обратного потока пучок сходится там, где в области прямого потока он расходится. Максимум расходимости пучка в области прямого потока совпадает с максимумом сходимости пучка в области обратного потока.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595)

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Dorn, R. Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam / R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs // *Phys. Rev. Lett.* – 2003. – Vol. 91(23). – P. 233901.
- [2] Grosjean, T. Longitudinally polarized electric and magnetic optical nano-needles of ultra high lengths / T. Grosjean, I. Gauthier // *Opt. Commun.* – 2013. – Vol. 294. – P. 333-337.
- [3] Wang, H. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics / H. Wang, L. Shi, B. Lukyanchuk, C. Sheppard, C.T. Chong // *Nat. Photonics.* – 2008. – Vol. 2(8). – P. 501-505.
- [4] Kotlyar, V.V. Energy backflow in the focus of a light beam with phase or polarization singularity / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.G. Nalimov // *Phys. Rev. A.* – 2019. – Vol. 99(3). – P. 033840.
- [5] Richards, B. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system / B. Richards, E. Wolf // *Proc. Roy. Soc. A.* – 1959. – Vol. 253(1274). – P. 358-379.

# Поперечные потоки энергии в all solid band gap fiber

С.С. Стафеев

Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
sergey.stafeev@gmail.com

А.Д. Прямиков

Институт общей физики им. А.М.  
Прохорова РАН  
Москва, Россия  
pryamikov@mail.ru

В.В. Котляр  
Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
kotlyar@ipsiras.ru

Г.К. Алагашев

Институт общей физики им. А.М.  
Прохорова РАН  
Москва, Россия  
alagashevgrigory@gmail.com

**Аннотация**—В данной работе рассмотрено поведение потока энергии в основной моде световода на основе фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) или all solid band gap световода. Показано, что при возбуждении основной моды линейно-поляризованным светом в отдельных стержнях наблюдаются вихревые потоки энергии, возникающие попарно и сопровождающиеся узлами и седловыми точками, от которых поток энергии выходит не закрученным.

**Ключевые слова**— all solid band gap fiber, поперечные потоки энергии, вихревые потоки энергии, FDTD-метод.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений исследований в настоящее время является изучение потоков энергии на микроуровне. В частности, понимание поведения световой энергии в микромасштабе может быть востребовано при создании световых ловушек нового типа, литографических устройств и световодов с минимальными потерями. Поперечные потоки энергии в остром фокусе лазерных пучков рассматривались в работах [1-3]. Например, в работе [1] рассматривались пучки с преимущественно азимутальной поляризацией, но содержащей небольшую радиальную составляющую. Цилиндрические векторные пучки дробных порядков рассматривались в работе [2]. Радиально поляризованный свет, прошедший через фазовые секторные маски рассматривался в работе [3]. В перечисленных выше пучках [1-3] изначально отсутствовали вихревые потоки энергии в поперечном сечении, однако они возникали в фокусе. В работах [4,5] изучались поперечные потоки энергии в световодах. В работе [4] была показана связь потерь в микроструктурированных волокнах с образованием в нем наборов оптических вихрей (и как следствие вихревых потоков энергии). Возникновение вихревых потоков энергии в полых волноводах с круглым и шестиугольным сердечником рассматривалось в работе [5]. Отметим здесь, что в работах [6,7] было показано, что поток энергии является суммой двух потоков: орбитального потока энергии и спинового потока энергии. Первая часть отвечает непосредственно за перенос

энергии, а вторая – за локальные вращательные потоки энергии.

В данной работе рассмотрено поведение потока энергии в основной моде световода на основе ФЗЗ световода. Показано, что при возбуждении основной моды линейно-поляризованным светом в отдельных стержнях наблюдаются вихревые потоки энергии, возникающие попарно и сопровождающиеся узлом и седловой точкой, из которых поток энергии выходит не закрученным.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В данной работе исследовался all solid band gap световод, состоящий из шести стержней с радиусами 0,684 мкм, расположенными вдоль окружности с радиусом 11,4 мкм. Показатель преломления стержня был равен 1,478, показатель преломления остальной области 1,45.

Моделирование проводилось с помощью метода FDTD, реализованного в программе FullWave (шаг сетки был равен  $\lambda/20$ ). Сначала вычислялась основная мода световода, затем исследовалось ее распространение на небольшом отрезке волокна. Считалось, что поляризация падающего на световод излучения линейна, а длина волны равна 1 мкм. После расчета поле приводилось к комплексному виду. Результаты моделирования показаны на рисунках ниже. На рис. 1 показаны рассчитанные составляющие интенсивности  $I_x$  и  $I_z$  (составляющая  $I_y$  была крайне мала), а на рис. 2 показаны компоненты вектора Пойнтинга. Из рис. 2 видно, что в центральной части световода поперечный поток расходится от центра световода, но в стержнях есть области, где он, наоборот, направлен к центру. На рис. 3 показано направление поперечного потока энергии вблизи отдельного стержня.

Из рис. 3 видно, что в стержне формируется 4 точки, в которых направление потока энергии не определено. Вокруг двух из них (права и левая на рис. 3) поток энергии закручивается.

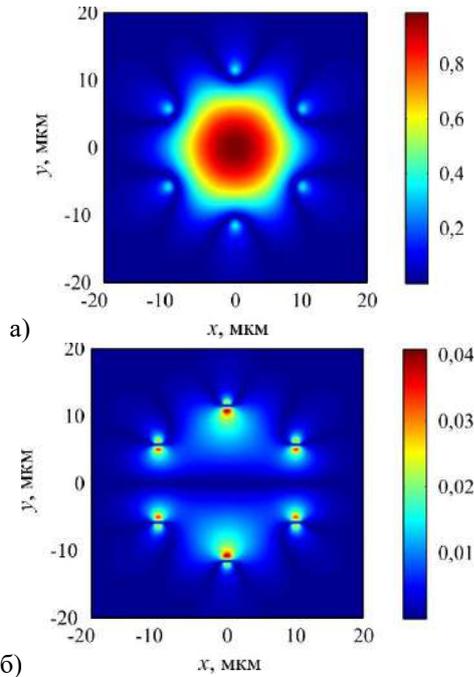


Рис. 1. Составляющие интенсивности  $I_x$  (а) и  $I_z$  (б)

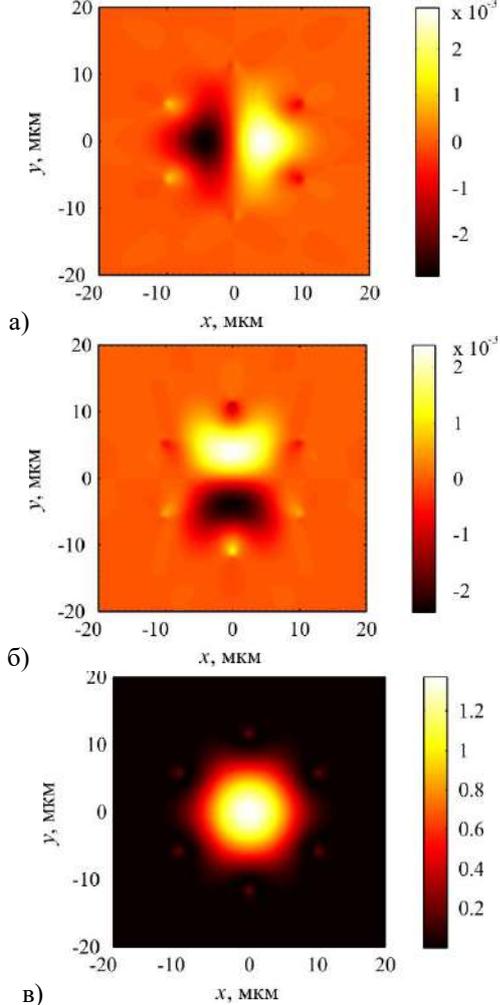


Рис. 2. Компоненты вектора Пойнтинга:  $S_x$  (а),  $S_y$  (б) и  $S_z$  (в)

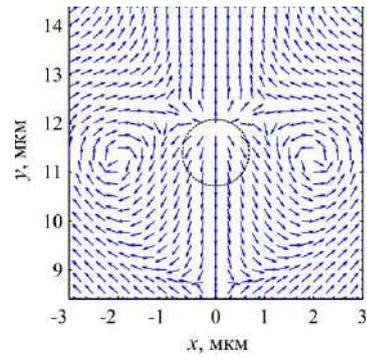


Рис. 3. Направление поперечного потока энергии в области отдельного стержня

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что при возбуждении основной моды ФЗЗ световода линейно-поляризованным светом в отдельных стержнях наблюдаются вихревые потоки энергии, возникающие попарно и сопровождающиеся узлом и седловой точкой, из которых поток энергии выходит не закрученным.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант 22-22-00575).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Pan, Y. Spin angular momentum density and transverse energy flow of tightly focused kaleidoscope-structured vector optical fields / Y. Pan, X.-Z. Gao, G.-L. Zhang, Y. Li, C. Tu, H.-T. Wang // *APL Photonics*. – 2019. – Vol. 4. – P. 096102.
- [2] Stafeev, S.S. Tight focusing cylindrical vector beams with fractional order / S.S. Stafeev, A.G. Nalimov, V.D. Zaitsev, V.V. Kotlyar // *JOSA B*. – 2021. – Vol. 38(4). – P. 1090-1096.
- [3] Man, Z. Redistributing the energy flow of a tightly focused radially polarized optical field by designing phase masks / Z. Man, Z. Bai, S. Zhang, X. Li, J. Li, X. Ge, Y. Zhang, S. Fu // *Opt. Express*. – 2018. – Vol. 26(18). – P. 23935.
- [4] Pryamikov, A. Light transport and vortex-supported wave-guiding in micro-structured optical fibres / A. Pryamikov, G. Alagashev, G. Falkovich, S. Turitsyn // *Sci. Rep.* – 2020. – Vol. 10. – P. 2507.
- [5] Pryamikov, A. Phase Dislocations in Hollow Core Waveguides / A. Pryamikov // *Fibers*. – 2021. – Vol. 9. – P. 59.
- [6] Bekshaev, A.Y. Subwavelength particles in an inhomogeneous light field: Optical forces associated with the spin and orbital energy flows / A.Y. Bekshaev // *J. Opt.* – 2013. – Vol. 15(4). – P. 044004.
- [7] Berry, M.V. Optical currents / M.V. Berry // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2009. – Vol. 11(9). – P. 094001.

# Исследование возможности применения технологии WDM в POF волокне

Г.Р. Бразовский

Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А.Бонч-Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
gl-hl@inbox.ru

**Аннотация**—В данной работе исследована возможность применения технологии WDM (Wavelength-Division Multiplexing) в POF (Plastic Optic Fiber) волокне. Предложен метод реализации данной технологии и представлены результаты испытаний схемы.

**Ключевые слова**— Волоконно-оптические линии связи, Wavelength-Division Multiplexing, Plastic Optic Fiber, Разделение каналов.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы все больше набирает популярность POF (Plastic Optic Fiber) волокно. Данное волокно отличается высокой устойчивостью к внешним воздействиям, дешевизной и простотой организации линии связи. Затухание в данном волокне в сотни раз выше, чем в стеклянном, что не позволяет передавать данные на большие расстояния (максимальные дальности передачи 50-100 м. За счет своих преимуществ данное волокно может занять очень большую нишу в ЧПУ станках, высоковольтной сфере, автомобильной и авиапромышленности. Для данных отраслей ограничение по расстоянию не является существенным. Единственной проблемой применения данного волокна в указанных отраслях остаются низкие скорости. Скорости передачи в таком волокне сильно меньше чем в кварцевом волокне. Одним из решений данной проблемы может послужить применение технологии WDM (Wavelength-Division Multiplexing). На рис. 1 представлена структурная схема такой системы передачи данных.

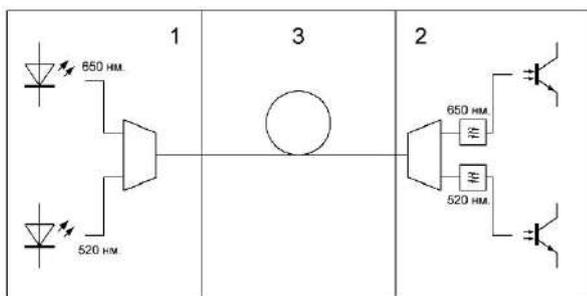


Рис. 1. Структурная схема системы передачи данных с WDM

Структурно схему данной системы передачи данных можно разделить на 3 части:

- 1) Передающая сторона, включающая в себя передающие модули, работающие на разных длинах волн и сплиттер объединяющий каналы в одно волокно.
- 2) Приемная сторона, в состав которой входят система разделения каналов и фотоприемники
- 3) Соединяющее волокно

Далее более подробно разберем каждую из частей.

## 2. ПЕРЕДАЮЩАЯ СТОРОНА

POF волокно – это многомодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления, поэтому в качестве передатчика наиболее целесообразно применять светодиоды. Длины волн излучения необходимо выбирать таким образом, чтобы коэффициент затухания в волокне было меньше 200 дБ/км. График зависимости коэффициента затухания от длины волны представлен на рис. 2.

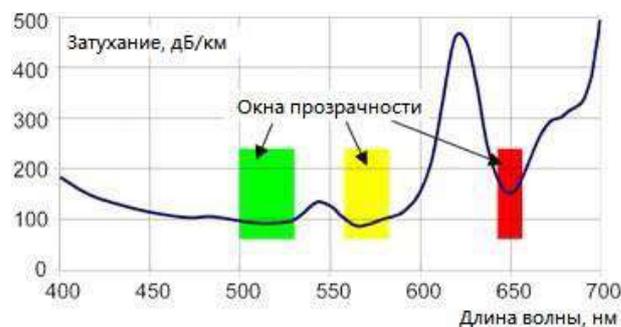


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания от длины волны

Исходя из рис. 2 мы можем определить, что для нашей линии связи подходят длины волн от 400 до 600 нм. Также нам подходит длина волны 650 нм.

Для первого эксперимента были выбраны длины волн 520 нм и 650 нм. Данный выбор обусловлен наличием в продаже ярких светодиодов, с помощью которых можно ввести в волокно оптическую мощность до 0 дБм.

Для объединения каналов отличным выбором является оптический сплиттер. Из-за специфики пластикового волокна, такой сплиттер изготавливается путем склейки зашлифованного и отполированного под углом волокна.

## 3. ПРИЕМНАЯ СТОРОНА

На приемной стороне необходимо разделить общий сигнал по длинам волн и осуществить прием данных. Для разделения каналов применена схема, изображенная на рис. 3.

На данной схеме можно увидеть сплиттер делящий общий сигнал на два и набор светофильтров, выделяющих только необходимую длину волны. Данный метод разделения является масштабируемым и позволяет выделять столько каналов сколько необходимо. Сплиттер в данной схеме идентичен сплиттеру применяемому на передающей стороне.



Рис. 3. Схема разделения каналов

Выбор светофильтров для разделения каналов обусловлен простотой их применения и отсутствием необходимости дополнительных оптических систем. Для применения светофильтра достаточно поставить его в рассечку волокна и при прохождении через него будет выделяться канал, соответствующий полосе пропускания фильтра.

В качестве приемного модуля выбраны фототранзисторы. Данный выбор обусловлен простотой их применения (Фототок у фототранзисторов выше, чем у фотодиодов, что упрощает схемотехнику приемного усилителя).

#### 4. СОЕДИНЯЮЩЕЕ ВОЛОКНО

Данная часть схемы WDM наиболее проста и представляет собой отрезок волокна. Длина данного волокна будет определяться мощностью передатчика, потерями в сплиттерах, потерями в светофильтрах и чувствительностью фотоприемников.

#### 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Цель проведения эксперимента – проверка возможности физической реализации метода разделения каналов на приемной стороне. Для этого была собрана экспериментальная установка, фотография которой изображена на рис. 4.

На передающей стороне данной установки двумя кнопками подается питание на светодиоды передатчиков. При этом наличие питания соответствует логической единице в канале передачи, а отсутствие – логическому нулю.

На приемной стороне установлены два светодиода. При логической единице в канале передачи загорается соответствующий светодиод.

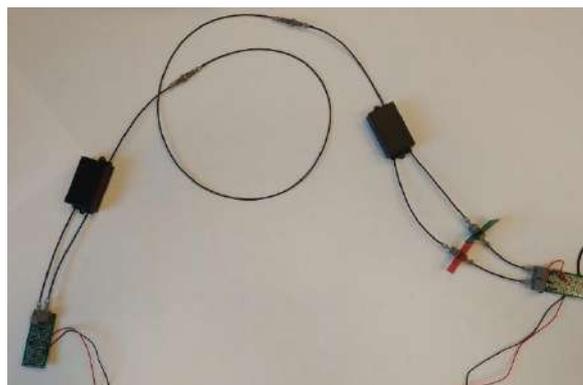


Рис. 4. Фотография экспериментальной установки

Длина волокна между приемником и передатчиком в эксперименте составила 1 м. При этом схема безошибочно разделяла два канала на приемной стороне.

