

HOLOEXPO 2019

# HOLOEXPO 2019

XVI международная конференция  
по голографии и прикладным  
оптическим технологиям

## Тезисы докладов



# НОЛОЕХРО 2019

XVI международная конференция  
по голографии и прикладным  
оптическим технологиям

## Тезисы докладов



УДК 681.7+004.315.7+535.317.1  
ББК 22.343.4  
Г60

Г60 **HOLOEXPO 2019** : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов / Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Общество с ограниченной ответственностью «Микро и наноголографические системы». — Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — 392 с.

ISBN 978-5-7038-5251-4

Представлены тезисы докладов XVI международной конференции по голографии и прикладным оптическим технологиям HOLOEXPO 2019 (10–12 сентября 2019 г., Стрельна, Санкт-Петербург, Россия), по следующим тематикам: современные тенденции развития голографии и прикладных оптических технологий, технологии защитных голограмм, формирование изображений и отображение информации с помощью голограммной оптики и голографических систем, голограммные и дифракционные оптические элементы: методы компьютерного синтеза, метаматериалы, плазмонные структуры и технология изготовления, объемная голография и фоточувствительные материалы для голографии, голографическая интерферометрия, голографическая память и оптико-голографическая обработка информации.

ISBN 978-5-7038-5251-4

© МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019 г.  
© ООО «МНГС», 2019 г.

# HOLOEXPO 2019

## XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям

### Устроитель конференции



ООО «Микро и наноголографические системы»  
«Micro and nanoholographic systems» Company, Ltd.

ООО «Микро и наноголографические системы»  
Москва, Россия

### Генеральный спонсор



АО «НПО «Криптен»  
Дубна, Россия

### Спонсоры конференции



ООО «Хологрэйт»  
Санкт-Петербург, Россия



ЗАО «Голографическая индустрия»  
Минск, Беларусь



ООО «Микро и наноголографические системы»  
«Micro and nanoholographic systems» Company, Ltd.

ООО «Микро и наноголографические системы»  
Москва, Россия



ФГУП «НТЦ «Атлас»  
Москва, Россия



ООО «Джеймс Ривер Бранч»  
Москва, Россия



АО «НПО «ГИПО»,  
Казань, Россия



Академия «Контенант»  
Красногорск, Россия

### Информационные партнеры



Журнал «Мир техники кино»  
Москва, Россия



Журнал «Фотоника»  
Москва, Россия



Журнал «Контенант»  
Красногорск, Россия



Журнал Holography news  
Лондон, Великобритания



## Конференция проводится при поддержке

**Министерство науки и высшего образования РФ** в лице департамента науки и технологий.

**Ведущие университеты и научно-исследовательские институты России:** Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (МГТУ им. Н. Э. Баумана), Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО), Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ им. М. В. Ломоносова), Национальный Ядерный Университет «МИФИ» (Москва), Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, Российский университет дружбы народов (РУДН, Москва), Самарский государственный аэрокосмический университета имени С. П. Королева (СГАУ им. С. П. Королева), Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ (КНИТУ–КАИ), Московский государственный технологический университет «Станкин», НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета (Москва), Томский государственный университет, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН (ФИАН, Москва), Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург), Институт систем обработки изображения РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (Самара), Институт автоматизации и электрометрии (ИАиЭ, Новосибирск), Институт органической химии имени Н. Н. Ворожцова СО РАН (ИОХ, Новосибирск), Оптическое общество имени Д. С. Рождественского (Санкт-Петербург), Общественная научно-техническая академия «Контенант» (Красногорск), АО «Государственный оптический институт имени С. И. Вавилова» (ГОИ им. С. И. Вавилова, Санкт-Петербург) и др.

**Ведущие научно-производственные предприятия России:** АО «НПО «Криптен» (Дубна), АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики» (АО «НПО «ГИПО», Казань), АО «Красногорский завод имени С. А. Зверева», ФГУП «Всероссийской научно-исследовательский институт оптико-физических измерений» (ФГУП «ВНИИОФИ», Москва), ФГУП «НТЦ «Атлас»» (Москва), ООО «ХолоГрэйт» (Санкт-Петербург), ООО «Микро и наноголографические системы» (Москва), ООО «Микроголо» (Москва), ООО «Джеймс Ривер Бранч» (Москва), АО «Славич» (Переславль-Залесский) и др.

**Ведущие университеты и предприятия Республики Беларусь (Минск):** ЗАО «Голографическая индустрия», ООО «Магия света», Белорусский государственный университет, Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Белорусское оптико-механическое объединение и др.

**Зарубежные университеты, компании и фирмы в области голографии:** Институт физико-технических проблем и материаловедения Национальной академии наук Киргизской Республики (Бишкек, Киргизская Республика), ООО «Самсунг» (московское отделение), OpSecSecurity (Великобритания), Концерн «Демакс» (Болгария), ADL Optica GmbH (Германия), Process Color, Ignetta Ernakulam (Индия), Институт голографии (Греция) и др.

**Международная ассоциация производителей голограмм (ИМА)** в лице директора по выставкам Микаэла Сидорова (Лондон, Англия).

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Современные тенденции развития голографии  
и прикладных оптических технологий

1. Этапы развития наукоемких защитных технологий в Республике Беларусь–голограмма, юниграмма, RFID-метка, кодограмма, кристаллограмма, комбиграмма — 1998–2019 годы  
*Л. В. Танин, А. Г. Бобореко, М. Н. Луциков, П. В. Моисеенко, В. А. Танин, С. Н. Гинак, Н. С. Казак, В. И. Дравица, Г. Е. Волнистый, А. Л. Толстик, С. В. Кислухин, А. В. Рак, А. Я. Гореленко, Н. Е. Макаревич, В. А. Бурский, С. А. Малов, А. В. Карпович, В. Д. Альтшулер, С. В. Шангин, В. А. Шевко* ..... 11
2. Оптически-переменные элементы с устойчивыми визуальными признаками и их роль в защите современных идентификационных документов  
*А. В. Смирнов* ..... 13
3. Метаповерхности в оптике и голографии: физические принципы и достигнутые результаты  
*Г. И. Грейсх, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов* ..... 14
4. Методы низкокогерентной фазовой микроскопии для исследования трехмерных объектов  
*В. Л. Минаев, Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин* ..... 24
5. Голографические и интерференционные методы при формировании и приеме оптических вихревых пучков  
*В. Венедиктов, Д. Венедиктов, К. Гаврильева, А. Горелая, А. Севрюгин, И. Турсунов, Е. Федоров*..... 33
6. Регистрация цифровых голограмм со сканирующим опорным пучком  
*С. Г. Каленков, П. С. Винников, Г. С. Каленков, А. Е. Штанько*..... 36
7. Holography and its many types of applications in Photonics “Virtual reality example: a cosmological model”  
*В. С. Kress, F. M. Sanchez, M. H. Grosmann* ..... 40
8. Images of Light’: Magic, Art & Science. Re-educating the Chinese public in holography, light and vision  
*А. Lembessis, M. Shevtsov, S. Stafeev, A. Sarakinos, E. Bobritskaya* ..... 47
9. Светосильные дифракционные оптические элементы: особенности технологий изготовления, аттестация, перспективные области применения  
*А. В. Лукин, А. Н. Мельников* ..... 48
10. Прямая лазерная запись высокоапертурных синтезированных голограмм: материалы и методы  
*В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин, Р. В. Шиманский, Д. А. Белоусов, Р. И. Куц* ..... 54
11. Голографические и лазерные свойства фото-термо-рефрактивных стекол, активированных редкоземельными ионами  
*Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, Х. Нассер, В. А. Асеев, А. И. Игнатьев* ..... 60
12. Принципы построения и ключевые технологии устройств дополненной реальности световодного типа с голограммными и дифракционными оптическими элементами  
*С. Н. Корешев* ..... 64
13. Трехмерная лазерная запись на структуре аморфный кремний/алюминий интерференционного фильтра  
*А. А. Кутанов, Н. Сыдык уулу, И. А. Снимщиков, З. М. Казакбаева* ..... 73

14. Фотоиндуцированные процессы и импульсная запись динамических голограмм в кристаллах силиката и титаната висмута <i>А. Л. Толстик, И. Г. Даденков, Ю. И. Миксюк, К. А. Саечников</i> .....	78
15. Оптические корреляторы изображений: история и современное состояние <i>Р. С. Стариков</i> .....	82
16. Оптические системы с синтезом импульсного отклика для обработки информации в пространственно-некогерентном и некогерентном излучении <i>Н. Н. Евтихийев, Д. Ю. Молодцов, В. В. Краснов, П. А. Черёмхин, В. Г. Родин</i> .....	91
17. Оптимизация параметров волоконных лазеров серии VLM для голографических технологий <i>А. А. Сурин, А. А. Мольков, К. Ю. Прусаков, И. В. Шебаршина</i> .....	97
18. Особенности восприятия стереоскопического изображения в шлемах виртуальной реальности <i>Ю. Н. Овечкис, А. И. Винокур, Н. В. Кондратьев</i> .....	100

## II. Защитные голограммы и прикладные оптические технологии

19. Высокора разрешающая система измерения основных параметров защитных голограмм для оперативного контроля качества и экспертного анализа <i>В. П. Бессмельцев, В. В. Вилейко, М. В. Максимов</i> .....	102
20. Контроль подлинности защитных голограмм методом оптоэлектронного анализа пространственного спектра Фурье <i>Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский</i> .....	109
21. Динамические эффекты в трекограммах <i>А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин, С. Б. Одинокоев</i> .....	113
22. Средства защиты от подделок с визуальной и визуализируемой компонентами на основе двойного голографического рельефа <i>Л. В. Танин, П. В. Моисеенко, А. Г. Бобореко, М. Н. Луциков, В. А. Танин, В. В. Еверкин, А. И. Горчарук, В. С. Микулич, С. В. Кислухин, А. В. Рак, А. Я. Гореленко, М. П. Захарич, С. П. Плискиа</i> .....	116
23. Защитные 3D наноконпозиционные голограммы на криволинейной поверхности <i>Е. Б. Шекланова, М. В. Гусев</i> .....	117
24. Оценка погрешности фазовых сдвигов в порядках дифракционных решеток интерференционного датчика линейных перемещений <i>М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Жердев, М. С. Ковалев, М. Л. Галкин, В. Ю. Венедиктов</i> .....	119
25. Датчик измерения фазовых искажений волновых фронтов на основе оптического коррелятора с компьютерно-синтезированным голографическим фильтром <i>М. С. Ковалев, Г. К. Красин, П. А. Ручка, Е. Ю. Злоказов, С. Б. Одинокоев</i> .....	130