#### 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эксперимент доказал работоспособность предложенной схемы и показал необходимость дальнейшего исследования данной схемы.

Возможные направления в дальнейшем исследовании:

- 1) Возможность увеличения числа каналов.
- 2) Исследование скоростных характеристик системы передачи.
- 3) Исследование взаимного влияния каналов на максимальной скорости передачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Пластиковое оптическое волокно (POF) [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <https://infiber.ru/biblioteka/stati/pof.html> (04.05.2022).
- [2] Haupt, S. WDM over POF – A way to increase transmission capacity of POF / S. Haupt, M. Haupt, U.H.P. Fischer // International Students and Young Scientists Workshop “Photonics and Microsystems”. – 2011. – P. 47-48.
- [3] Haupt, M. WDM over POF: the inexpensive way to break through the limitation of bandwidth of standard POF communication / M. Haupt, U.H.P. Fischer // Photonics Packaging, Integration, and Interconnects VII. – 2007. – 10 p.

# Формирование обратного потока путем фокусировки света кубической призмой из кварцевого стекла

В.Д. Зайцев

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
zaicev-vlad@yandex.ru

С.С. Стафеев

Самарский национальный исследовательский университет  
им. академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
sergey.stafeev@gmail.com

**Аннотация**—Используя программный пакет FullWave было проведено моделирование фокусировки света с длиной волны 633 нм кубической микропризмой с шириной основания 1266 нм. Показано, что после прохождения света через микрообъект, вблизи выходной поверхности микрообъекта наблюдался обратный поток энергии.

**Ключевые слова**— обратный поток энергии, микропризма, FDTD-метод, острая фокусировка света, вектор Пойнтинга.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В наши дни много исследований посвящено цилиндрическим векторным пучкам (ЦВП) из-за их уникальных свойств, проявляющихся при острой фокусировке. С помощью цилиндрических векторных пучков, можно получать фокусные пятна с размерами меньше скалярного дифракционного предела [1,2], фокусы с большой глубиной - оптические иглы [3,4], световые туннели [5,6], цепочки фокусов [7–10].

Поляризация в каждой точке СВВ линейна, но ее направление непрерывно меняется, делая один или несколько оборотов при изменении азимутального угла от 0 до  $2\pi$ . Большинство работ (например, отмеченных ранее [1,3–9]) посвящено исследованию ЦВП, в которых поляризация совершает только один оборот - это радиально поляризованные пучки, в которых поляризация направлена по радиусу, или азимутально поляризованные лучи, у которых она, соответственно, направлена перпендикулярно радиусу. Но известны работы, в которых исследуются ЦВП высокого порядка, т.е. пучки, в которых направление поляризации совершает больше одного оборота [12–19].

В данной работе с помощью метода FDTD, реализованного в программе FullWave, моделировалась фокусировка цилиндрического векторного пучка кварцевым кубом ( $n = 1,5$ ). Исследована возможность формирования обратного потока, так же исследовано влияние формы микрообъекта на величину обратного потока. Было показано, что кварцевый куб при фокусировке формирует обратный поток энергии.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Данное исследование проводилось со следующими параметрами: в качестве освещающего пучка использовался цилиндрический векторный пучок второго порядка, вектор Джонса для него равен

$$\begin{pmatrix} -\sin(2\varphi) \\ \cos(2\varphi) \end{pmatrix}, \text{ где } \varphi - \text{азимутальный угол в}$$

цилиндрической системе координат, выбранной таким образом, что ось  $z$  совпадает с направлением распространения пучка, длина волны 633 нм (поляризация освещающего пучка соответствовала цилиндрическому векторному пучку второго порядка), шаг сетки 0,015 мкм, материал микрообъекта - кварц ( $n = 1,5$ ). На краях расчетной области помещались поглощающие слои (PML) толщиной 1 мкм, моделирующие распространение световой волны в бесконечность.

На рис. 1 и рис. 2 показан результат прохождения цилиндрического векторного пучка второго порядка через диэлектрический кубик с шириной основания  $D = 2\lambda$  и такой же высотой  $H = D = 2\lambda$ .

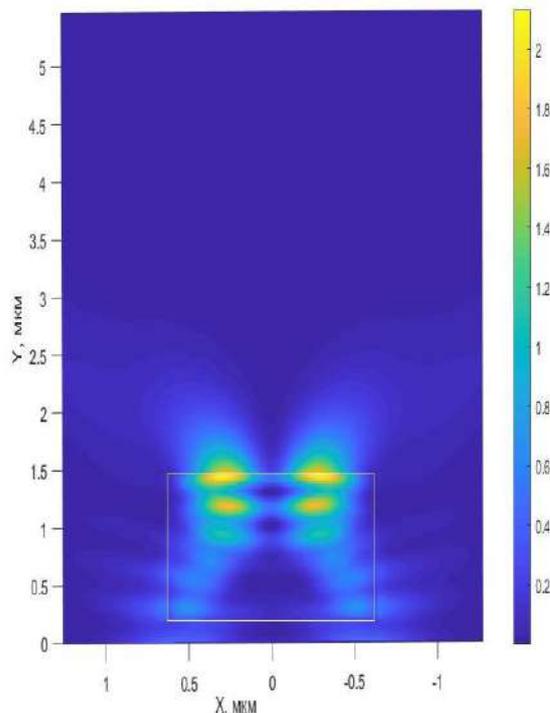


Рис. 1. Интенсивность при фокусировке диэлектрической призмой

На рис. 1 показано распределение интенсивности (плотности энергии), рассчитываемой как

$$I = I_x + I_y + I_z = \langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle + \langle E_z^2 \rangle,$$

а на рис. 2 показано распределение проекции вектора Пойнтинга (потока энергии) на оптическую ось

$$S = \frac{1}{2}\text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}].$$

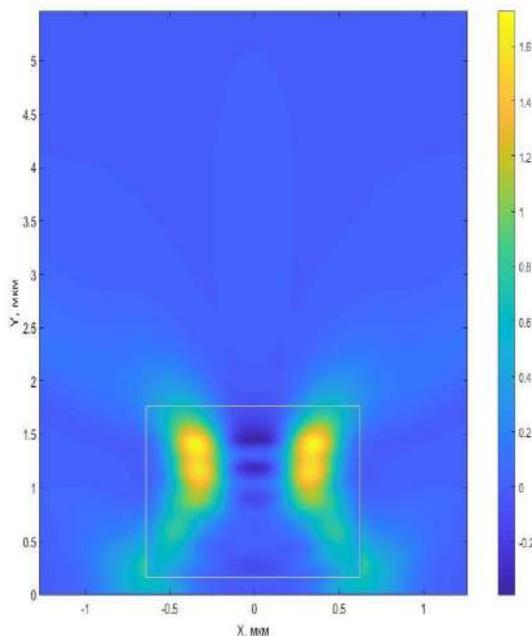


Рис. 2. Продольная компонента Умова-Пойнтинга при фокусировке диэлектрической призмой

Как видно, после прохождения света через микрокубик на его обратной стороне формируется фокусное пятно (фотонная наноструя) в виде кольца, при этом в центре кольца значения проекции вектора Пойнтинга на оптическую ось отрицательны (обратный поток световой энергии).

Как можно видеть из рисунков, при фокусировке света кубической призмой, обратный поток света наблюдается, однако, он не так выражен – максимум обратного потока меньше максимума прямого потока примерно в четыре раза.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя метод FDTD, реализованный в ПО FullWave, было проведено моделирование в котором изучалось прохождение цилиндрического векторного пучка второго порядка с длиной волны  $\lambda = 633$  нм через кварцевый куб  $H = 2\lambda$  ( $n = 1,5$ ). В результате микрокуб оказался способным к генерации обратного потока энергии в фокусе. Так же отметим, что ввиду простоты изготовления кубической призмы данный эксперимент будет не трудно повторить на практике. Данные результаты могут быть полезны для манипулирования микрочастицами, которое требуется в различных областях: медицине, химии, электронике.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595) в части «Моделирование», и Министерства науки

и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение 007-ГЗ/Ч3363/26) в части «Введение».

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kotlyar, V.V. Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S.Stafeev, L. O'Faolain // Optics Letters – 2011. – Vol. 36(16). – P. 3100-3102
- [2] Volotovskiy, S.G. Influence of Vortex Transmission Phase Function on Intensity Distribution in the Focal Area of High-Aperture Focusing System / S.G. Volotovskiy, N.L. Kazanskiy, S. N. Khonina // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2011. – Vol. 20(1). – P. 23-42.
- [3] Dorn, R. Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam / R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 233901.
- [4] Grosjean, T. Longitudinally polarized electric and magnetic optical nano-needles of ultra high lengths / T. Grosjean, I. Gauthier // Opt. Commun. – 2013. – Vol. 294. – P. 333-337.
- [5] Guan, J. Transversely polarized sub-diffraction optical needle with ultra-long depth of focus / J. Guan, J. Lin, C. Chen, Y. Ma, J. Tan, P. Jin // Opt. Commun. – 2017. – Vol. 404. – P. 118-123.
- [6] Yu, Y. Engineering of multi-segmented light tunnel and flattop focus with designed axial lengths and gaps / Y. Yu, H. Huang, M. Zhou, Q. Zhan // Opt. Commun. – 2018. – Vol. 407. – P. 398-401.
- [7] Zheng, C. Characterization of the focusing performance of axial line-focused spiral zone plates / C. Zheng, S. Su, H. Zang, Z. Ji, Y. Tian, S. Chen, K. Mu, L. Wei, Q. Fan, C. Wang, X. Zhu, C. Xie, L. Cao, E. Liang // Appl. Opt. – 2018. – Vol. 57(14). – P. 3802-3807.
- [8] Lin, J. Generation of longitudinally polarized optical chain by  $4\pi$  focusing system / J. Lin, R. Chen, P. Jin, M. Cada, Y. Ma // Opt. Commun. – 2015. – Vol. 340. – P. 69-73.
- [9] Yu, Y. Generation of uniform three-dimensional optical chain with controllable characteristics / Y. Yu, Q. Zhan // J. Opt. – 2015. – Vol. 17(10). – P. 105606.
- [10] Xiaoqiang, Z. Focusing properties of cylindrical vector vortex beams / Z. Xiaoqiang, C. Ruishan, W. Anting // Opt. Commun. – 2018. – Vol. 414. – P. 10-15.
- [11] Rashid, M. Focusing of high order cylindrical vector beams / M. Rashid, O.M. Maragó, P.H. Jones // J. Opt. A Pure Appl. Opt. – 2009. – Vol. 11(6). – P. 065204.
- [12] Li, Y. Propagation evolution of an off-axis high-order cylindrical vector beam / Y. Li, Z. Zhu, X. Wang, L. Gong, M. Wang, S. Nie // J. Opt. Soc. Am. A. – 2014. – Vol. 31(11). – P. 2356-2361
- [13] Qi, J. Multiple-slit diffraction of high-polarization-order cylindrical vector beams / J. Qi, W. Wang, B. Pan, H. Deng, J. Yang, B. Shi, H. Shan, L. Zhang, H. Wang // Proceedings of SPIE. – 2017. – Vol. 10339. – P. 1033927.
- [14] Wang, X.-L. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement / X.-L. Wang, J. Ding, W.-J. Ni, C.-S. Guo, H.-T. Wang // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32(24). – P. 3549-3551.
- [15] Chen, H. Generation of vector beam with space-variant distribution of both polarization and phase / H. Chen, J. Hao, B.-F. Zhang, J. Xu, J. Ding, H.-T. Wang // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36(16). – P. 3179-3181.
- [16] Liu, Y. Generation of perfect vortex and vector beams based on Pancharatnam-Berry phase elements / Y. Liu, Y. Ke, J. Zhou, Y. Liu, H. Luo, S. Wen, D. Fan // Sci. Rep. – 2017. – Vol. 7. – P. 44096.
- [17] Стафеев, С.С. Обратный поток энергии в фокусе цилиндрического векторного пучка / С.С. Стафеев, А.Г. Налимов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 744-750. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-744-750.
- [18] Stafeev, S.S. The Non-Vortex Inverse Propagation of Energy in a Tightly Focused High-Order Cylindrical Vector Beam / S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, E.S. Kozlova // IEEE Photonics J. – 2019. – Vol. 11(4). – P. 4500810.

# Интегральные резонансные дифракционные решетки для блоховских поверхностных волн

Е.А. Безус

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
evgeni.bezus@gmail.com

Д.А. Быков

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
bykovd@gmail.com

Л.Л. Досколович

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
leonid@ipsiras.ru

**Аннотация**—Предложены и теоретически и численно исследованы резонансные дифракционные решетки «на чипе» для блоховских поверхностных волн (БПВ), распространяющихся вдоль границы раздела одномерного диэлектрического фотонного кристалла и однородного диэлектрика. Исследуемые структуры представляют собой периодический набор диэлектрических «столбиков» на поверхности фотонного кристалла. Показано, что в предложенных решетках «на чипе» существуют высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме, что делает их перспективными для применения в качестве узкополосных спектральных или пространственных (угловых) фильтров для БПВ.

**Ключевые слова**— дифракционная решетка, поверхностная электромагнитная волна, блоховская поверхностная волна, резонанс, связанное состояние в континууме.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Резонансные оптические эффекты играют крайне важную роль в современной фотонике, поскольку, наряду с фундаментальным интересом, они могут быть использованы при создании устройств с уникальными свойствами, перспективными для применения, в частности, в задачах оптической фильтрации, сенсорики и обработки информации [1]. Одним из наиболее известных и хорошо исследованных классов резонансных структур фотоники являются резонансные дифракционные решетки [2]. Структуры указанного типа обладают замечательными оптическими свойствами, обуславливающими возможность получения высокодобротных резонансов, а также широкополосных областей высокого отражения или пропускания.

В связи с развитием интегральной нанофотоники представляет большой интерес разработка и исследование резонансных дифракционных решеток, ориентированных на работу не с излучением, распространяющимся в свободном пространстве, а с волноводными модами или поверхностными электромагнитными волнами. В настоящей работе предложены и исследованы субволновые резонансные дифракционные решетки для блоховских поверхностных волн (БПВ) — поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы раздела одномерного диэлектрического фотонного кристалла и однородного диэлектрика [3]. Показано, что в таких структурах существуют высокодобротные резонансы и

связанные состояния в континууме (специальный тип невытекающих собственных мод, существующих в структурах с открытыми каналами рассеяния [4]). Предложенные решетки могут найти применение в качестве эффективных узкополосных отражателей, спектральных или пространственных фильтров для БПВ.

## 2. РЕЗОНАНСНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ ДЛЯ БПВ

Геометрия исследуемых решеток для БПВ показана на рис. 1. Решетки состоят из периодического набора диэлектрических «столбиков» высотой  $h$ , длиной  $l$  и шириной  $w$ , расположенных на поверхности одномерного диэлектрического фотонного кристалла, состоящего из чередующихся плоскопараллельных диэлектрических слоев с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  и толщинами  $h_1$  и  $h_2$ . Толщина верхнего слоя фотонного кристалла с показателем преломления  $n_1$  составляет  $h'_1 = h_1 + h_c$ .

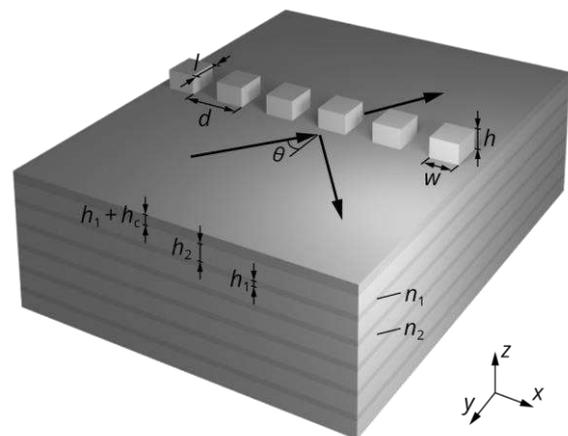


Рис. 1. Геометрия исследуемых интегральных решеток для блоховских поверхностных волн

В настоящей работе рассмотрен пример со следующими параметрами:  $n_1 = 3,3212$ ,  $n_2 = 1,4762$ ,  $h_1 = 25$  нм,  $h_2 = 164$  нм,  $h'_1 = 63$  нм. При этом полагается, что ступеньки решетки также имеют показатель преломления  $n_1$ . При указанных параметрах при длине волны  $\lambda = 630$  нм поверхность фотонного кристалла, над которым находится среда с показателем преломления  $n_0 = 1$ , поддерживает ТЕ-поляризованную БПВ с

эффективным показателем преломления (константой распространения, нормированной на волновое число)  $n_{eff,TE} = 2,4$ . Параметры фотонного кристалла выбраны таким образом, что при наклонном падении указанной БПВ на субволновую решетку, показанную на рис. 1, под углом, превышающим значение  $\theta_{cr} = 53,57^\circ$ , энергия падающей волны делится только между отраженной и прошедшей ТЕ-поляризованными БПВ, соответствующими нулевым порядкам дифракции. При этом отсутствует как возбуждение ТМ-поляризованных отраженных и прошедших БПВ, так и «паразитное» рассеяние в область над структурой и в фотонный кристалл.