## III. Формирование голографических изображений с помощью голограммной оптики и оптико-голографические дисплеи

26. Влияние формы представления объекта на глубину резкости изображений, восстановленных с помощью синтезированных голограмм — проекторов Френеля <i>М. А. Фролова, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов</i> .....	140
27. Изображающие системы на основе неизображающих обобщенных линз <i>В. С. Васильев, Р. В. Скиданов</i> .....	144
28. Голографические фильтры в оптических информационных технологиях <i>В. М. Петров, А. В. Глейм, С. А. Козлов, А. В. Шамрай, К. А. Саечников</i> .....	148

29. Исследование зависимости показателя преломления фоточувствительного слоя БХЖ от температуры <i>К. С. Коренной, Ф. А. Саттаров, А. Ф. Скочилов, Д. Я. Логинов</i> .....	154
30. Разработка системы дополненной реальности на базе призмы с поверхностями свободной формы <i>И. А. Гуськов</i> .....	159
31. Расчет и моделирование световодной системы дополненной реальности на базе голографических элементов <i>Г. Э. Романова, С. Н. Корешев, В. С. Сидоренко</i> .....	164
32. Оптическая система дополненной реальности на основе голограммного оптического элемента, встраиваемая в шлем скафандра космонавта <i>А. С. Перевозникова, В. С. Кайдараква, К. И. Львова, А. А. Болотова, А. Н. Путилин</i> .....	168
33. Исследование дифракции лазерного пучка на двух фазовых дифракционных решетках <i>В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, Н. В. Суетин, Х. А. Пауйак Уаман</i> .....	172
34. Формирование и свойства трехмерных объектов – объектов произвольной формы, структурированных элементов и голографических изображений <i>Н. Д. Ворзובה, П. П. Соколов</i> .....	180
35. Компенсация эффекта близости в изображениях, восстановленных с помощью синтезированных голограмм Френеля <i>С. О. Старовойтов, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов</i> .....	184
36. Исследование стабильности дифракционных решеток из пищевых биополимеров <i>А. П. Торопова, М. И. Фокина</i> .....	190
37. К вопросу о точности определения концентрации глюкозы в плазме крови с помощью голографических сенсоров <i>А. В. Крайский, В. А. Постников, М. А. Шевченко</i> .....	194

#### IV. Голограммные и дифракционные оптические элементы, компьютерно-синтезированные голограммы, метаматериалы и плазмонные структуры

38. Гиперспектральная голография эритроцитов в задачах лазерной дифрактометрии <i>С. Г. Каленков</i> .....	199
39. Дифракционные элементы в оптических системах ИК диапазона <i>Г. И. Грейсх, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич</i> .....	203
40. Влияние ошибок изготовления ДОО на распределение интенсивности света в задачах мультипликации и гомогенизации пучков <i>Р. К. Насыров, Д. А. Белоусов, А. Г. Седухин, В. П. Корольков, В. Н. Хомутов</i> .....	211
41. Опыт взаимной калибровки фотометрической установки ЮС-113 ПАО КМЗ и разрабатываемых в ГИПО интерферометрических средств контроля параметров ИК-объективов <i>А. В. Лукин, И. Р. Осипович, А. В. Берденников, Т. А. Кузнецова, В. И. Курт, С. В. Маврин, А. Н. Мельников, А. Р. Насыров, С. Н. Скляров, А. Ф. Скочилов</i> .....	216
42. Волновой фронт: некоторые вопросы его восстановления и формообразования в голографии и дифракционной оптике <i>А. В. Лукин</i> .....	222
43. Модифицированный полимерный композит для оптических приборов, работающих при высоких температурах <i>А. Р. Ахметов, А. Е. Заикин</i> .....	226

44. Лазерно-голографический контроль параметров объективов, их компонентов и элементов в инфракрасном и видимом диапазонах спектра на основе использования гиперспектрального регистрирующего модуля <i>А. В. Лукин, А. Н. Мельников, В. Ю. Москвичев, В. В. Старцев</i> .....	230
45. Форма осветителя как ключевой фактор при разработке методик дифракционной коррекции изображения в проекционной фотолитографии для технологий уровня 65 нм и менее <i>Н. Н. Балан, В. В. Иванов, А. В. Кузовков</i> .....	233
46. Усовершенствованный алгоритм расчета допусков в системах спектрографов с объемно-фазовыми голограммными решетками <i>М. К. Бакшаев, И. А. Гуськов, Э. Р. Муслимов, А. Н. Мельников, А. Р. Гильфанов</i> .....	242
47. Использование голограммных поляризаторов для определения дефектов стекла шликрен методом <i>Н. К. Павлычева, Н. А. Петрановский, В. Л. Газизова, А. И. Ганиева</i> .....	248
48. Запись дифракционных оптических элементов на поверхности ФТР-стекла фемтосекундным лазером <i>Д. В. Кузьмин, В. Ю. Железнов, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Бетин, Н. В. Никоноров, С. А. Иванов</i> .....	253
49. Оценка параметров угловой селективности брэгговских дифракционных решеток для случая предельно малой толщины <i>Д. В. Кузьмин, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин, А. Ю. Жердев, М. В. Шишова, А. Ю. Бетин, В. Ю. Железнов, Н. В. Никоноров, С. А. Иванов</i> .....	258