Теоретический анализ на основе модели связанных волн [5] и строгое численное моделирование на основе неперриодической модификации метода Фурье-мод [6] показывают, что исследуемые интегральные решетки для БПВ поддерживают высокодобротные резонансы, проявляющиеся в виде пиков отражения и минимумов пропускания, а также связанные состояния в континууме. В частности, на рис. 2 показаны спектры отражения в зависимости от длины волны (сверху) и угла падения (снизу) решеток со следующими параметрами:  $h = 33$  нм,  $w = d/2$ ,  $(\lambda/d, l/d) = (4,469, 3,775)$  (сплошные кривые) или  $(\lambda/d, l/d) = (4,479, 4,6)$  (пунктирные кривые).

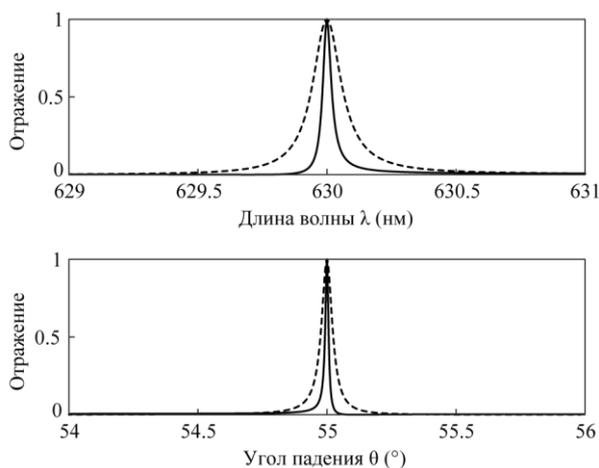


Рис. 2. Спектры отражения, рассчитанные при фиксированном угле падения  $\theta = 55^\circ$  и изменяющейся длине волны (сверху) и фиксированной длине волны  $\lambda = 630$  нм и изменяющемся угле падения (снизу) для двух интегральных субволновых дифракционных решеток для БПВ с параметрами  $(\lambda/d, l/d) = (4,469, 3,775)$  (сплошные кривые) и  $(\lambda/d, l/d) = (4,479, 4,6)$  (пунктирные кривые)

Теоретический анализ показывает, что резонансы на рис. 2 близки к связанному состоянию в континууме, существующему в структуре при  $(\lambda/d, l/d) = (4,463, 3,35)$ . Как следует из рис. 2, добротность резонансов может контролироваться за счет «приближения» или «удаления» параметров структуры к параметрам решетки, поддерживающей связанное состояние в континууме.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе предложены и теоретически и численно исследованы резонансные субволновые дифракционные решетки «на чипе» для блоховских поверхностных волн, распространяющихся вдоль границы раздела одномерного фотонного кристалла и однородного диэлектрика. Показано, что в случае, когда в решетках отсутствует «паразитное» рассеяние и энергия падающей ТЕ-поляризованной БПВ делится только между отраженной и прошедшей БПВ той же поляризации, которые соответствуют нулевым порядкам дифракции, в таких структурах существуют высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме, что делает их перспективными для применения в качестве узкополосных оптических фильтров «на чипе». По нашему мнению, полученные результаты могут быть распространены и на другие платформы интегральной нанофотоники, в частности, платформу поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границ раздела металла и диэлектрика, а также платформу диэлектрических плоскопараллельных волноводов.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Настоящая работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00514).

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Limonov, M.F. Fano resonances in photonics / M.F. Limonov, M.V. Rybin, A.N. Poddubny, Y.S. Kivshar // Nat. Photonics. – 2017. – Vol. 11(9). – P. 543-554.
- [2] Collin, S. Nanostructure arrays in free-space: optical properties and applications / S. Collin // Rep. Prog. Phys. – 2014. – Vol. 77(12). – P. 126402.
- [3] Безус, Е.А. О связи константы распространения блоховской поверхностной волны с толщиной верхнего слоя фотонного кристалла / Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 1. – С. 22-27. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-1-22-27.
- [4] Hsu, C.W. Bound states in the continuum / C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone, J.D. Joannopoulos, M. Soljačić // Nat. Rev. Mater. – 2016. – Vol. 1. – P. 16048.
- [5] Bezus, E.A. Bound states in the continuum and high-Q resonances supported by a dielectric ridge on a slab waveguide / E.A. Bezus, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // Photon. Res. – 2018. – Vol. 6(11). – P. 1084-1093.
- [6] Lecamp, G. Theoretical and computational concepts for periodic optical waveguides / G. Lecamp, J.-P. Hugonin, P. Lalanne // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15(18). – P. 11042-11060.

# Гиперспектральная визуализация микроскопических медицинских препаратов

А.С. Хаманди  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
alishn007@yahoo.com

Р.В. Скиданов  
Институт систем обработки  
изображений – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самара, Россия  
romans@ipsiras.ru

Н.А. Фирсов  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
firsov.na98@gmail.com

В.В. Подлипов  
Институт систем обработки  
изображений – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН  
Самара, Россия  
podlipnovvv@ya.ru

А.Р. Макаров  
Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
andre.makar1999@gmail.com

П.В. Борискин  
Медицинский Университет РЕАВИЗ  
Самара, Россия  
pboriskin@mail.ru

**Аннотация**—В данной работе представлены результаты исследования гиперспектральной визуализации в микроскопии для оценки патологических изменений на медицинских микропрепаратах. Методика может оказаться перспективной для оценки патологических изменений в клинической практике. Были получены гиперспектральные данные гистологических образцов для исследования и классификации различных типов волокон стенок вен.

**Ключевые слова**— гиперспектрометр, гиперкуб, спектральный анализ, микроскопия.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Гиперспектральная визуализация (ГСВ) является новым методом визуализации для медицинских применений, особенно в диагностике заболеваний и хирургии с визуальным контролем. Свет, доставляемый в биологическую ткань, подвергается многократному рассеянию от неоднородности биологических структур и поглощению, главным образом, в гемоглобине, меланине и воде при распространении через ткань [1,2]. Предполагается, что характеристики поглощения, флуоресценции и рассеяния ткани изменяются в течение прогрессирования заболевания [3].

Таким образом, отраженный, флуоресцентный и проходящий свет от ткани, захваченной ГСВ, несет количественную диагностическую информацию о патологии ткани [3,4]. Например, спектры поглощения характеризуют концентрацию и насыщение кислородом гемоглобина, что выявляет два признака рака: ангиогенез и гиперметаболизм [2].

Микроскоп с гиперспектральной визуализацией может использовать узкополосное излучение объекта, или излучение, прошедшее через оптический монохроматор [5]. Известны системы гиперспектральной визуализации на основе акустооптических модуляторов [6]. Наиболее часто в гиперспектрометрах используется оптическая схема сканирующего типа, аналогичная описанному в [7]. С помощью микроскопа-спектрометра можно получить спектр отдельных пикселей в диапазоне длин волн от 400 нм до 1000 нм со спектральным разрешением 5 нм [8]. Сочетание методов медицинской

химии, а также методы исследования морфологической картины биологических жидкостей и компьютерного анализа получаемых изображений могут существенно улучшить качество оценки медицинских препаратов. В свою очередь автоматизация процесса визуального осмотра и получения диагноза с определенной степенью точности существенно может удешевить и ускорить процесс анализа препаратов, а также устранить человеческий фактор. Одним из таких инструментов может стать получение гиперспектральных изображений медицинских препаратов и образцов, и их компьютерный анализ, в том числе и с использованием нейросетевых алгоритмов.

В связи с этим, в настоящей работе ставится задача исследования гиперспектрометра адаптированного для работы в составе микроскопа виде окулярной насадки для исследования его возможностей - по получению гистологических данных для определения и классификации различных типов волокон, из которых состоят стенки вен. Сканирование возможно осуществлять перемещением подвижного столика микроскопа. Такая концепция позволяет оснастить системой гиперспектральной визуализации практически любой микроскоп для биологических исследований.

## 2. ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ

При тестировании микроскопа-гиперспектрометра (рис. 1), были получены пространственно-спектральные данные с гистологических препаратов крупных сосудов у кошки, в окраске гематоксилин и эозин. Исследовались коллагеновые и эластические волокна стенок следующих сосудов: аорта, бедренная артерия и вена, а также полая вена.

Полоя вена (рис. 3) впадает в сердце и имеет в своей стенке два типа волокон – коллаген и эластин. Также были получены спектры с гистологического препарата бедренной вены кошки. В этом случае также выявлены эластические и коллагеновые волокна (рис. 2). При исследовании гистологического микропрепарата стенки аорты были получены пространственно-спектральные данные характерные для эластического волокна.

Сравнение спектральной характеристики представлено на рис. 4.



Рис. 1. Внешний вид микроскопа с гиперспектральной приставкой

Данные для сравнения были получены на объективе с 40-кратным увеличением, и было выявлено, что схожие по внешнему виду волокна коллагена и эластина отличаются по спектральной характеристике.

На рис. 5 приведена классификация двух типов волокон, идентифицированных по различиям в спектральных характеристиках в стенке поллой вены.

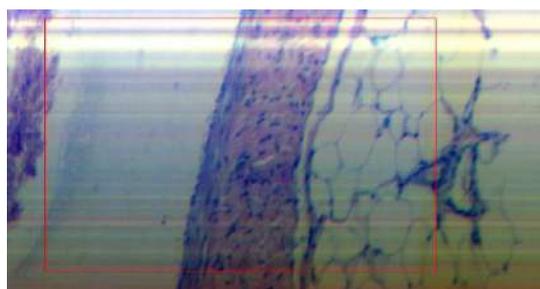


Рис. 2. Пример данных, полученных гиперспектральной камерой, бедренная вена - эластин

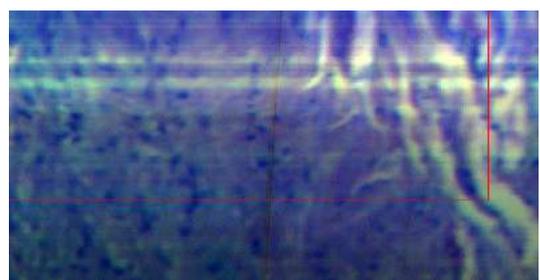


Рис. 3. Пример данных, полученных гиперспектральной камерой, полая вена, впадающая в сердце - коллаген

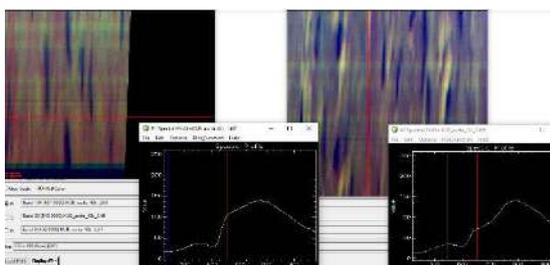


Рис. 4. Сравнение волокон аорты (волоконна эластина) и большой вены(коллаген). Отличие по спектральной характеристике

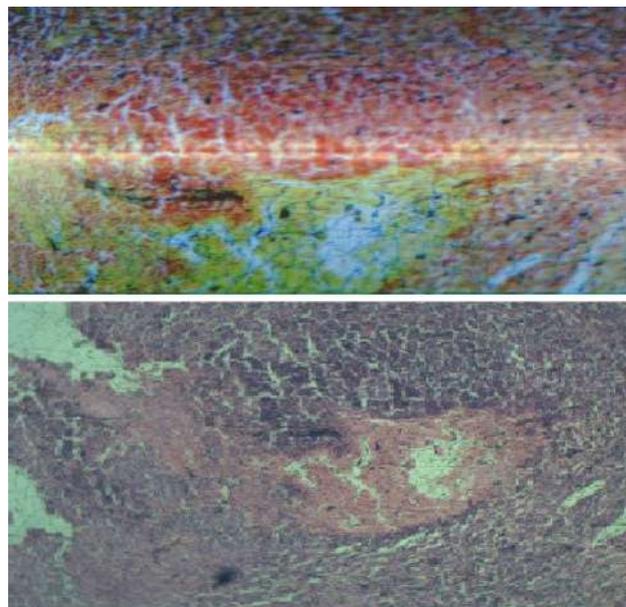


Рис. 5. Пример гиперспектральной визуализации и проведенной классификации по сравнению и обычным цветным изображением гистологического микропрепарата

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены исследования возможностей гиперспектральной визуализации разработанной окулярной приставки - гиперспектрометра к микроскопу для компьютерного анализа и классификации волокон в гистологических микропрепаратах без использования селективных красителей.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Zonios, G. Diffuse reflectance spectroscopy of human adenomatous colon polyps in vivo / G. Zonios, T. Lev, B. Vadim, M. Ramasamy, F. Maryann, V.D. Jacques, S.F. Michael // Applied optics. – 1999. – Vol. 38(31). – P. 6628-6637.
- [2] Lihong, W.V. Biomedical optics: principles and imaging / W.V. Lihong, Wu Hsin-I // Wiley & Sons. – 2009. DOI: 10.1002/9780470177013.
- [3] Costas, B. Multi-Hyperspectral Imaging / B. Costas, P. Christos, E. George // Handbook of Biomedical Optics CRC Press. – 2011. – P. 131-164.
- [4] Pierce, M.C. Accuracy of in vivo multimodal optical imaging for detection of oral neoplasia / M.C. Pierce, A.S. Richard and others // Prevention Research. – 2012. – Vol. 5(6). – P. 801-809. DOI: 10.1158/1940-6207.
- [5] Gurov, I.P. Formation of hyperspectral data on microscopic objects with high degree of spatial non-uniformity of optical density distribution / I.P. Gurov, A.I. Lopatin, A.V. Melnikov // Scientific and Technical Journal of Information Technologies Mechanics and Optics. – 2013. – Vol. 2(84). – P. 103-107.
- [6] Mazur, M.M. Dual acousto-optical image monochromator with adjustable width of the hardware function / M.M. Mazur, Yu.A. Suddenok, V.N. Shorin // Pisma v ZhTF. – 2014. – Vol. 40(4). – P. 56-62.
- [7] Orlov, A.G. Aviation hyperspectrometer: architecture and method of calculating elements / A.G. Orlov, V.V. Egorov, A.P. Kalinin, I.D. Rodionov // 5th All-Russian Open Annual Conference on the Modern Problems of Remote Sensing of the Earth from Space. – 2007. – P. 280-287.
- [8] Podlipnov, V.V. A compact imaging hyperspectrometer / V.V. Podlipnov, N.A. Ivliev, R.V. Skidanov // Journal of Physics Conference Series. – 2019. – Vol. 13689(2). DOI:10.1088/1742-6596/1368/2/022053.

# Моделирование процесса формирования микрооптических структур методом термостимулированной электронно-лучевой литографии

Ф.А. Сидоров

Физико-технологический институт имени К.А. Валиева  
РАН  
Москва, Россия  
fedor.sidorov@phystech.edu

А.Е. Рогожин

Физико-технологический институт имени К.А. Валиева  
РАН  
Москва, Россия  
rogozhin@ftian.ru

**Аннотация**—В данной работе описывается физическая модель высокопроизводительного метода формирования микрооптических структур – термостимулированной электронно-лучевой литографии, а также алгоритм моделирования профиля линии, получаемой этим методом. В модели учитываются электронно-стимулированные разрывы молекул резиста, их деполимеризация, диффузия мономера и процессы растекания. Моделирование профиля линии, получаемой данным методом, показало, что профиль линии существенным образом определяется неоднородным распределением молекулярной массы и вязкости резиста. Из сравнения экспериментальных и промоделированных профилей были определены зависимости длины цепи деполимеризации и вязкости резиста от его молекулярной массы при различных температурах.

**Ключевые слова**— термостимулированная электронно-лучевая литография, микрооптические структуры, термическая деполимеризация.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Существующие в настоящее время методы формирования 3D-структур со сглаженным профилем (в том числе микрооптических структур - синусоидальных дифракционных решеток, фотонных кристаллов и др.), помимо очевидных преимуществ имеют ряд недостатков. К последним можно отнести, например, большое время экспонирования и сложность процесса получения изображения (в случае полутонковой электронно-лучевой и фотолитографии с дальнейшим оплавлением резиста), дороговизну оборудования и его конечный ресурс (в случае использования штампов для нанопринтной литографии). Ввиду этого внимания заслуживает сравнительно новый метод термостимулированной электронно-лучевой литография [1], основанный на экспонировании позитивных полимерных резистов при температуре выше температуры стеклования. В нем электронно-стимулированные разрывы молекул резиста при повышенной температуре инициируют цепную реакцию деполимеризации, что приводит к появлению в резисте большого количества свободного мономера. Вследствие диффузии он покидает слой резиста, обеспечивая формирование полостей в резисте, которые впоследствии заполняются резистом за счет его усадки. Это приводит к формированию 3D-профиля в резисте непосредственно на стадии экспонирования, при этом характерная доза экспонирования составляет порядка 1-

10 мкКл/см<sup>2</sup> (в десятки раз меньше, чем в случае «мокрой» литографии). В настоящее время удавалось получить профили с латеральным разрешением до 300 нм, что может быть результатом любого из процессов, протекающих одновременно при реализации данного метода. Таким образом, для определения границ применимости данного метода необходимо составить физическую модель процессов, приводящих к формированию изображения и оценить влияние каждого из них на результирующую форму профиля.

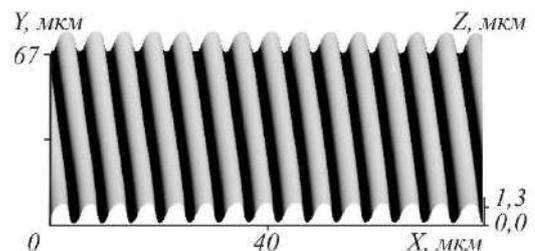


Рис. 1. Пример структуры, полученной в ПММА (полиметилметакрилат) методом термостимулированной электронно-лучевой литографии [1]

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ЛИТОГРАФИИ

Для моделирования профиля линии, получаемой методом термостимулированной электронно-лучевой литографии, были выделены основные процессы, определяющие форму линии – электронно-стимулированные разрывы молекул резиста, их деполимеризация, диффузия мономера и процессы растекания. Рассеяние электронного пучка в резисте и подложке моделировалось с помощью современных подходов на основе функции потерь энергии [2], [3], температурная зависимость радиационно-химического выхода разрывов была определена из сравнения результатов моделирования с экспериментальными результатами [4]. Для моделирования эволюции распределения молекулярной массы резиста в ходе экспонирования была использована кинетическая модель, описанная в работе [5]. Это позволило определить локальное распределение молекулярной массы резиста и, в дальнейшем, длину цепи деполимеризации при каждом разрыве. Считалось, что деполимеризация молекулы резиста приводит к образованию полости в резисте, объем

которой рассчитывался из длины цепи деполимеризации. Учитывая диапазон значений коэффициента диффузии мономеров различных резистов в слое резиста при температурах выше температуры стеклования [6], было установлено, мономер, образовавшийся в результате деполимеризации, в дальнейшем эффективно выходит из слоя резиста (временем выхода мономера можно пренебречь). Моделирование растекания профиля проводилось с использованием аналитического подхода на основе уравнения Навье-Стокса [7] и численного подхода на основе метода конечных элементов с использованием программного обеспечения Surface Evolver [8]. Это позволило учесть неоднородное распределение вязкости резиста, определяемое из локального распределения молекулярной массы.

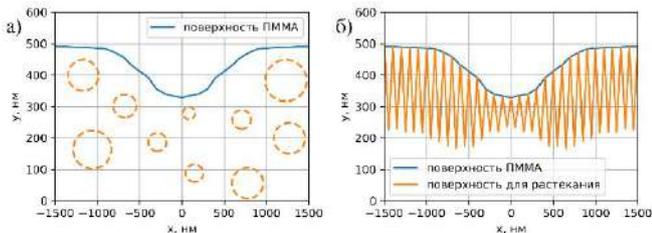


Рис. 2. а) Структура резиста (ПММА, полиметилметакрилат) при экспонировании в методе термостимулированной электронно-лучевой литографии; б) модель однородного резиста с пилообразной поверхностью, используемая на этапе моделирования растекания резиста

При моделировании профиля линии, получаемого в процессе термостимулированной электронно-лучевой литографии, время экспонирования разделялось на промежутки величиной порядка 1с, и в течение каждого промежутка последовательно моделировались вышеописанные процессы. В силу особенностей подхода к моделированию растекания резиста, слой резиста с внутренними полостями на этапе моделирования растекания описывался моделью однородного слоя с пилообразной поверхностью, объем зубьев которой определялся из суммарного объема полостей в резисте (рис. 2). Было установлено, что формирование линии в резисте становится возможным главным образом за счет уменьшения вязкости резиста в области электронного луча, приводящего к более быстрому «затягиванию» полостей, чем на краях линии. На основе сравнения экспериментальных и промоделированных профилей была подтверждена эмпирическая зависимость вязкости резиста от молекулярной массы ( $\eta \sim M_w^{3,4}$  [7],  $M_w$  –

средневесовая молекулярная масса резиста), а также было установлено что с повышением температуры длина цепи деполимеризации изменяется от десятых долей до половины средней длины молекулы.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе приводится описание физической модели метода высокопроизводительного метода формирования микрооптических 3D-структур со сглаженным профилем – термостимулированной электронно-лучевой литографии. Моделирование профиля линии, получаемой данным методом, позволило установить, что профиль линии существенным образом определяется неоднородным распределением молекулярной массы и вязкости резиста. Были определены зависимости длины цепи деполимеризации и вязкости от молекулярной массы резиста при различных температурах.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bruk, M.A. A new method of formation of the masking image (relief) directly during the electron-beam exposure of the resist / M.A. Bruk, E.N. Zhikharev, V.A. Kal'nov, A.V. Spirin, D.R. Strel'tsov // Russ. Microelectron. – 2013. – Vol. 42(5). – P. 261-269.
- [2] Ciappa, M. Monte Carlo modeling in the low-energy domain of the secondary electron emission of polymethylmethacrylate for critical-dimension scanning electron microscopy / M. Ciappa // J. Micro/Nanolithography. – 2010. – Vol. 9(2). – P. 023001.
- [3] Valentin, A. Geant4 physics processes for microdosimetry simulation: Very low energy electromagnetic models for electrons in silicon / A. Valentin // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. – 2012. – Vol. 288. – P. 66-73.
- [4] Alexander, P. The degradation of solid polymethylmethacrylate by ionizing radiation / P. Alexander, A. Charlesby, M. Ross // Proc. R. Soc. London. Ser. A. Math. Phys. Sci. – 1954. – Vol. 223(1154). – P. 392404.
- [5] Boyd, R.H. Theoretical Depolymerization Kinetics. II. The Effect of MolecularWeight Distribution in Degrading Polymers Undergoing Endgroup Initiation / R.H. Boyd // J. Chem. Phys. – 1959. – Vol. 31(321). – P. 321-328.
- [6] Karlsson, O.J. Estimating diffusion coefficients for small molecules in polymers and polymer solutions / O.J. Karlsson, J.M. Stubbs, L.E. Karlsson, D.C. Sundberg // Polymer – 2001. – Vol. 42. – P. 4915-4923.
- [7] Leveder, T. Thin polymer films viscosity measurements from nanopatterning method Thin polymer films viscosity measurements from nanopatterning method / T. Leveder // J. Vac. Sci. Technol. B. – 2010. – Vol. 28. – P. 1251.
- [8] Brakke, K.A. Surface Evolver / K.A. Brakke // Encycl. Microfluid. Nanofluidics. – 2015. – P. 3115-3115.

# Исследование влияния четырехволнового смещения на качество передачи данных в системе со спектральным уплотнением

Н.В. Яковлев  
Санкт-Петербургский  
Государственный университет  
Телекоммуникаций им. проф.  
М.А.Бонч-Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия

А.И. Исупов  
Санкт-Петербургский  
Государственный университет  
Телекоммуникаций им. проф.  
М.А.Бонч-Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия

Е.И. Андреева  
Санкт-Петербургский  
Государственный университет  
Телекоммуникаций им. проф.  
М.А.Бонч-Бруевича  
Санкт-Петербург, Россия  
helena-dima@mail.ru

**Аннотация**—Проведено исследование эффекта четырехволнового смещения в системе передачи данных со спектральным уплотнением. Смоделирован метод уменьшения негативного влияния этого эффекта на качество передачи данных с применением пассивной спектральной полосы.

**Ключевые слова**— волоконно-оптические линии связи, спектральное уплотнение, четырехволновое смещение, нелинейные эффекты.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Увеличение информационной емкости волоконно-оптических линий связи предполагает повышение входной мощности символьных импульсов, повышение скорости передачи данных, использование спектрального уплотнения каналов [1-4]. В таких системах на качество передачи данных существенное влияние оказывают нелинейные эффекты. В системах со спектральным уплотнением наибольшее влияние оказывает эффект четырехволнового смещения (FWM - Four-Photon Mixing) [1-4]. При параметрических процессах, одним из которых является четырехволновое смещение, световод выступает в качестве пассивной среды, в которой оптические волны взаимодействуют через нелинейный отклик возбуждаемых ими электронами внешних оболочек. Известно, что этот эффект возникает при взаимодействии соседних каналов, существенно зависит от спектральной разнесенности каналов в системе, зависит от полной оптической мощности в соседних взаимодействующих каналах, возрастает в световодах со смещенной дисперсией.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для волоконно-оптических линий связи нежелательными являются продукты четырехволнового смещения:

$$f_{i,j,k} = f_i + f_j - f_k, \quad (1)$$

$$f_{2i,k} = 2f_i - f_k, \quad (2)$$

где  $f_i, f_j, f_k$  – центральные частоты рабочих оптических каналов. Для  $N$ -канальной системы индексы  $i, j, k$  принимают любые значения от 1 до  $N$ , что приводит к генерации  $(N^3 - N^2)/2$  продуктов четырехволнового смещения.

Количество нежелательных спектральных компонент, попадающих в заданный спектральный канал с индексом  $m$ , где  $m = 1 \dots N$ , можно оценить как [2, 3]:

$$N_{(f_i+f_j-f_k)}(m,N) = m \cdot (N-m+1) / 2 + [(N-3)^2 - 5] / 4 - [1 - (-1)^N (-1)^{N+m}] / 8. \quad (3)$$

$$N_{(2f_i-f_k)}(m,N) = [N-2-0,5 \cdot (N-2-0,5 \cdot (1-(-1)^N) \cdot (-1)^m)]. \quad (4)$$

$$N_{\Sigma} = N_{(f_i+f_j-f_k)} + N_{(2f_i-f_k)}. \quad (5)$$

Как показывает численный анализ и результаты моделирования в программе OptiSystem, наибольшее количество дополнительных комбинационных частот попадает в центральные каналы рабочего спектрального диапазона (рис.1). Количество комбинационных частот – продуктов четырехволнового смещения быстро нарастает с увеличением числа  $N$  спектральных каналов в системе. В результате отношение сигнал-шум может ухудшаться.

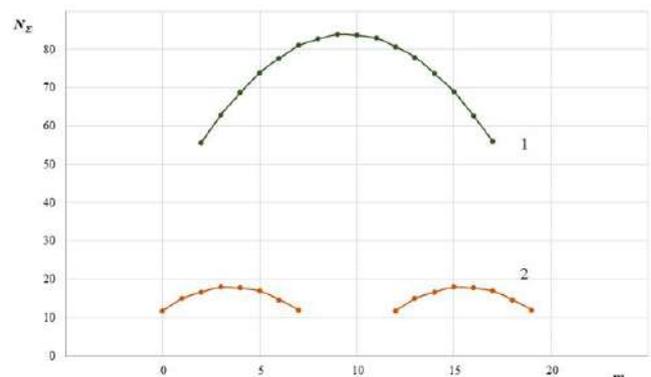


Рис. 1. Уменьшение числа продуктов четырехволнового смещения при использовании пассивной полосы: 1 – распределение комбинационных частот при общем числе каналов  $N = 16$ , 2 – распределение комбинационных частот в рабочих каналах с  $N = 8$  при использовании пассивной полосы шириной 4 спектральных канала

Моделирование проводилось в программе OptiSystem. В качестве генератора кодовой последовательности использовался источник гауссовских импульсов. Сигналы от отдельных генераторов объединялись с помощью мультиплексоров в один волоконный световод. Для разделения влияния отдельных факторов рассматривались случаи волоконного световода с потерями и без потерь, с дисперсией от 2 до 20 пс/(нм·км), соответствующую световоду с ненулевой смещенной дисперсией и стандартному световоду.

Моделирование проводилось в несколько этапов. На первом этапе рассматривалась система с высоким спектральным разрешением. Продемонстрировано, что уменьшение негативного влияния четырехволнового смещения может быть достигнуто за счет использования пассивной спектральной полосы [2-3]. Для этого один восьмиканальный поток данных разбивался на два четырехканальных потока, разнесенные пассивным спектральным интервалом. На рис. 2(а) показан спектр входного сигнала. На рис. 2(б) представлен спектр сигнала с набором комбинационных частот – продуктов четырехволнового смещения. Как видно из рис. 2(в), мощность этих компонентов быстро спадает с удалением от рабочих частот и не попадает в соседний рабочий спектральный диапазон. Следовательно, для уменьшения негативного влияния четырехволнового смещения может быть использован метод разделения рабочего спектра системы пассивной спектральной полосой.

На втором этапе моделировались многоканальные системы с малым шагом спектрального разнесения. В ходе моделирования показано, при передаче данных со спектральным разнесением каналов 100 ГГц по стандартному волоконному световоду (standard single mode fiber, SSMF) с дисперсией  $D = 16,75$  пс/нм/км при уровне потерь 0,2 дБ/км уровень комбинационных частот составлял около -40 дБ относительно передаваемого оптического сигнала. Таким образом показано, что влияние эффекта четырехволнового смещения в стандартном световоде невелико. При использовании световода со смещенной дисперсией (dispersion shifted fiber, DSF) при  $D = 2$  пс/нм/км эффект четырехволнового смещения наблюдался уже при значительно меньших уровнях мощности оптического сигнала на входе в линию. Уровень комбинационных частот составлял около -20 дБ относительно передаваемого оптического сигнала. Таким образом показано, что в волоконных световодах со смещенной дисперсией комбинационные частоты, возникающие в результате эффекта четырехволнового смещения, создают серьезные помехи. Использование пассивной спектральной полосы значительно снижает негативное влияние эффекта четырехволнового смещения.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено численное моделирование волоконно-оптической системы передачи данных со спектральным уплотнением. Показано, что при построении системы с пассивной спектральной полосой количество комбинационных частот – продуктов четырехволнового смещения может быть существенно уменьшено. Таким образом может быть повышено качество передачи данных в системах со спектральным уплотнением каналов.

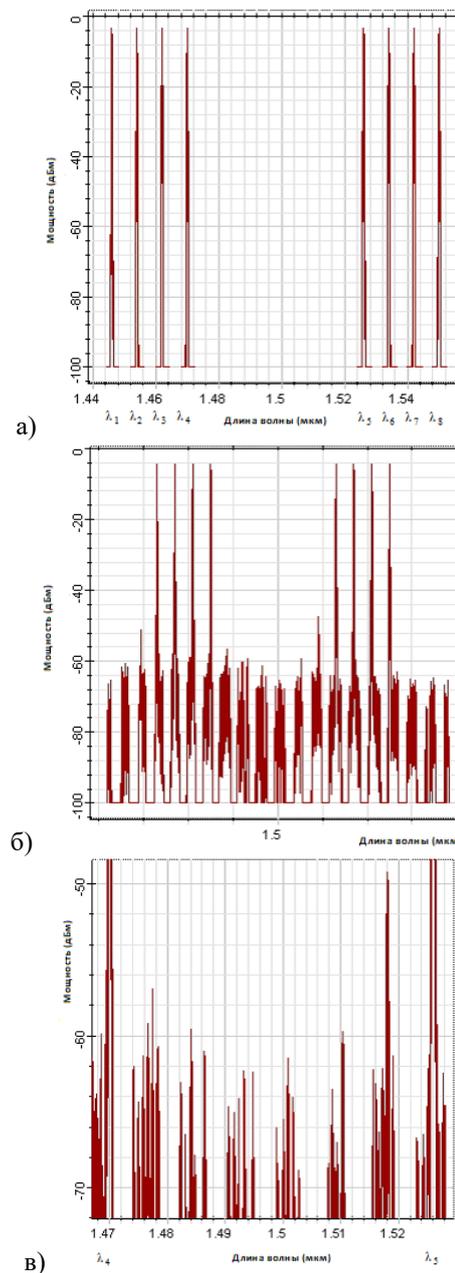


Рис. 2. Спектр сигнала на входе (а) и на выходе (б) линии длиной 20 км и фрагмент спектра между рабочими полосами частот (в)

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Агравал, Г. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Мир, 1996. – 323 с.
- [2] Вардамян, В.А. Исследование распределения продуктов четырехволнового смешивания в ВОСП с ЧРК / В.А. Вардамян // Вестник СибГУТИ. – 2016. – № 2 – С.78-84.
- [3] Вардамян, В.А. Исследование помех от четырехволнового смещения на спектрально разделенные каналы в пассивных оптических сетях доступа / В.А. Вардамян // Автотметрия. – 2017. – Т. 51, № 1. – С. 63-72.
- [4] Yakovlev, N.V. Effect of the FWM and SRS on the fiber optics wavelength multiplexing system parameters / N.V. Yakovlev, A.V. Bykov, E.I. Andreeva // SPb Open Proc. – 2021.