## V. Объемная голография, фоточувствительные материалы и электрооптика

50. Объемные голограммы — инструмент исследования высокоразрешающих светочувствительных сред <i>О. В. Андреева</i> .....	263
51. Информационные особенности голограмм: повышение информационной ёмкости и устранение избыточности <i>С. А. Шойдин</i> .....	266
52. Формфактор голограмм в режиме дифракции Рамана — Ната <i>А. Ю. Мешалкин, С. А. Шойдин</i> .....	279
53. Создание высокочастотных рельефно-фазовых голографических решеток на бихромированном желатине при использовании деструктивного воздействия УФ излучения <i>Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Р. Хазвалиева</i> .....	290
54. Использование синхронизации фаз в спекл-полях для изучения многоциклового усталости материалов и активности живых клеток <i>А. П. Владимиров</i> .....	297
55. Дифракция света в сегнетоэлектрических кристаллах на периодически поляризованных структурах с заряженными и нейтральными доменными стенками <i>С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, С. В. Смирнов, А. Е. Шараева, В. А. Краковский, Л. Я. Серебренников, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур</i> .....	298
56. Конкурс имени Ю. И. Островского за лучшие научные работы в области оптической голографии и интерферометрии <i>Г. В. Островская, И. В. Семенова, О. В. Андреева</i> .....	308
57. Использование поглощения комплекса с переносом заряда между компонентами гибридного фотополимерного материала для записи микроструктур в синей области видимого спектра <i>Д. И. Деревянко, В. В. Шелковников, С. И. Алиев, Н. А. Орлова, В. С. Басистый, Е. Ф. Пен</i> .....	311

58. Модификация структуры желатиновых пленок для создания голографических регистрирующих сред и других оптоэлектронных материалов  
Ю. Д. Лантух, С. Н. Летута, С. Н. Пашкевич, Э. К. Алиджанов, Г. А. Тихонов ..... 318
59. Акрилатно-эпоксидный голографический фотополимерный материал для двухфотонной записи голограмм  
Е. В. Васильев, В. В. Шелковников, Н. А. Орлова, И. Ш. Штейнберг ..... 324
60. Работы НИКФИ в области голографии в собрании Политехнического музея (к 90-летию со дня основания Научно-исследовательского кинофотоинститута)  
О. Ф. Тихомирова ..... 331

## VI. Голографическая интерферометрия и оптико-голографическая обработка информации

61. Голографические датчики волнового фронта: сегодня и завтра  
В. Венедиктов, К. Гаврильева, А. Горелая, В. Орлов, А. Севрюгин, И. Турсунов, Е. Федоров ..... 336
62. Современные методы подавления спекл-шума в лазерных проекционных системах (обзор)  
Н. В. Заляпин, Т. Б. Андреева, И. Н. Компанец ..... 340
63. Безлинзовое оптическое кодирование изображений в пространственно-некогерентном свете  
В. В. Краснов, И. П. Рябцев, А. В. Шифрина ..... 352
64. Бинаризация цифровых голограмм для задач с применением микрозеркального модулятора  
Е. А. Курбатова, П. А. Черёмхин ..... 356
65. Голографический датчик волнового фронта с повышенной дифракционной эффективностью  
И. А. Гуськов, Э. Р. Муслимов, А. Н. Мельников, М. К. Бакишев, А. Р. Гильфанов ..... 360
66. Комплексное использование методов анализа связанных волн и трассировки лучей при проектировании спектрографов с объемно-фазовыми дифракционными решетками  
Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева ..... 365
67. Исследование методом голографической интерферометрии форм колебаний, вызывающих локальные разрушения покрывного диска рабочего колеса компрессора  
А. М. Царева, Р. Х. Макаева, Г. А. Шайхутдинова, К. А. Царева ..... 374
68. Методы шерографии для контроля внутренних дефектов изделий аддитивных технологий  
Г. Г. Левин, Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов ..... 377
69. Разработка метода получения 2D компьютерно-синтезированных голограмм Фурье для формирования скрытых изображений в защитных голограммах  
П. А. Ханевич, С. Б. Одинокоев, А. В. Смирнов ..... 380
70. Гиперспектральная голография движущихся микрообъектов  
С. Г. Каленков, П. С. Винников, Г. С. Каленков, А. Е. Луговцов, А. Е. Штанько ..... 385
71. Реализация голограмм Фурье с использованием высокопроизводительного микрозеркального ПВМС  
Д. С. Гончаров, Н. М. Пономарев, Р. С. Стариков ..... 388

I. Современные  
тенденции развития  
голографии  
и прикладных  
оптических технологий

## 1. Этапы развития наукоемких защитных технологий в Республике Беларусь-голограмма, юниграмма, RFID-метка, кодограмма, кристаллограмма, комбиграмма – 1998–2019 годы

*Л. В. Танин<sup>1</sup>, А. Г. Бобореко<sup>1</sup>, М. Н. Луциков<sup>1</sup>, П. В. Моисеенко<sup>1</sup>, В. А. Танин<sup>1</sup>, С. Н. Гинак<sup>2</sup>, Н. С. Казак<sup>3</sup>, В. И. Дравица<sup>4</sup>, Г. Е. Волнистый<sup>4</sup>, А. Л. Толстик<sup>5</sup>, С. В. Кислухин<sup>6</sup>, А. В. Рак<sup>7</sup>, А. Я. Гореленко<sup>7</sup>, Н. Е. Макаревич<sup>8</sup>, В. А. Бурский<sup>9</sup>, С. А. Малов<sup>9</sup>, А. В. Карпович<sup>10</sup>, В. Д. Альтшулер<sup>10</sup>, С. В. Шангин<sup>10</sup>, В. А. Шевко<sup>10</sup>*

<sup>1</sup> ЗАО «Голографическая индустрия», Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup> ООО «Магия света», Минск, Республика Беларусь

<sup>3</sup> Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, Минск, Республика Беларусь

<sup>4</sup> Межотраслевой практический центр систем идентификации и электронных деловых операций Национальной академии наук Беларуси, Минск, Республика Беларусь

<sup>5</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

<sup>6</sup> Департамент государственных знаков Министерства финансов РБ, Минск, Республика Беларусь

<sup>7</sup> РУП «Криптотех», Минск, Республика Беларусь

<sup>8</sup> РУП «Минская печатная фабрика», Минск, Республика Беларусь

<sup>9</sup> ОАО «БелОМО-ММЗ имени С. И. Вавилова», Минск, Республика Беларусь

<sup>10</sup> ООО «АТВ-Тех», Минск, Республика Беларусь

Создание национальных средств защиты документов, ценных бумаг и особо ценных объектов в Республике Беларусь является одной из важных государственных задач, обеспечивающих ее национальную и экономическую безопасность. В связи с этим на базе созданного в 1988 году наукоемкого предприятия ООО «Магия света» было организовано в 1998 году высокотехнологичное предприятие ЗАО «Голографическая индустрия», и в результате развилось в Республике Беларусь новое научное направление — защитная голография. В качестве основы бала взята рельефно-фазовая голограмма. Рельефно-фазовая голограмма, как основа комплексного средства защиты, имеет ряд преимуществ, в частности процесс разработки и изготовления таких голограмм является не только легко адаптированным с полиграфическими процессами, но и наукоемким. Наряду с рельефно-фазовой голограммой, которая насчитывает более десятка элементов защиты, был принят подход на создание защитного комплекса, который включал бы защитные средства, основанные на других физических принципах и требующие для своего изготовления других технологических подходов. В основе такого средства были задействованы поляризационные явления. Таким образом, наряду с визуальными элементами голограммы были использованы визуализируемые изображения, что позволило усилить защищенность комплекса от подделок и упростить контроль подлинности защитного средства, вплоть до так называемого народного контроля. Развитие технологий с использованием такого подхода проходило последовательные стадии с наращиванием и усложненностью средств защиты от простого термомеханического воздействия для формирования анизотропных зон (юниграмма) до использования анизотропных свойств полимеризованных жидких кристаллов и явлений поляризованной люминесценции (комбиграмма). Защитный комплекс может включать RFID-метку, что позволяет задействовать преимущества RFID-технологий,



выражающиеся в доступности информационной составляющей о товаре для контролирующих органов и покупателя, а также по возможности создания системы прослеживаемости товара от производителя до потребителя.

*Цитирование:* **Танин, Л. В.** Этапы развития наукоемких защитных технологий в Республике Беларусь – голограмма, юниграмма, RFID-метка, кодограмма, кристаллограмма, комбиграмма – 1998–2019 годы / Л. В. Танин, А. Г. Бобореко, М. Н. Лушиков, П. В. Моисеенко, В. А. Танин, С. Н. Гинак, Н. С. Казак, В. И. Дравица, Г. Е. Волнистый, А. Л. Толстик, С. В. Кислухин, А. В. Рак, А. Я. Гореленко, Н. Е. Макаревич, В. А. Бурский, С. А. Малов, А. В. Карпович, В. Д. Альтшулер, С. В. Шангин, В. А. Шевко // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 11–12.

## 2. Оптически-переменные элементы с устойчивыми визуальными признаками и их роль в защите современных идентификационных документов

А. В. Смирнов

АО «НПО «Криптен», Дубна, Россия

Многообразие идентификационных документов в современном мире невозможно представить без различных печатных и оптически-переменных средств защиты от имитации и подделки. Большинство документов, выпускаемых разными странами мира, стандартизированы и, как следствие, защищены несколькими степенями защиты. Осознание того, что персональные данные, хранящиеся не только в базах данных, но и в конкретных документах пользователя, должны быть уникальны и не доступны поддельщикам, стимулирует индустрию защищенной печати к внедрению устойчивых визуальных признаков, которые легко проверяются как контролирующими органами, так и обычными гражданами. В докладе рассмотрены существующие способы защиты российских документов, содержащих персональные данные и удостоверяющих личность, описаны недостатки и преимущества, применяемых методов защиты, элементов и изделий, содержащих визуальные признаки. Также сделан обзор мировых трендов и последних разработок, используемых в качестве оптических защитных элементов, описаны новые подходы, конструктивные решения, визуальные эффекты, повышающие устойчивость документов к подделке. Представлены прототипы изделий, разработанных «НПО «Криптен», содержащих различные уникальные визуальные признаки, использование которых усиливает устойчивость документов с персональными данными к их подмене, полной имитации или фальсификации документа.

*Цитирование:* **Смирнов, А. В.** Оптически-переменные элементы с устойчивыми визуальными признаками и их роль в защите современных идентификационных документов / А. В. Смирнов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 13–13.