# Исследование неравномерности потока излучения рентгеновской трубки с помощью трейсинга лучей

С.Р. Абульханов

Самарский национальный исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
abulkhanov.sr@ssau.ru

Ю.С. Стрелков

Институт систем обработки изображений – филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника» РАН  
Самара, Россия  
ghost\_strelkov@mail.ru

**Аннотация**—Современный рентгеноструктурный анализ позволяет исследовать строение кристаллических решеток, структуру фазового состава поверхности исследуемого объекта и структуру биологических тканей. Поток рентгеновского излучения на этапе его формирования имеет неравномерную плотность, что приводит к искажению формируемого изображения. Отклонение энергетической плотности рентгеновского излучения от равномерной плотности зависит от многих факторов, среди которых шероховатость анода источника рентгеновского излучения и точность выполнения отверстия диафрагмы. Используя трейсинг рентгеновских лучей, была получена оценка влияния шероховатости поверхности анода и точность изготовления отверстия диафрагмы на равномерность плотности генерируемого рентгеновского потока. С помощью предлагаемой методики были получены изображения сечения рентгеновского потока с неравномерной плотностью, которая определялась различной шероховатостью поверхности анода и различными отклонениями диаметра диафрагмы от номинального размера.

Изображения плотности сечения рентгеновского потока имели разрешающую способность, которая недоступна для разрешения оптической системы глаза человека. Для визуализации всей информации на изображении использовалось его преобразование. С помощью преобразованного изображения определялись параметры, которые индивидуализировали каждое изображение плотности рентгеновского потока.

Предлагаемая методика позволяет исследовать формируемую плотность рентгеновского излучения для конкретного источника рентгеновского излучения.

**Ключевые слова**— *неравномерность потока излучения, рентгеновские лучи, зрительное восприятие изображения, преобразование изображения плотности излучения, параметризация.*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Физическое металловедение позволяет исследовать структуру и свойства металлов и сплавов с помощью ионизирующего излучения рентгеновского спектра. Современный рентгеноструктурный анализ позволяет изучать кристаллическую решётку и структуру фазового состава поверхности исследуемого объекта. Различная прозрачность для рентгеновского излучения (РИ) биологических тканей также позволяет распознавать и успешно лечить заболевания в 80-85% случаев [1].

Источником первичной информации о исследуемом объекте являются процессы поглощения и рассеивания энергии РИ исследуемой средой. Результат

взаимодействия РИ и объекта исследования регистрируется матричным детектором, выход которого оцифровывается и визуализируется. Современные средства визуализации имеют разрешающую способность, которая превышает разрешение оптической системы глаза человека [2], поэтому часть информация на цифровом изображении будет не доступна для зрительного восприятия [3]. Для того, чтобы вся информация с выхода матричного детектора была доступна для зрительного восприятия, цифровое изображение было преобразовано в соответствии с методикой [4], которая позволяет фиксировать изменения на изображении менее 0,001%.

Та часть информации изображения, которая не доступна для зрительного восприятия, может быть искажена помехами различной природы. Первичное искажение формируемого цифрового изображения происходит на этапе формирования потока РИ, который имеет неравномерную плотность. Причиной этого являются геометрические искажения формируемого потока РИ и физические явления, сопровождающие генерацию потока РИ [5].

В работе будет рассматриваться влияние геометрических параметров и структуры шероховатости неподвижного и вращающегося анода рентгеновской трубки [6]. Кроме того, исследовалось влияние допустимых отклонений от номинальных размеров диафрагмы источника РИ.

Исследование проводилось на 3D моделях рентгеновских трубок, выпускаемых российской промышленностью. Моделям были приданы размеры и физико-технические свойства реальных рентгеновских трубок. Свойства и характеристики генерируемого РИ исследовались с помощью трейсинга рентгеновских лучей.

На рис. 1 показан пучок рентгеновских лучей, отраженный от шероховатой поверхности неподвижного анода и прошедший через диафрагму диаметром 1 мм. Шероховатость моделировалась в виде пирамид с равномерно распределенными высотами и равномерно расположенными на поверхности анода. Усредненные на модели параметры шероховатости Ra и Rz составляли соответственно 0,25 и 2,3 мкм.

Было установлено: для диаметра отверстия диафрагмы с погрешностью формы отверстия в пределах  $\pm 5\%$  и для смоделированной шероховатости отклонение плотности рентгеновского потока от равномерной плотности составляет менее 1%.

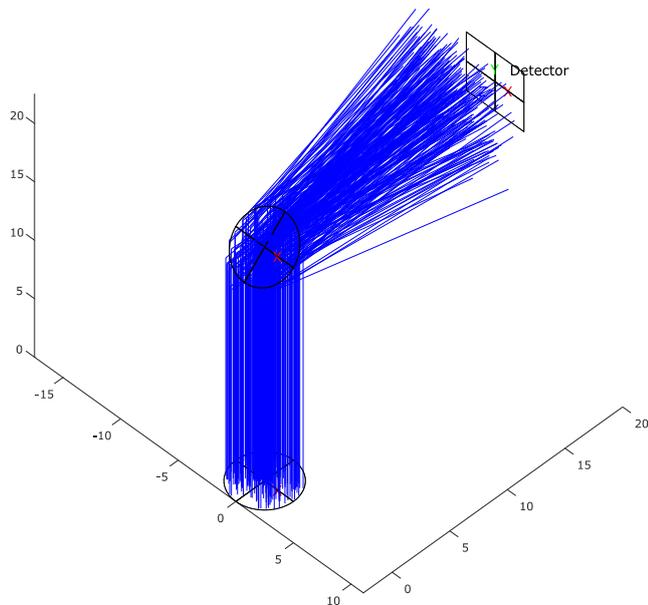


Рис. 1. Пучок рентгеновских лучей, отраженный от шероховатой поверхности ( $R_a = 0,25$  мкм и  $R_z = 2,3$  мкм) неподвижного анода и прошедший через диафрагму диаметром 1 мм

## 2. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая модель позволяет оценить влияние шероховатости поверхности анода рентгеновской трубки на неравномерности потока РИ в любом сечении. Шероховатость может иметь различный интервал изменения высот и различный характер, обусловленный технологическим воздействием.

На размеры сечения потока РИ и на его плотность влияют отклонения формы и размер диафрагмы

рентгеновской трубки. Использование трейсинга рентгеновских лучей позволило оценить неравномерность плотности потока РИ для различных отклонений диаметра диафрагмы от номинального значения.

Разработанная методика позволяет оценивать погрешности на изображении, сформированном РИ, обусловленные следующими геометрическими параметрами: проекционное увеличение; излучения, выходящее за пределы фокусного пятна анода; рефракцию РИ на границе двух сред и др.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Chatterjee, P. Survey on Techniques used in Medical Imaging Processing / P. Chatterjee, D.S. Rani // *Journal of Physics Conference Series*. – 2021. – Vol. 2089(1). – P. 012013.
- [2] Mostafapoor, M. Evaluation of the accuracy values of cone-beam CT regarding apical periodontitis: a systematic review and meta-analysis / M. Mostafapoor, S. Hemmatian // *Oral Radiology*. – 2022. – Vol. 38(3). – P. 309-314. DOI: 10.1007/s11282-021-00549-z.
- [3] Applegate, R.A. Optics of aberroscopy and super vision / R.A. Applegate, L.N. Thibos, G. Hilmantel // *Journal of Cataract & Refractive Surgery*. – 2001. – Vol. 27(7). – P. 1093-1107.
- [4] Abul'khanov, S.R. Information Pattern in Imaging of a Rough Surface / S.R. Abul'khanov, N.L. Kazanskiy // *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*. – 2018. – Vol. 302. – P. 012068.
- [5] Rajeswari, P. Denoising X-Ray Image Using Discrete Wavelet Transform and Thresholding / P. Rajeswari, K. K.Thyagarajan, V.S. Prabhu, G. Shree Devi // *Lecture Notes in Electrical Engineering*. – 2022. – Vol. 792. – P. 191-198.
- [6] Siller, M. Geometrical model for calculating the effect of surface morphology on total x-ray output of medical x-ray tubes / M. Siller, M. Minkinen, P. Bogust, A. Jelinek, J. Schatte, N. Bostrom, K. Greenland, W. Knabl, H. Clemens, R. Pippa, V. Maier-Kiener // *Medical Physics*. – 2021. – Vol. 48(4). – P. 1546-1556.

# Создание устройства регистрации флуоресценции от микрофлюидных чипов

Р.К. Добрецов  
Санкт-Петербургский  
Политехнический университет  
имени Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
rody99@gmail.com

В.В. Давыдов  
Санкт-Петербургский  
Политехнический университет  
имени Петра Великого  
Санкт-Петербург, Россия  
ВНИИФ Российской академии наук  
Московская область, Россия  
davydov\_vadim66@mail.ru

А.А. Евстапов  
Институт аналитического  
приборостроения Российской  
академии наук  
Санкт-Петербург, Россия  
an\_evs@mail.ru

**Аннотация**—В данной работе рассматривается создание и проверка на работоспособность макета для регистрации флуоресценции от микрофлюидных чипов при проведении полимеразной цепной реакции (ПЦР). В работе приведены характеристики основных элементов, использованных при создании макета устройства для детектирования флуоресценции. Представлены результаты экспериментов при проверке работоспособности элементов макета и микрофлюидных чипов. Продемонстрирована работоспособность собранного макета при проведении ПЦР реакции в реальном времени.

**Ключевые слова**— полимеразная цепная реакция (ПЦР), микрофлюидный чип, ДНК, флуоресценция, красители, термоциклер, оптоволоконно, амплификация.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведущим инструментом для химико-биологических исследований является ПЦР [1, 2]. С помощью ПЦР специфические последовательности в матрице ДНК или кДНК могут быть скопированы или «амплифицированы» в тысячу или миллион раз с использованием специфичных для последовательности олигонуклеотидов, термостабильной ДНК-полимеразы и техники термоциклирования. ПЦР в реальном времени — это разновидность метода ПЦР, который обычно используется для количественного определения ДНК или РНК в образце. Используя праймеры, специфичные для последовательности, можно определить количество копий конкретной последовательности ДНК или РНК. Количественная оценка возможна путем измерения количества амплифицированного продукта на каждом этапе цикла ПЦР. Количественная оценка возможна путем измерения количества амплифицированного продукта на каждом этапе цикла ПЦР. Амплификация будет наблюдаться на более ранних циклах, если в образце присутствует определенная последовательность (ДНК или РНК), а если последовательность недостаточна, амплификация будет наблюдаться на более поздних циклах или вообще не регистрироваться. Количественное определение амплифицированного продукта получают с использованием флуоресцентных зондов или флуоресцентных ДНК-связывающих красителей и инструментов ПЦР в реальном времени, которые измеряют флуоресценцию при выполнении термоциклирования, необходимого для реакции ПЦР [1, 2].

В большинстве существующих на данный момент устройств для ПЦР-анализа используются пробирки или микротитрационные планшеты, и они имеют ряд серьезных недостатков [3, 4]. Недостатки: неравномерный нагрев/охлаждение объемных систем, скорость анализа не соответствует требованиям современной медицины, биологии, экологических служб и т. п., а именно требованию экспрессности анализа. Решением этой проблемы являются микрофлюидные чипы, поскольку они представляют собой планарные системы. Используя микрофлюидные чипы, можно анализировать больше образцов за меньшее время. Таким образом разработка и создание устройств для ПЦР-анализа в реальном времени с использованием микрофлюидных технологий необходимы и крайне важны.

## 2. МАКЕТ УСТРОЙСТВА РЕГИСТРАЦИИ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОТ МИКРОФЛЮИДНЫХ ЧИПОВ

На рис. 1 представлен разработанный макет устройства детектирования флуоресценции от микрофлюидных чипов.

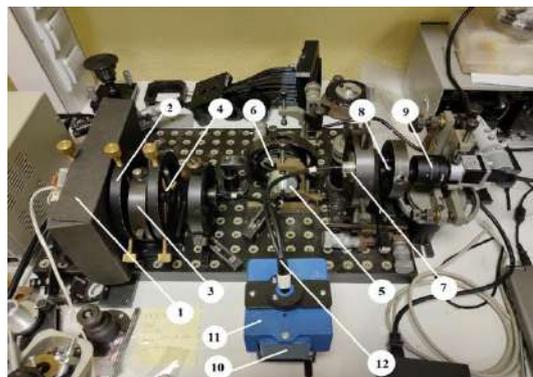


Рис. 1. Макет устройства для регистрации флуоресценции: 1 — источник (светодиод); 2, 4, 6, 8 — линзы; 3 — фильтр возбуждения; 5, 7 — фильтры эмиссии; 9 — фотоприемное устройство; 10 — место расположения чипа; 11 — термоциклер; 12 — оптоволоконно (оптоволоконный жгут)

Основными элементами макета устройства являются: микрофлюидный чип, светодиод, фотоприемник (камера), волоконно-оптический жгут, термоциклер, оптические линзы и фильтры. Источником света в устройстве служит светодиод типа SMD с длиной волны испускаемого света 480 нм, мощностью 3 Вт, с максимальным управляющим током 700 мА и световым потоком до 70 лм. От источника свет попадает на систему

плосковыпуклых линз и фильтром возбуждения с длиной волны 490 нм. Далее свет попадает в тройное оптическое волокно (волоконно-оптический жгут). Один канал — возбуждение, два других — регистрация сигнала флуоресценции/эмиссии. Свет, пройдя по оптоволокну, попадает в раствор, находящейся в микрофлюидном чипе, и возбуждает флуоресценцию. Чип расположен в термоциклере, с помощью которого проводится ПЦР реакция. В термоциклере так же установлено устройство для фиксации оптического волокна, которое позволяет не только закрепить осветительный жгут в термоциклере, но и контролировать расстояние от него до чипа. Детектирование флуоресценции происходит с помощью фотоприемника камеры, на который свет попадает пройдя через фильтр эмиссии с длиной волны 520 нм и плосковыпуклые линзы.

Перед проведением экспериментов необходимо было сначала отобрать наиболее подходящий микрофлюидный чип. Чип выбирался по двум критериям: герметичность и светопропускание. Герметичность чипов проверялась путем проведения имитации ПЦР реакции на собранном макете и по количеству образованных в чипе пузырьков воздуха определялся наиболее герметичный чип. Для проверки фильтров на светопропускание был использован спектрофотометр, с помощью которого были получены графики зависимости процента пропускания от длины волны. По этим графикам и отбирался подходящий микрофлюидный чип. Соответственно чип, использованный в дальнейших экспериментах, выбирался с учетом обоих критериев.

Работоспособность макета устройства была проверена путем проведения на нем ПЦР реакции со специально установленными параметрами и с использованием микрофлюидного чипа, заполненного реагентом, под который и подбирались параметры ПЦР реакции. Сигнал флуоресценции от чипа регистрировался с помощью камеры и затем обрабатывался программой на компьютере для получения графика ПЦР реакции. После чего можно было провести анализ полученного графика.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ СОБРАННОГО МАКЕТА

Для проведения эксперимента были установлены следующие параметры ПЦР:

- Первичная денатурация: 91 °C и продолжительность 1 минуту;
- Параметры цикла:
  - Денатурация за цикл: 60 °C и продолжительность 20 секунд;
  - Синтез в цикле: 75 °C и продолжительность 10 секунд;
  - Отжиг за цикл: 90 °C и продолжительность 10 секунд;
- Количество циклов: 30;
- Окончательная инкубация: 36 °C и продолжительность 2 минуты.

Для заполнения микрофлюидного чипа использовался набор реагентов для обнаружения ДНК растений в продуктах питания, пищевом сырье, семенах

и кормах методом полимеразной цепной реакции в реальном времени «Растение универсал». Использовался краситель  $Cu5$ .

Был получен график зависимости уровня сигнала от времени ПЦР, представленный на рис. 2.

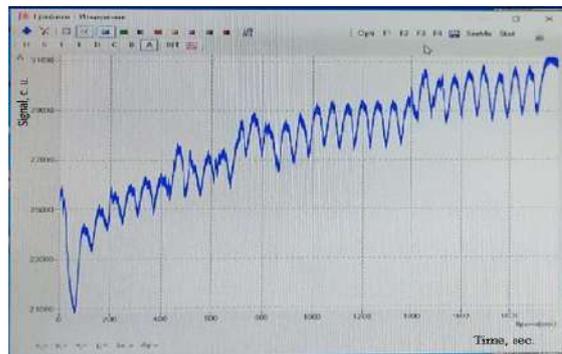


Рис. 2. График зависимости уровня сигнала от времени ПЦР

На графике (рис. 2) можно наблюдать прохождение ПЦР реакции в реальном времени, а именно процесс амплификации в реальном времени. Скачки уровня сигнала с выходом на пик примерно через равные промежутки времени и при увеличении уровня сигнала пика с каждым новым скачком, выражают циклы ПЦР реакции в процессе амплификации. То есть после каждого цикла происходит увеличение количества продукта в чипе и, следовательно, увеличивается сигнал флуоресценции. Стоит отметить, что в ходе эксперимента в камере могут образовываться пузыри, которые в процессе термоциклирования двигаются по камере, и могут привести к неравномерным изменениям уровня сигнала. Чем дольше держать термоциклирование тем больше вероятность слияния пузырей, появления больших пузырей.

### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведения экспериментальных исследований на собранном макете, были получены графики отражающие процессы термоциклирования, амплификации и выхода на плато в реальном времени, то есть регистрировался процесс ПЦР в реальном времени. Таким образом собранный макет устройства может в дальнейшем использоваться для биологических и химических исследований на микрофлюидных чипах при проведении ПЦР в реальном времени.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Kruglov, V.A. Development of a hydraulic system for bridge amplification / V.A. Kruglov, V.S. Reznik, A.P. Glinushkin // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – Vol. 1695(1). – P. 012067.
- [2] Reznik, V.S. Development of a measuring device for the study of thermal processes during the polymerase chain reaction / V.S. Reznik, V.A. Kruglov, A.I. Petrov, A.P. Glinuchkin, V.Y. Rud // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – Vol. 1410(1). – P. 012078.
- [3] Matvienko, I.V. Synthesis of Dihydroquinoline-Based Derivatives of Fluorescent Rhodamine Dyes for Nucleic Acid Analysis by a Real-Time Polymerase Chain Reaction / I.V. Matvienko, V.M. Bayramov, N.A. Parygina, V.E. Kurochkin, Y.I. Alekseev // Russian Journal of Bioorganic Chemistry. – 2020. – Vol. 46(3). – P. 349-359.
- [4] Fedorov, A.A. The polymerase chain reaction model analyzed by the homotopy perturbation method / A.A. Fedorov, A.S. Berdnikov, V.E. Kurochkin // Journal of Mathematical Chemistry. – 2019. – Vol. 57(4). – P. 971-985.

# Лазерные технологии обработки материалов и формирование наноструктур с применением дифракционных оптических элементов

В.А. Данилов

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН Москва, Россия  
viktordanilov@bk.ru

**Аннотация**—Осуществление процессов лазерной обработки материалов обуславливает необходимость формирования требуемого воздействия на выбранные участки с заранее заданным распределением плотности мощности излучения. Рассмотрены возможности применения компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов для лазерной обработки металлических материалов и формирования наноструктур. Использование дифракционной оптики для формирования лазерного излучения позволяет получить заданные свойства обрабатываемых материалов. Представлены результаты, подтверждающие эффективность применения лазерных технологий с регулируемым пространственным распределением мощности излучения для увеличения прочности и износостойкости конструктивных элементов, а также прочности сварных соединений. Описаны возможности управления морфологией синтезируемых структур путем пространственного перераспределения лазерного облучения.

**Ключевые слова**— компьютерно-синтезированные дифракционные оптические элементы, лазерные технологии, обработка материалов, формирование наноструктур.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Реализация и целенаправленное использование выбранного метода лазерной обработки, как правило, требует воздействия на выбранные участки материала излучения с заранее заданным распределением плотности мощности. До сих пор практические решения с использованием различных оптических систем удовлетворяют этому требованию лишь в определенной степени, оставляя большой диапазон возможностей не использованным. В принципе, может быть рассчитана любая поверхность оптического элемента, способная сфокусировать лазерный луч требуемым образом, но это не означает, что такая поверхность может быть изготовлена. Использование оптических элементов с формой поверхностями, не соответствующими расчетной, приводит к возникновению различного рода дефектов при лазерной обработке. Поэтому этот метод имеет ограничения для управления специфическими модификациями или изменениями в ограниченных областях материала. Эту проблему частично решают тем, что не используют материалы, которые более чувствительно реагируют на тепловые изменения. Однако такой подход неэффективен, и возможности лазерной обработки используются не полностью. Вместо применения оптических элементов, специально не согласованных с поставленной задачей, более современный подход использует дифракционные

оптические элементы (ДОЭ) для более точного управления распределением плотности мощности лазерного луча.

## 2. ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ И ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР

Одни из первых научных исследований, касающиеся основ применения компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов для лазерной обработки были проведены в работах [1, 2]. На основе использования методов решения обратной задачи теплопроводности был разработан алгоритм расчета распределения плотности мощности лазерного луча для создания желаемого теплового эффекта в материалах. Продемонстрировано улучшение параметров температурного поля в хромоникельмолибденовой стали при лазерной термообработке. Предложенный подход позволяет не только достичь более равномерного температурного режима по ширине зоны термического влияния, но и увеличить ширину целевых изотерм температурного поля. Показано, что в оптических системах целесообразно использовать компоненты, позволяющие изменять во времени форму лазерного луча и распределение интенсивности излучения [3]. Это возможно осуществить за счет изменения пространственного положения дифракционного элемента – фокусатора излучения. Особенностью является то, что оптический элемент, выполненный в виде отражающей пластины и преобразующий излучение в отрезок прямой линии, устанавливается с возможностью вращения вокруг центральной нормали к его поверхности.

Разработан метод лазерного отжига листовых материалов из алюминий-магниевого и низколегируемых титановых сплавов [4-6], применение которого открыло возможности для расширения возможностей формообразующих операций данных материалов и повышения точности изготовления конструктивных элементов. В работах [7, 8] показано, что сварка импульсным лазерным излучением с перераспределением энергии и плотности мощности позволяет повысить прочность сварных соединений. Лазерная обработка с использованием дифракционных оптических элементов позволила повысить адгезионную прочность покрытий, наносимых на конструктивные элементы [9]. Инновационным аспектом является применение компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов для формирования пучка, что позволило повысить точность передачи энергии на поверхности материалов, в том числе на поверхности деталей сложной формы [10]. Новые технические решения для формирования пучка

обуславливают необходимость точного моделирования тепловых процессов, инициируемых лазерным воздействием [11].

Перспективным направлением применения компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов является формирование наноструктур пористых и оксиднометаллических материалов [12]. Обеспечение средств управления морфологией наноструктур на локальных участках зоны лазерного воздействия является проблемой, которая может быть решена путем адаптации формы лазерного пучка, а также перераспределения энергии и плотности мощности [13-15]. В этом отношении использование компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов является эффективным средством решения этой проблемы.

Для дальнейших исследований в этой области интерес представляют и другие процессы, например, лазерная обработка для снижения коэффициента трения керамики из карбида кремния [16, 17], лазерная сварка металлополимерных сэндвич-панелей [18] и селективная модификация двухфазных сталей [19, 20].

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана эффективность и целесообразность применения компьютерно-синтезированных дифракционных оптических элементов для лазерной обработки металлических материалов и формирования наноструктур. Использование дифракционной оптики для формирования лазерного излучения позволяет повысить физико-механические характеристики конструкционных и функциональных материалов при создании температурного поля в технологических объектах, обеспечивающего требуемые свойства обрабатываемых материалов. Представлены результаты, подтверждающие эффективность применения лазерных технологий с регулируемым пространственным распределением мощности излучения для увеличения прочности и износостойкости конструктивных элементов, а также прочности сварных соединений. Определены возможности управления морфологией синтезируемых структур путем пространственного перераспределения лазерного облучения. Лазерные технологии обработки материалов и формирование наноструктур с применением дифракционных оптических элементов находят применение. Новые процессы представляют интерес для дальнейших исследований в этой области.

### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Досколович, Л.Л. Исследование оптических систем управления передачей высоких энергий / Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.И. Мордасов, С.П. Мурзин, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. – 2002. – № 23. – С. 40-43.
- [2] Казанский, Н.Л. Формирование требуемого энергетического воздействия при лазерной обработке материалов с применением фокусаторов излучения / Н.Л. Казанский, С.П. Мурзин, С.Ю. Ключков // Компьютерная оптика. – 2005. – № 28. – С. 89-93.
- [3] Danilov, V.A. Device for laser treatment of an object / V.A. Danilov, V.V. Popov, A.M. Prokhorov, I.N. Sisakian, D.M. Sagatelian, V.A. Soifer, E.V. Sisakian, L.P. Naumidi, Ju.K. Danileiko, Ju.D. Terekhin, V.S. Akopian, S.P. Murzin, V.P. Shorin, V.I. Mordasov // US Patent 5103073 of April 7, 1992.
- [4] Мурзин, С.П. Повышение эффективности лазерной обработки материалов при использовании элементов компьютерной оптики / С.П. Мурзин // Перспективные материалы. – 2003. – № 2. – С. 74-78.
- [5] Murzin, S.P. Local laser annealing for aluminium alloy parts / S.P. Murzin // Lasers in Engineering. – 2016. – Vol. 33(1-3). – P. 67-76.
- [6] Murzin, S.P. Softening of low-alloyed titanium billets with laser annealing / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy // IOP Conference Series: Materials Science and Engineering. – 2018. – Vol. 302(1). – P. 012070. DOI: 10.1088/1757-899X/302/1/012070.
- [7] Мурзин, С.П. Создание плотных бездефектных сварных соединений сплавов на никелевой основе импульсным лазерным воздействием / С.П. Мурзин // Известия Самарского научного центра Российской академии наук. – 2013. – Т. 15, № 6. – С. 181-185.
- [8] Мурзин, С.П. Лазерная сварка разнородных металлических материалов с использованием дифракционных оптических элементов / С.П. Мурзин, Г. Лидль // Компьютерная оптика. – 2017. – Т. 41, № 6. – С. 848-855. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-6-848-855.
- [9] Мурзин, С.П. Формирование структур материалов лазерным воздействием для повышения эксплуатационных свойств деталей в авиадвигателестроении // С.П. Мурзин // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 3. – С. 353-359. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-3-353-359.
- [10] Murzin, S.P. Analysis of the advantages of laser processing of aerospace materials using diffractive optics / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy, C. Stiglbrunner // Metals. – 2021. – Vol. 11(6). – P. 963. DOI: 10.3390/met11060963.
- [11] Murzin, S.P. Development of technologies of laser material processing with use of diffractive optics / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy, C. Stiglbrunner // Proceedings of 7th IEEE International Conference on Information Technology and Nanotechnology. – 2021. – P. 9649136. DOI: 10.1109/ITNT52450.2021.9649136.
- [12] Казанский, Н.Л. Оптическая система для проведения селективной лазерной сублимации компонентов металлических сплавов / Н.Л. Казанский, С.П. Мурзин, В.И. Трегуб // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 481-486.
- [13] Murzin, S.P. Arrays formation of zinc oxide nano-objects with varying morphology for sensor applications / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy // Sensors. – 2020. – Vol. 20(19). – P. 1-19. DOI: 10.3390/s20195575.
- [14] Murzin, S.P. Laser irradiation for enhancing mass transfer in the solid phase of metallic materials / S.P. Murzin // Metals. – 2021. – Vol. 11(9). – P. 1359. DOI: 10.3390/met11091359.
- [15] Murzin, S.P. Study of the formation of zinc oxide nanowires on brass surface after pulse-periodic laser treatment / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy // Lecture Notes in Mechanical Engineering. – 2022. – P. 335-343. DOI: 10.1007/978-3-030-90421-0\_28.
- [16] Murzin, S.P. Reduction of the friction coefficient of silicon carbide ceramics by ultraviolet nanosecond laser treatment / S.P. Murzin, V.B. Balyakin, C. Gachot, S.A. Fomchenkov, M.V. Blokhin, N.L. Kazanskiy // Proceedings of 7th IEEE International Conference on Information Technology and Nanotechnology. – 2021. – P. 9649435. DOI: 10.1109/ITNT52450.2021.9649435.
- [17] Murzin, S.P. Ultraviolet nanosecond laser treatment to reduce the friction coefficient of silicon carbide ceramics / S.P. Murzin, V.B. Balyakin, C. Gachot, S.A. Fomchenkov, M.V. Blokhin, N.L. Kazanskiy // Applied Sciences (Switzerland). – 2021. – Vol. 11(24). – P. 11906. DOI: 10.3390/app112411906.
- [18] Murzin, S.P. Laser welding of metal-polymer-metal sandwich panels / S.P. Murzin, H. Palkowski, A.A. Melnikov, M.V. Blokhin // Metals. – 2022. – Vol. 12(2). – P. 256. DOI: 10.3390/met12020256.
- [19] Murzin, S.P. Laser beam shaping for modification of materials with ferritic-martensitic structure / S.P. Murzin, N.L. Kazanskiy, G. Liedl, A. Otto, R. Bielak // Procedia Engineering. – 2017. – Vol. 201. – P. 164-168. DOI: 10.1016/j.proeng.2017.09.592.
- [20] Мурзин, С.П. Селективная модификация двухфазной стали DP 1000 лазерным воздействием с применением дифракционного оптического элемента / С.П. Мурзин, М.В. Блохин // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 773-779. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-773-779.

# Исследование влияния алюминиевого кантилевера на поляризацию светового поля

Е.С. Козлова

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
kozlova.elena.s@gmail.com

С.С. Стафеев

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
sergey.stafeev@gmail.com

В.В. Котляр

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
kotlyar@ipsiras.ru

**Аннотация**—В этой статье с использованием метода конечных разностей во временной области исследуется влияние пирамидального апертурного кантилевера на измерение поляризации светового поля. Показано, что алюминиевый кантилевер оказывает сильное влияние на ТЕ-поляризованную волну, в то время как для цилиндрического векторного пучка изменения поляризации не столь значительны.

**Ключевые слова**— пирамидальный апертурный кантилевер, поляризация, СБОМ.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

С помощью сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) исследователи имеют возможность обнаруживать световые поля вблизи границ раздела двух сред, где классическая оптическая микроскопия бессильна [1-2]. Существует два типа кантилеверов для регистрации излучения в СБОМ: безапертурные и апертурные [3-10]. В последнее время наблюдается устойчивый рост использования безапертурных СБОМ [3,4]. Однако апертурные СБОМ [5,6] по-прежнему востребованы из-за большой сложности измерений безапертурными методами СБОМ. Кроме того, ведутся активные исследования в области применимости того или иного типа кантилеверов для различных задач, а также оптимизации процесса измерения с их помощью [7].

Ранее мы изучали фокусировку цилиндрического векторного пучка (ЦВП) второго порядка амплитудной зонной пластинкой Френеля с использованием СБОМ [8]. В ходе экспериментальных исследований были получены косвенные доказательства чувствительности кантилевера к поперечной составляющей напряженности светового поля в области обратного потока. Однако оставалось неясным, как кантилевер СБОМ повлияет на область обратного потока энергии. Здесь мы представляем исследование влияния пирамидального алюминиевого апертурного кантилевера на поляризацию лазерного пучка.

## 2. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим пирамидальный апертурный кантилевер из алюминия (показатель преломления  $n = 1,27 + 7,3i$ ), с толщиной стенки 67,4 нм и щелью шириной 100 нм на конце. Исходный пучок падал под нормальным углом к кантилеверу. Наконечник зонда располагался на расстоянии 1 мкм от источника. После прохождения

через наноотверстие зонда световое поле регистрировалось специальным монитором, расположенным в зонде. В качестве падающего света рассматривались плоская волна с линейной поляризацией (ТЕ-пучок) и ЦВП второго порядка [9]. Длина волны равнялась  $\lambda = 532$  нм. Численное моделирование было выполнено с использованием пакета FullWAVE, в котором реализован метод конечных разностей во временной области (FDTD-метод), на сетке с пространственным шагом 15 нм, шагом по псевдовремени ( $\tau = ct$ ,  $c$  – скорость света,  $t$  – время) 7,5 нм. Распределение падающего поля для ЦВП было рассчитано в пакете MATLAB, а ТЕ-волна задавалась специальными средствами в пакете FullWAVE. Для расчета амплитуды и фазы полученных полей использовались авторские подпрограммы MATLAB, основанные на методе из [10].

## 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ ТЕ-ВОЛНЫ

В первой части экспериментов моделировалось распространение линейно поляризованного. На рис. 1-2 показаны рассчитанные амплитуда и фаза компонент электромагнитного поля.

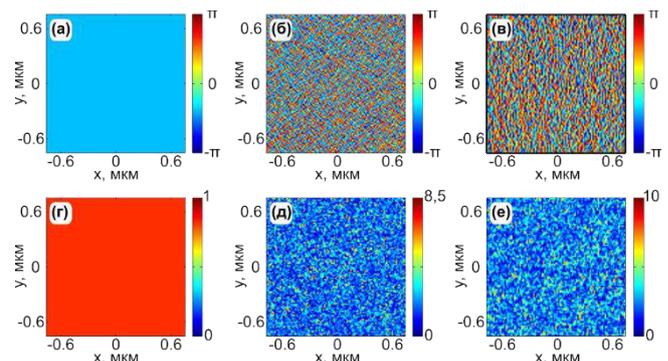


Рис. 1. Фаза (а-в) и амплитуда (г-е) ТЕ-волны без кантилевера:  $E_x$  (а,б),  $E_y$  (в,г),  $E_z$  (д,е)

Из рис. 1 видно, что поле плоскополяризовано вдоль оси абсцисс, а остальные компоненты представляют собой белый шум (т.е. отсутствуют). Шум можно объяснить особенностью метода вычисления амплитуды и фазы по выходным данным пакета программ FullWAVE, рассчитывающего распределения компонент электромагнитного поля в каждый момент времени.