### 3. Метаповерхности в оптике и голографии: физические принципы и достигнутые результаты

*Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов*

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

Представлен аналитический обзор современного состояния в области создания и использования метаповерхностей. Особое внимание уделено физике и математическому описанию трансформации фронта падающей волны метаповерхностью. На ряде примеров продемонстрирована эффективность фокусировки излучения и формирования голографического изображения метаповерхностями различных типов.

*Ключевые слова:* Метаповерхность, Наноразмерная пленка, Метаатом, Обобщенный закон Снеллиуса, Металинза, Метаголограмма.

*Цитирование:* **Грейсух, Г. И.** Метаповерхности в оптике и голографии: физические принципы и достигнутые результаты / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 14–23.

#### Введение

Метаповерхностями сегодня называют наноразмерные диэлектрические или проводящие пленки, в которые внедрены метаатомы — искусственные структуры более или менее простой формы размером в несколько нанометров. Физика управления светом метаповерхностями принципиально не отличается от физики работы традиционных оптических элементов и описывается в рамках обычных уравнений Максвелла. Однако развитие метаматериалов показывает, что и обычные уравнения Максвелла могут описывать необычные явления, такие, например, как отрицательный коэффициент преломления и преодоление дифракционного предела [1].

Если физика преобразования волновых фронтов метаповерхностями вполне описывается уравнениями Максвелла, то, естественно, все лучевые законы и формулы также остаются применимыми. В частности, для описания работы метаповерхности в лучевом приближении часто используется обобщенный закон Снеллиуса. В дифракционной оптике и голографии он также является основным лучевым законом, хотя громкое название «обобщенный закон» не используется. Обратимся к рисунку 1 и свяжем углы относительно нормалей луча в средах 2 и 1.

С полученными таким образом изображениями можно производить всевозможные преобразования — перефокусировку, менять глубину резкости, выделять различные сечения снимаемых объектов, устанавливать виртуальные диафрагмы произвольной формы [7]. Допустимо также получать множество одноракурсных изображений в пределах апертуры съе-

мочного объектива. Это позволяет получать исходные ракурсы для формирования стереоскопических изображений, причем с возможностью выбора съемочного базиса для учета параметров их демонстрации [6].

Простота выбора ракурсов при выводе их изображений на экран может оказаться полезна при изготовлении синтезированных голограмм с изменением ракурсов по горизонтали и вертикали [8]. Сочетание пленоптической технологии с методами проекции объемных изображений на голографический экран [4] представляется интересным для возобновления работ по созданию системы голографического кинематографа. Основанием для такого утверждения служит созданный фирмой Lytro прототип пленоптической кинокамеры с матрицей 755 мегапикселей и частотой смены кадров 300 Гц [9].

$$\sin i_{11} = n_1 \sin i_1, \quad (1)$$

$$\sin i_{22} - \sin i_{11} = m \lambda / \Lambda(x), \quad (2)$$

где  $\Lambda(x)$  — локальный период дифракционной микроструктуры, и  $m$  — порядок дифракции и длина волны падающего излучения.

$$\sin i_{22} = n_2 \sin i_2. \quad (3)$$

Подставляя в уравнение (2) правые части формул (1) и (3), получим формулу обобщенного закона Снеллиуса:

$$n_2 \sin i_2 = n_1 \sin i_1 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{d\Phi}{dx}. \quad (4)$$

Здесь градиент фазовой задержки

$$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{2\pi m}{\Lambda(x)}, \quad (5)$$

а  $\Phi$  — фазовая задержка, вносимая дифракционной микроструктурой в падающий волновой фронт в точке с координатой  $x$ . Как и следовало ожидать толщины воздушных промежутков между средами и дифракционной микроструктурой в вышеприведенные формулы не входят, следовательно, их может вообще не быть.

Выражение (4) отличается от обычного закона Снеллиуса наличием добавки в правой части, которая возникает из-за скачка фазы. Этот скачек приводит к вполне прогнозируемым последствиям. Например, падающий по нормали луч ( $i_1 = 0$ ) будет преломляться под углом

$$i_2 = \arcsin \left( \frac{\lambda}{2\pi n_2} \frac{d\Phi}{dx} \right). \quad (6)$$

и при некоторых углах падения может наблюдаться эффект отрицательного преломления, т. е. прошедший луч отклоняется в ту же сторону, что и падающий и т. д.

Принципиальное же отличие метаповерхности от обычной дифракционной микроструктуры связано с механизмом трансформации фронта падающей волны. Любая неоднородность в прозрачной среде с размерами больше длины волны падающего излучения (микро-неоднородность) приводит к дифракции, обусловленной тем, что в соответствии с принципом Гюйгенса — Френеля все точки волнового фронта являются источниками вторичных сферических волн, которые всегда и независимо ни от чего отстают по фазе от первичной волны

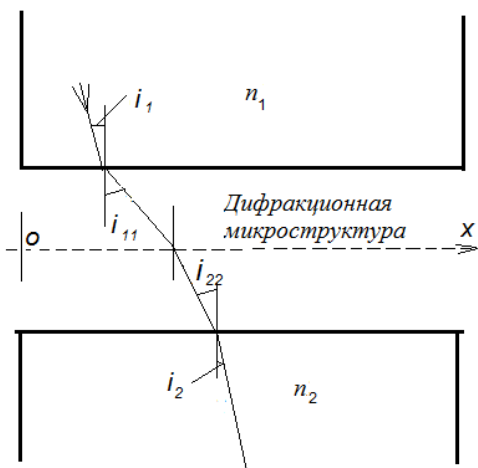


Рис. 1. К выводу формулы обобщенного закона Снеллиуса



Рис. 2. Модель метаповерхности [1]