Из рис. 3 видно, что поле в области фиксации значительно изменило свою поляризацию. Все три

компоненты присутствуют в поле. Поляризация луча напоминает ЦВП, представленный в следующем разделе.

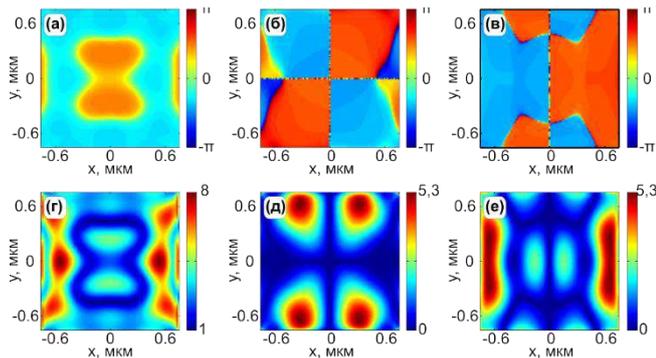


Рис. 2. Фаза (а-в) и амплитуда (г-е) ТЕ-волны, измеренные кантилевером:  $E_x$  (а,б),  $E_y$  (в,г),  $E_z$  (д,е)

#### 4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЛЯ ЦВП

В этом разделе мы провели аналогичный численный эксперимент, но для ЦВП второго порядка. На рис. 3-4 показаны результаты.

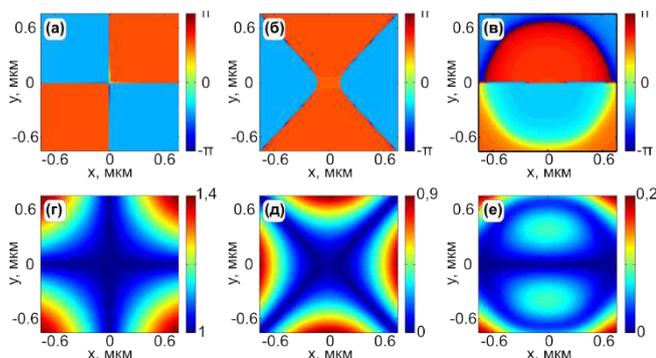


Рис. 3. Фаза (а-в) и амплитуда (г-е) ЦВП без кантилевера:  $E_x$  (а,б),  $E_y$  (в,г),  $E_z$  (д,е)

Из рис. 3 видно, что в процессе распространения пучка поляризация менялась незначительно. Появилась компонента  $z$ .

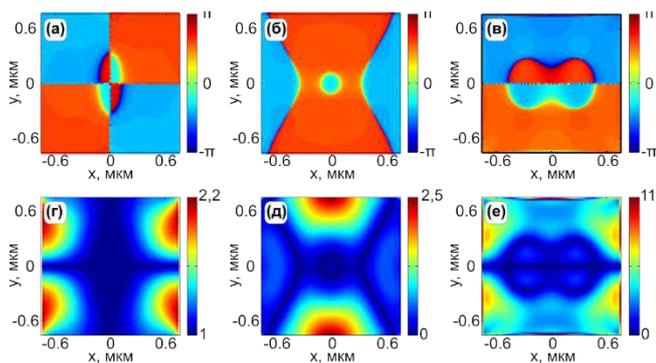


Рис. 4. Фаза (а-в) и амплитуда (г-е) ЦВП, измеренная кантилевером:  $E_x$  (а,б),  $E_y$  (в,г),  $E_z$  (д,е)

Из рис. 4 видно, что поле также изменило свою поляризацию, но не так существенно, как для ТЕ-волны.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведено FDTD-моделирование распространения лазерного луча и его измерения с использованием полого алюминиевого кантилевера с отверстием шириной 100 нм. В качестве исходного пучка рассматривались ТЕ-волна и ЦВП 2-го порядка. Показано, что алюминиевый кантилевер оказывает существенное влияние на ТЕ-поляризованную волну, в то время как для ЦВП изменения поляризации не столь значительны. Полученные результаты можно объяснить возбуждением плазмонов на краях щели кантилевера, а также отражением света от внутренних краев кантилевера. Оба этих эффекта существенно влияют на конечное распределение поля в зоне фиксации.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595) в частях «Численное моделирование для ТЕ-волны» и «Численное моделирование для ЦВП», а также Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части «Параметры моделирования».

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Pohl, D.W. Scanning Near-field Optical Microscopy (SNOM) / D.W. Pohl // *Advances in Optical and Electron Microscopy*. – 1991. – Vol. 12. – P. 243-312. DOI: 10.1016/B978-0-12-029912-6.50009-9.
- [2] Bazylewski, P. A Review of Three-Dimensional Scanning Near-Field Optical Microscopy (3D-SNOM) and Its Applications in Nanoscale Light Management / P. Bazylewski, S. Ezugwu, G. Fanchini // *Appl. Sci.* – 2017. – Vol. 7(10). – P. 973. DOI: 10.3390/app7100973.
- [3] Huber, Ch. Laser-induced cantilever behaviour in apertureless scanning near-field optical microscopy / Ch. Huber, Ye. Prior, W. Kautek // *Meas. Sci. Technol.* – 2014. – Vol. 25(7). – P. 075604. DOI: 10.1088/0957-0233/25/7/075604.
- [4] Baba, Yu. Measurement of polarization properties of fifth harmonic signals in apertureless-type scanning near-field optical microscopy / Yu. Baba, I. Matsuya, M. Nishikawa, T. Ishibashi // *Jpn. J. Appl. Phys.* – 2018. – Vol. 57(9S2). – P. 09TC04. DOI: 10.7567/JJAP.57.09TC04.
- [5] Vysokikh, Yu.E. Carbon tip aperture cantilevers: Fabrication & features in near-field magneto-optical imaging / Yu.E. Vysokikh, T.V. Mikhailova, S.Yu. Krasnoborodko, A.S. Kolomyitsev, O.I. Ilin, A.N. Shaposhnikov, V.N. Berzhansky, M.F. Bulatov, D.V. Churikov, V.I. Shevyakov // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2021. – Vol. 259. – P. 167837. DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.167837.
- [6] Keplinger, T. Analyzing Plant Cell Wall Ultrastructure by Scanning Near-Field Optical Microscopy (SNOM) / T. Keplinger, I. Burgert // *The Plant Cell Wall. Methods in Molecular Biology*. – 2020. – Vol. 2149. – P. 239-249. DOI: 10.1007/978-1-0716-0621-6\_14.
- [7] Kim, H. A Concept of Cantilevers Optical Dimension for Optimal Application to Cantilever-Based Near-Field Scanning Optical Microscope and Its Measurement / H. Kim, S.W. Choi, M. Jang, D.J. Park // *J. Korean Phys. Soc.* – 2019. – Vol. 74. – P. 637-641. DOI: 10.3938/jkps.74.637.
- [8] Kotlyar, V.V. Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linearly polarized light / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, Y. Liu, L. O'Faolain, A.A. Kovalev // *Appl. Opt.* – 2013. – Vol. 52(3). – P. 330-339. DOI: 10.1364/AO.52.000330.
- [9] Kozlova, E.S. Transverse intensity at the tight focus of a second-order cylindrical vector beam / E.S. Kozlova, S.S. Stafeev, S.A. Fomchenkov, V.V. Podlipnov, V.V. Kotlyar // *Computer Optics*. – 2021. – Vol. 45(2). – P. 165-171. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-835.
- [10] Soifer, V. *Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements* / V. Soifer. – NY: John Wiley and Sons, 2002. – 784 p.

# Фурье-инвариантные пучки Лагерра-Гаусса в квадрате

В.В. Котляр

Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
kotlyar@ipsiras.ru

А.А. Ковалев

Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
alanko@ipsiras.ru

Е.С. Козлова

Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
kozlova.elena.s@gmail.com

А.А. Савельева

Институт систем обработки  
изображений - филиал ФНИЦ  
«Кристаллография и фотоника»  
РАН

Самарский национальный  
исследовательский университет им.  
академика С.П. Королева  
Самара, Россия  
lexis2450@gmail.com

**Аннотация**—В этой статье мы представили новый тип оптического вихря, называемый квадратичным вихревым пучком Лагерра-Гаусса. Доказано, что эти пучки Фурье-инвариантны и сохраняют свою структуру в фокусе сферической линзы.

**Ключевые слова**— оптический вихрь, вихревой пучок Лагерра-Гаусса(ЛГ).

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое количество публикаций посвящено оптическим вихрям [1–2], методам их генерации [3–5] и широкому кругу прикладных задач, где они используются [6–9]. Одним из важных направлений исследований является поиск новых типов пучков с определенными свойствами [10–12]. Также стоит отметить оптические вихри с дробным топологическим зарядом [13,14]. В отличие от вихревого пучка целого порядка, такие оптические поля имеют разрывы в кольце интенсивности. Дробные оптические вихри применяются в радиолокации, захвате и перемещении частиц, квантовой оптике и т. д. [15].

Несмотря на указанное выше обилие различных типов пучков, не теряют своей актуальности известные пучки Лагерра-Гаусса (ЛГ). Рассматриваются различные способы их генерации с помощью специальных лазеров с усиленной внутрирезонаторной сферической абберацией [16], q-пластин [17] или метаповерхностей [18]. На основе мод ЛГ разрабатываются новые типы оптических пучков с различными полезными свойствами [19]. Пучки ЛГ и подобные пучки имеют большое практическое значение для оптической связи [20], микроманипуляции [21] и фотовозбуждения атомов [22].

В данной работе мы предложили новый тип оптических пучков, амплитуда которых пропорциональна квадрату полинома Лагерра. Эти пучки

расширяют базис мод ЛГ. Проведено теоретическое и численное исследование, показавшее их Фурье-инвариантность.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Рассмотрим пучок, который мы назвали квадратным лучом ЛГ или (ЛГ)<sup>2</sup>. Комплексная амплитуда этого пучка в начальной плоскости имеет вид:

$$E_{2,n,m}(r, \varphi) = E_2 \exp\left(-\frac{r^2}{w^2} + i2n\varphi\right) \left(\frac{r}{w}\right)^{2|n|} \left[L_m^{(|n|)}\left(\frac{r^2}{w^2}\right)\right]^2, \quad (1)$$

где  $E_2$  - постоянная. Его комплексная амплитуда в фокусе идеальной сферической линзы с фокусным расстоянием  $f$  имеет вид:

$$E_{2,n,m}(\rho, \theta) = \frac{-iz_0}{f} E_2 (-1)^n \exp(2in\theta) \times \\ \times \int_0^\infty x^n \exp(-x) \left[L_m^{(|n|)}(x)\right]^2 J_{2n}(y\sqrt{x}) dx = \\ = \frac{-iz_0}{f} E_2 (-1)^n \exp\left(2in\varphi - \frac{y^2}{4}\right) \left(\frac{y}{2}\right)^{2|n|} \left[L_m^{(|n|)}\left(\frac{y^2}{4}\right)\right]^2,$$

где  $x = (r/w)^2$ ,  $y = kwp/f$ ,  $(\rho, \theta)$  - полярные координаты в Фурье-области. Для получения уравнения (2) использовался эталонный интеграл из [23]. Сравнивая комплексные амплитуды в исходной плоскости (1) и в фокусе сферической линзы (2), видно, что они совпадают с точностью до постоянной.

## 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Мы провели численное моделирование фокусировки пучка (ЛГ)<sup>2</sup> сферической линзой с использованием собственных скриптов MATLAB. Исходное поле представлялось как:

$$E_{2,n,m}(r, \varphi) = \exp\left(-\frac{r^2}{w^2} + i2n\varphi\right) \left(\frac{r}{w}\right)^{2|n|} \left[L_m^{(|n|)}\left(\frac{r^2}{w^2}\right)\right]^2. \quad (3)$$

На рис. 1 представлены исходные распределения интенсивности и фазы для  $(\text{ЛГ})^2$  при следующих параметрах:  $\lambda = 532$  нм,  $w = 0,5$  мм,  $n = 3$ ,  $m = 2$ .

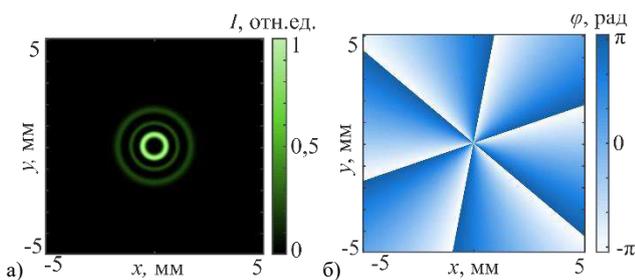


Рис. 1. Исходный пучок  $(\text{ЛГ})^2$ : 2D-распределение интенсивности (а); двумерное фазовое распределение (б)

Фокусировка сферической линзой описывается преобразованием Фурье. Результаты моделирования для этого пучка в фокусе представлены на рис. 2.

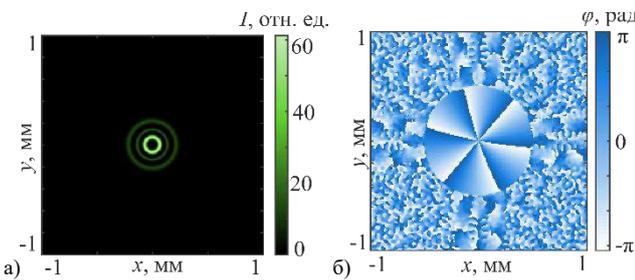


Рис. 2. Поле в фокусе сферической линзы после фокусировки исходного пучка с рис. 1: 2D-распределение интенсивности (а); двумерное фазовое распределение (б)

Рис. 1 и 2 отличаются только на константу и наглядно демонстрируют Фурье-инвариантность пучков  $(\text{ЛГ})^2$ , доказанную в первом разделе.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрен новый тип вихревых пучков, пересекающийся с семейством известных пучков ЛГ. Комплексная амплитуда этих пучков пропорциональна квадрату полинома Лагерра, поэтому они называются пучками ЛГ в квадрате  $(\text{ЛГ})^2$ . Теоретически и численно показано, что вихревые пучки  $(\text{ЛГ})^2$  являются Фурье-инвариантными и сохраняют свою структуру в фокусе сферической линзы.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа частично финансировалась Российским научным фондом по гранту № 22-22-00265 (в части «Теоретическое описание» и «Численное моделирование»), а также Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного контракта с «Кристаллографией и Фотоника» НИЦ РАН по договору 007-ГЗ/Ч3363/26 (в части «Введение»).

#### ЛИТЕРАТУРА

[1] Shen, F.Y. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities / F.Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, X. Yuan // *Light Sci. Appl.* – 2019. – Vol. 8(90). – P. 1-29.  
[2] Kotlyar, V.V. Vortex Laser Beams / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.P. Porfirev // CRC Press, 2018. – 418 p.  
[3] Lian, Y. OAM beam generation in space and its applications: A review / Y. Lian, X. Qi, Y. Wang, Z. Bai, Y. Wang, Z. Lu // *Optics and Lasers in Engineering.* – 2022. – Vol. 151. – P. 106923.