на четверть периода [2]. Иная ситуация возникает тогда, когда падающая волна встречает на своем пути метаатом, т. е. искусственную наноразмерную структуру определенной формы и ориентации. Рассеяние на ней вызывает скачок фазы, а зависимость скачка фазы  $\Phi$  от координаты носит дискретный характер. Как правило, в метаповерхностях метаатомы располагаются в периодических элементарных ячейках (рисунок 2). Если периодичность таких ячеек равна  $\Delta x$  и каждый метаатом в ячейке смещает фазу излучения на величину, большую на  $\Delta\Phi$ , чем предыдущий, то тогда градиент смещения фазы будет определяться отношением  $\alpha = \Delta\Phi/\Delta x$ . Смещение фазы каждым метаатомом зависит от номера элементарной ячейки:  $\Phi_i = \Phi_0 + i\Delta\Phi$ , где  $i = 1, 2, 3, \dots I$ .  $I$  — количество элементарных ячеек в одной суперъячейке так, что  $I\Delta\Phi = 2\pi$ . В следующей суперъячейке сдвиг фазы  $\Phi$  начинается заново. В результате нормально падающая плоская волна после метаповерхности в среде 2 распространяется под углом

$$\theta_t = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\pi n_2} \frac{\Delta\Phi}{\Delta x}\right). \tag{7}$$

Таким образом, рассмотренная метаповерхность по своему действию эквивалентна дифракционной решетке, причем если размер элементарной ячейки  $\Delta x < \lambda$ , то решетке «с блеском», т. к. формируется только один нулевой порядок дифракции и дифракционная эффективность равна единице. Однако реальная эффективность, равная отношению мощности излучения, распространяющегося под углом  $\theta_t$ , к мощности падающего излучения, к сожалению, меньше единицы из-за того, что далеко не все падающее излучение рассеивается на метаатомах.

### 1. Управление фазой излучения метаатомами

Один из механизмов управляемого смещения фазы, рассеиваемого метаатомами излучения, связан с резонансными явлениями [1, 3]. Речь идет, в частности, о электрическом и магнитном резонансах, обусловленных воздействием на метаатомы электрической и магнитной составляющих падающей электромагнитной волны. При этом на величину фазовой задержки

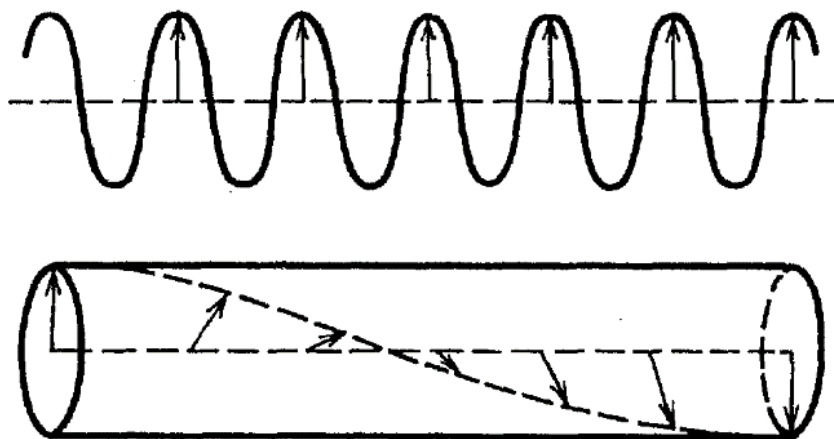


Рис. 3. Скачок фазы на  $\pi$ , вызванный «переворотом» поперечной волны трансформатором поляризации. Вверху показана не преобразующая опорная волна и интерференция этих двух волн позволяет наблюдать геометрическую фазу [7]

можно влиять и размером, и формой, и ориентацией метаатомов по отношению к векторам  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ . Сразу же заметим, что каждый из резонансов в отдельности позволяет получать фазовую задержку в пределах от 0 до  $\pi$ , но использование обоих резонансов одновременно расширяет диапазон изменения фазовой задержки до  $2\pi$ . Резонансные способы управления фазой применимы только в относительно узком диапазоне длин волн.

Принципиально другой способ управления фазой излучения метаатомами связан с изменением геометрической фазы Панчаратнама — Берри [4–7]. Это в простейшем случае относительная фаза двух плоско поляризованных пучков (см. рисунок 3) с разными в общем случае поляризациями  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{e}'$  и равная фазе их скалярного произведения:

$$\gamma = \arg(\mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e}') = \arg(e_1^* \cdot e_1' + e_2^* \cdot e_2'). \quad (8)$$

Преимущество данного способа заключается в независимости смещения фазы от длины волны излучения. Однако он применим только при излучении с круговой поляризацией. Как показано в работе [5] на простой модели метаатомов в виде наностержней, повернутых под определённым углом  $\varphi$  к оси перпендикулярной плоскости падения циркулярно поляризованной волны, фаза может изменяться от 0 до  $2\pi$ . Действительно, рассеяние на наностержне приводит к появлению рассеянной волны с противоположной поляризацией. Угол поворота стержня определяет фазу рассеянной волны:  $\Delta\Phi = 2\varphi$ , и поворот наностержня в пределах угла от 0 до  $\pi$  позволяет охватить смещение фазы в диапазоне от 0 до  $2\pi$ .