[4] Князев, Б.А. Оптимизация параметров бинарных фазовых аксионов для генерации терагерцовых закрученных поверхностных плазмон-поляритонов на цилиндрических проводниках / Б.А. Князев, В.С. Павельев // *Компьютерная оптика.* – 2020. – Т. 44, № 5. – С. 852-856. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-726.  
[5] Котляр, В.В. Формирование и фокусировка векторного оптического вихря с помощью металлинзы / В.В. Котляр, А.Г. Налимов // *Компьютерная оптика.* – 2017. – Т. 41, № 5. – С. 645-654. DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-5-645-654.  
[6] Yang, Y. Optical trapping with structured light: a review / Y. Yang, Y. Ren, M. Chen, Y. Arita, C. Rosales-Guzman // *Adv. Photon.* – 2021. – Vol. 3(3). – P. 034001.  
[7] Xu, C.-T. Tunable band-pass optical vortex processor enabled by wash-out-refill chiral superstructures / C.-T. Xu, P. Chen, Y.-H. Zhang, X.-Y. Fan, Y.-Q. Lu, W. Hu // *Appl. Phys. Lett.* – 2021. – Vol. 118. – P. 151102.  
[8] Zhu, Y. Compact high-efficiency four-mode vortex beam generator within the telecom C-band / Y. Zhu, H. Tan, N. Zhou, L. Chen, J. Wang, X. Cai // *Opt. Lett.* – 2020. – Vol. 45(7). – P. 1607-1610.  
[9] Налимов, А.Г. Поток энергии вихревого поля в фокусе секансной градиентной линзы / А.Г. Налимов // *Компьютерная оптика.* – 2020. – Т. 44, № 5. – С. 707-711. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-688.  
[10] Martinez-Herrero, R. A New Type of Shape-Invariant Beams with Structured Coherence: Laguerre-Christoffel-Darboux Beams / R. Martinez-Herrero, M. Santarsiero, G. Piquero, J.C. Gonzalez de Sande // *Photonics.* – 2021. – Vol. 8(4). – P. 134.  
[11] Котляр, В.В. Асимметричные лазерные гипергеометрические пучки / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, Е.Г. Абрамочкин // *Компьютерная оптика.* – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 735-740. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-5-735-740.  
[12] Котляр, В.В. Пучки Фурье–Бесселя с конечной энергией / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, Д.С. Калинин, Е.С. Козлова // *Компьютерная оптика.* – 2021. – Т. 45, № 4. – С. 506-511. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-864.  
[13] Stafeev, S.S. Tight focusing cylindrical vector beams with fractional order / S.S. Stafeev, A.G. Nalimov, V.D. Zaitsev, V.V. Kotlyar // *Journal of the Optical Society of America B.* – 2021. – Vol. 38(4). – P. 1090-1096.  
[14] Zhang, Yu. LED-based chromatic and white-light vortices of fractional topological charges / Yu. Zhang, H. Guo, X. Qiu, X. Lu, X. Ren, L. Chen // *Opt. Commun.* – 2021. – Vol. 485. – P. 126732.  
[15] Zhang, H. Review on fractional vortex beam / H. Zhang, J. Zeng, X. Lu, Zh. Wang, Ch. Zhao, Ya. Cai // *Nanophotonics.* – 2022. – Vol. 11(2). – P. 241-273.  
[16] Wang, M. Laguerre-Gaussian beam generation via enhanced intracavity spherical aberration / M. Wang, Y. Ma, Q. Sheng, X. He, J. Liu, W. Shi, J. Yao, T. Omatsu // *Opt. Express.* – 2021. – Vol. 29(17). – P. 27783-27790.  
[17] Rafayelyan, M. Laguerre-Gaussian modal q-plates / M. Rafayelyan, E. Brasselet // *Opt. Lett.* – 2017. – Vol. 42(10). – P. 1966-1969.  
[18] Mao, H. Broadband meta-converters for multiple Laguerre-Gaussian modes / H. Mao, Y.-H. Ren, Y. Yu, Z. Yu, X. Sun, S. Zhang, K.K.Y. Wong // *Photon. Res.* – 2021. – Vol. 9(9). – P. 1689-1698.  
[19] Ghaderi Goran Abad, M. Laguerre-Gaussian modes generated vector beam via nonlinear magneto-optical rotation / M. Ghaderi Goran Abad, M. Mahmoudi // *Sci. Rep.* – 2021. – Vol. 11. – P. 5972.  
[20] Грейсх, Г.И. SKоррекция хроматизма двухдиапазонных ИК-вариообъективов / Г.И. Грейсх, Е.Г. Ежов, А.И. Антонов // *Компьютерная оптика.* – 2020. – Т. 44, № 2. – С. 177-182. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-623.  
[21] Otsu, T. Direct evidence for three-dimensional off-axis trapping with single Laguerre-Gaussian beam / T. Otsu, T. Ando, Y. Takiguchi, Y. Ohtake, H. Toyoda, H. Itoh // *Sci. Rep.* – 2014. – Vol. 4. – P. 4579.  
[22] Peshkov, A.A. Photoexcitation of atoms by Laguerre-Gaussian beams / A.A. Peshkov, D. Seipt, A. Surzhykov, S. Fritzsche // *Phys. Rev. A.* – 2017. – Vol. 96(2). – P. 023407.  
[23] Prudnikov, A.P. Integrals and Series: Special Functions / A.P. Prudnikov, Y.A. Brychkov, O.I. Marichev // Gordon and Breach: New York, 1981.

# Моделирование фокусировки фемтосекундного оптического вихря зонной пластинкой

Е.С. Козлова

Институт систем обработки изображений - филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН  
Самарский национальный исследовательский университет им. академика С.П. Королева

Самара, Россия

kozlova.elena.s@gmail.com

**Аннотация**—В данной работе с использованием метода конечных разностей во временной области с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения исследуется фокусировка фемтосекундного цилиндрического векторного пучка второго порядка бинарными зонными пластинками. Показано, что материал рельефа оказывает существенное влияние на электромагнитное поле, формируемое в фокальной плоскости.

**Ключевые слова**— фемтосекундный импульс, цилиндрический векторный пучок, бинарная зонная пластинка, фокусировка, обратный поток энергии.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Фокусировка света активно изучается уже несколько десятилетий [1]. Научные группы проявляют большой интерес к фокусировке оптических вихрей, а также к изучению различных эффектов в остром фокусе пучка [2]. Этот интерес может быть оправдан широким спектром приложений [3-5]. Другой активно развивающейся областью оптики является фемтосекундная оптика. В последнее время активно исследуются ультракороткие оптические вихри [6,7], а также ультракороткие цилиндрические векторные пучки (ЦВП) [8], особые свойства которых в фокусе: высокая интенсивность, малая длительность воздействия и орбитальный угловой момент открывают новые возможности в различных научных и технических приложениях [9,10]. В данной работе с помощью метода конечных разностей во временной области с учетом зависимости диэлектрической проницаемости от частоты излучения ((FD)<sup>2</sup>TD-метод) исследуется фокусировка ультракороткого ЦВП второго порядка бинарными зонными пластинками (ЗП), рельеф которых выполнен из разных материалов.

## 2. ОПИСАНИЕ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

Бинарный рельеф ЗП можно описать зонами, радиусы которых выводятся из теории дифракции Френеля [11]. В данном исследовании рассматривалась ЗП с фокусным расстоянием  $f = 532$  нм и 13 кольцами. Рельеф предполагался быть выполненным из алюминия, золота или кварцевого стекла. Модели диэлектрической проницаемости Селлмейера [12] и Друде-Лоренца [13,14] использовались для описания материалов в ходе моделирования. В качестве падающего излучения рассматривался фемтосекундный ЦВП второго порядка [15] с длиной волны  $\lambda = 532$  нм. Временное распределение задавалось аналогично [16]. Была промоделирована фокусировка ультракороткого ЦВП (2)-(4) длительностью 5 периодов, что эквивалентно 17 фс, и с плавным нарастанием и убыванием интенсивности в течение одного периода. Численное моделирование

проводилось с помощью пакета FullWAVE, использующего (FD)<sup>2</sup>TD-метод на параметрах сетки для расчета: пространственный шаг сетки 15 нм, шаг по псевдовремени ( $\tau = ct$ ,  $c$  - скорость света,  $t$  - время) 7,5 нм (в соответствии с условием Куранта).

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

### А. Мгновенные распределения светового поля в фокусе

В данной работе исследовались интенсивность  $I$  и продольная составляющая вектора Пойнтинга  $S_z$  в области фокуса. В этом разделе представлены результаты моделирования мгновенных распределений этих характеристик поля (рис. 1) в момент времени: 11,41 фс, 10,91 фс и 13,41 фс для ЗП из алюминия, золота и кварца, соответственно.

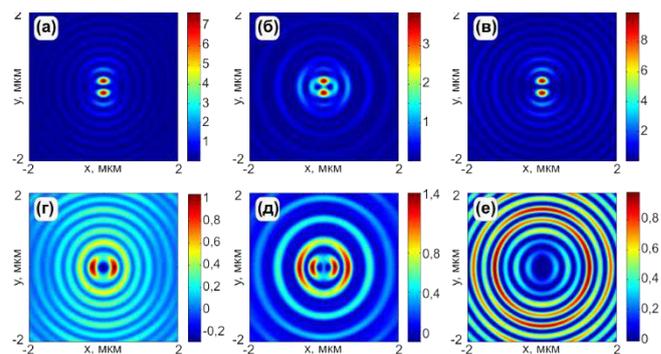


Рис. 1. Мгновенная картина интенсивности  $I$  (а-в) и продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  (г-е) ЦВП второго порядка в фокусе ЗП с рельефом из: алюминия высотой 50 нм (а,г), золота высотой 140 нм (б,д) и кварца высотой 532 нм (в,е)

На рис. 1 видно, что ЗП из кварца сформировала фокальное пятно с максимальной интенсивностью, равной  $I_{max} = 10$  отн. ед. Максимальная интенсивность в фокусе алюминиевой ЗП  $I_{max} = 7,62$  отн. ед. Наихудшей по эффективности является золотая ЗП. Форма фокального пятна у золотой ЗП также отличается. Мгновенное распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга различно для всех ЗП. Из рис. 1 видно, что амплитудные ЗП имеют слабо выраженный обратный поток энергии по оси  $z$  в фокусе, а мгновенное распределение продольной компоненты вектора Пойнтинга в фокусе фазовой ЗП положительна в каждой точке. Максимальное значение обратного потока, чье распределение имеет форму круга, формирует алюминиевая ЗП. Золотая ЗП имеет 2 овальные области обратного потока энергии, расположенные по оси абсцисс.

## Б. Усредненные распределения светового поля в фокусе

В этом разделе представлены усредненные по длительности импульса распределения интенсивности  $I$  и продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  в фокальной плоскости (рис. 2).

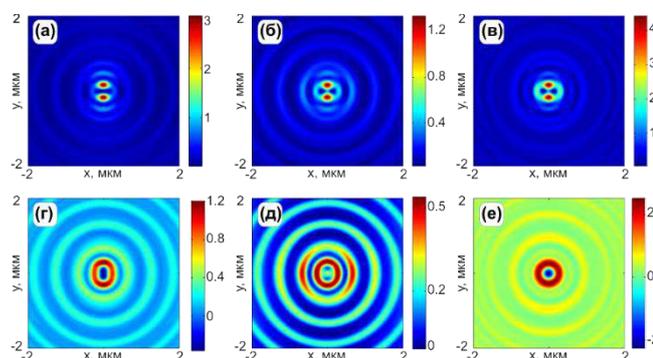


Рис. 2. Усредненная картина интенсивности  $I$  (а-в) и продольной составляющей вектора Пойнтинга  $S_z$  (г-е) ЦВП второго порядка в фокусе ЗП с рельефом из: алюминия высотой 50 нм (а,г), золота высотой 140 нм (б,д) и кварца высотой 532 нм (в,е)

На рис. 2 видно, что фазовая ЗП и ЗП из золота образуют кольцо с двумя пиками в фокусе, ЗП из алюминия образует два пика. Максимальную усредненную интенсивность дает ЗП из кварца ( $I_{max} = 4,3$  отн.ед.), которая выше максимальная усредненной интенсивности в фокусе алюминиевой ЗП ( $I_{max} = 3$  отн.ед.) в 1,4 раза. На рис. 2 видно, что в фокусе фазовая ЗП дает область отрицательного потока энергии в центре, окруженную кольцом положительного потока энергии. ЗП из алюминия образует аналогичное распределение, но кольцо трансформируется в овал, вытянутый вдоль оси  $y$ . Обратный поток в фокусе золотой ЗП отсутствует. Максимальный обратный поток энергии формирует фазовая ЗП.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрена фокусировка ультракороткой ЦВП второго порядка ЗП из различных материалов (кварц, алюминий, золото) методом  $(FD)^2TD$ . Показано, что материал рельефа оказывает существенное влияние на форму и максимальные значения как мгновенной, так и усредненной интенсивности, а также обратный поток энергии. Формирование обратного потока энергии возможно только для ЗП из кварца и алюминия. Показано, что максимальная интенсивность как максимальный обратный поток энергии определяется фазовой ЗП. Для алюминиевых ЗП с высотой рельефа 50 нм получены распределения полей, близкие по всем параметрам к полям, формирующимся в области фокуса фазовой ЗП. Золотая ЗП с высотой рельефа 140 нм показала себя непригодной для фокусировки ультракоротких ЦВП второго порядка.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа частично финансировалась Российским научным фондом по гранту № 22-12-00137 (в части «Результаты моделирования»), а также Минобрнауки России в рамках государственного контракта с НИЦ

«Кристаллография и фотоника» РАН по договору 007-ГЗ/ЧЗ363/26 (в части «Введение»).

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Zuo, R. Breaking the Diffraction Limit with Radially Polarized Light Based on Dielectric Metalenses / R. Zuo, W. Liu, H. Cheng, S. Chen, J. Tian, // *Adv. Opt. Mat.* – 2018. – Vol. 6(21). – P. 1800795. DOI: 10.1002/adom.201800795.
- [2] Стафеев, С.С. Фокусировка цилиндрического векторного пучка второго порядка градиентной линзой Микаэляна / С.С. Стафеев, Е.С. Козлова, А.Г. Налимов // *Компьютерная оптика.* – 2020. – Т. 44, № 1. – С. 29-33. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-633.
- [3] Rahimian, M.G. Spatially controlled nano-structuring of silicon with femtosecond vortex pulses / M.G. Rahimian, A. Jain, H. Larocque, P.B. Corkum, E. Karimi, V.R. Bhardwaj // *Sci. Rep.* – 2020. – Vol. 10. – P. 12643. DOI: 10.1038/s41598-020-69390-4.
- [4] Bunandar, D. Programmable Nanophotonics for Computation / D. Bunandar, T. Lazovich, M. Gould, R. Braid, C. Ramey, N.C. Harris // *Proceedings of IEEE 15th International Conference on Group IV Photonics (GFP).* – 2018. – P. 1-2. DOI: 10.1109/GROUP4.2018.8478744.
- [5] Singh, B.K. Particle manipulation beyond the diffraction limit using structured super-oscillating light beams / B.K. Singh, H. Nagar, Y. Roichman, A. Arie // *Light Sci. Appl.* – 2017. – Vol. 6. – P. 17050. DOI: 10.1038/lsa.2017.50.
- [6] Liebmann, M. Ultrashort Vortex Pulses with Controlled Spectral Gouy Rotation / M. Liebmann, A. Treffer, M. Bock, U. Wallrabe, R. Grunwald // *Appl. Sci.* – 2020. – Vol. 10(12). – P. 4288. DOI: 10.3390/app10124288.
- [7] Nie, J. Propagation and spatiotemporal coupling characteristics of ultra-short Gaussian vortex pulse / J. Nie, G. Liu, R. Zhang // *Optics & Laser Technology.* – 2018. – Vol. 101. – P. 446-450. DOI: 10.1016/j.optlastec.2017.11.033.
- [8] Zhang, T. Tunable mode-locked fiber laser to generate ultrashort cylindrical vector beams / T. Zhang, H. Hu, J. Chen, Q. Zhan // *Laser Phys. Lett.* – 2018. – Vol. 18. – P. 035102. DOI: 10.1088/1612-202X/abe301.
- [9] Li, Ye Probability distribution of the orbital angular momentum mode of the ultrashort Laguerre-Gaussian pulsed beam propagation in oceanic turbulence / Ye Li, Yi. Zhang, Yy. Zhu // *Results in Physics.* – 2018. – Vol. 11. – P. 698-705. DOI: 10.1016/j.rinp.2018.10.013.
- [10] Zunkersteina, M. Formation of tubular structures and microneedles on silicon surface by doughnut-shaped ultrashort laser pulses / M. Zunkersteina, J. Hrabovsky, J. Sladek, I. Mirza, Y. Levy, N.M. Bulgakova // *Applied Surface Science.* – 2022. – Vol. 592. – P. 153228. DOI: 10.1016/j.apsusc.2022.153228.
- [11] Kotlyar, V.V. Tight focusing of laser light using a chromium Fresnel zone plate / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.G. Nalimov, M.V. Kotlyar, L. O'Faolain, E.S. Kozlova // *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 25(17). – P. 19662-19671. DOI: 10.1364/OE.25.019662.
- [12] Couairon, A. Surface physics, nanoscale physics, low-dimensional systems-Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71(12). – P. 125435. DOI: 10.1103/PhysRevB.71.125435.
- [13] Vial, A. New model of dispersion for metals leading to a more accurate modeling of plasmonic structures using the FDTD method / A. Vial, T. Laroche, M. Dridi, L. Le Cunff // *Appl. Phys. A.* – 2011. – Vol. 103(3). – P. 849-853. DOI: 10.1007/s00339-010-6224-9.
- [14] Rakic, A.D. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices / A.D. Rakic, A.B. Djuricic, J.M. Elazar, M.L. Majewski // *App. Opt.* – 1998. – Vol. 37(22). – P. 5271-5283. DOI: 10.1364/AO.37.005271.
- [15] Козлова, Е.С. Поперечная интенсивность в остром фокусе цилиндрического векторного пучка второго порядка / Е.С. Козлова, С.С. Стафеев, С.А. Фомченков, В.В. Подлипов, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2021. – Т. 45, № 2. – С. 165-171. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-835.
- [16] Козлова, Е.С. Моделирование предвестников оптического ультракороткого импульса / Сборник трудов VIII Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика». – 2013. – С. 43-46.



Министерство образования  
и науки Самарской области



**САМАРСКИЙ** УНИВЕРСИТЕТ  
SAMARA UNIVERSITY

Самарский университет

**ИСОИ**  **IPSI**

Институт систем обработки изображений РАН



Institute of Electrical  
and Electronics Engineers



Photonics



ФОТОНИКА



Компьютерная оптика