## 2. Фокусирующий элемент на основе метаповерхности

В случае обычной рефракционной линзы, описываемой в тонком приближении [8, 9], разность длин оптических путей между плоскостями, касательными к преломляющим поверхностям линзы, вычисленных вдоль оптической оси и через край апертуры, равна  $h(n - 1)$ . Следовательно, максимальная фазовая задержка, вносимая рефракционной линзой,  $2\pi h(n - 1)/\lambda \gg 2\pi$ . Отсюда ясно, что аналогом рефракционной линзы метаповерхность быть

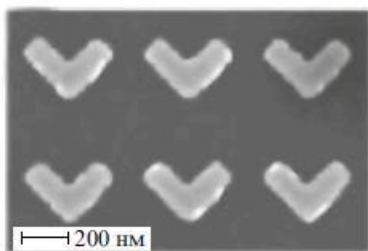


Рис. 4. Метаповерхность с V-образными метаатомами

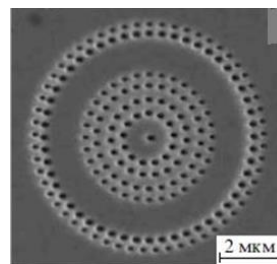
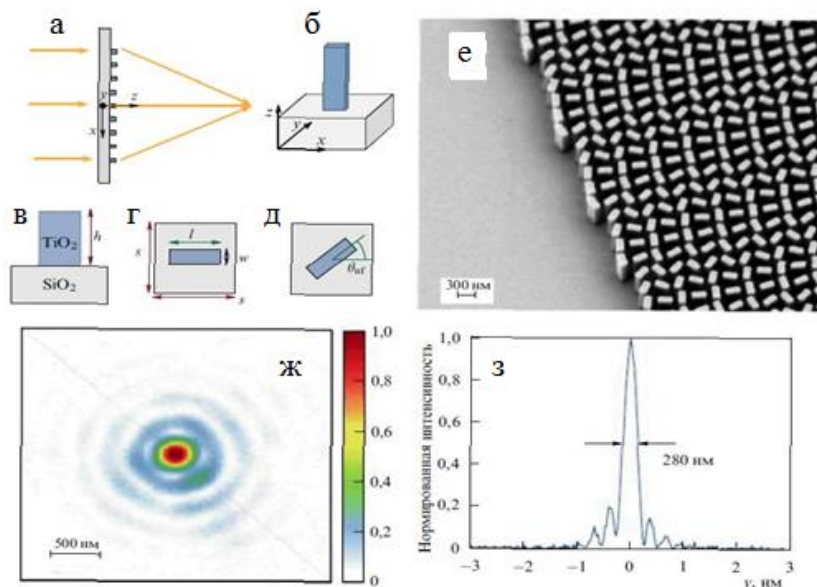


Рис. 5. Металинза из золотой пленки с нанодоотверстиями [11]

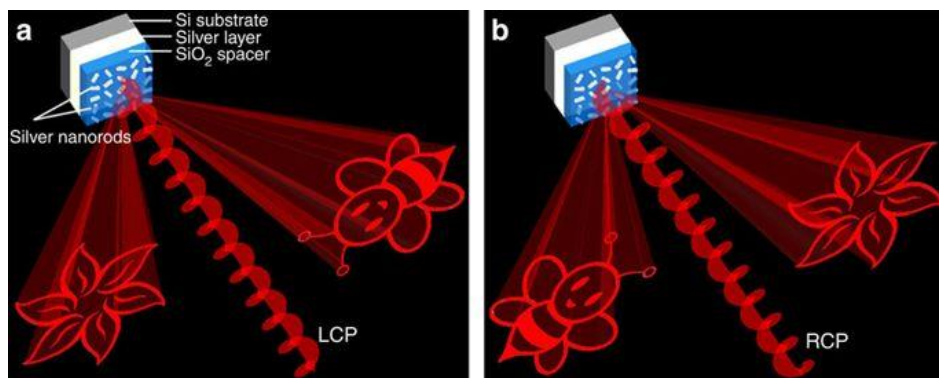


а — плоская волна падает на линзу диаметром 2 мм; б–д — метаатомы линзы, представляющие собой параллелепипеды из  $\text{TiO}_2$  на стеклянной подложке; е — изображение части металинзы, полученное электронным микроскопом; ж, з — распределение интенсивности излучения в фокусе

Рис. 6. Фокусировка излучения с помощью металинзы [12] Линза оптимизирована для длины волны 405 нм, фокусное расстояние  $f = 0,725$  мм, высота параллелепипедов  $h = 600$  нм, их длина  $l = 150$  нм и ширина  $w = 40$  нм. Расстояние между центрами метаатомов (размер элементарной ячейки)  $s = 200$  нм

не может. В то же время фазовая задержка, равная всего лишь  $\pi$  уже обеспечивает сорокапроцентную дифракционную эффективность фазоинверсной зонной пластинке Рэлея — Вуда. Очевидно, что возможный фокусирующий элемент на основе метаповерхности — это дифракционная линза, зоны Френеля которой отличаются не глубиной микрорельефа, а заполнением нанопленки метаатомами. Одной из первых работ по реализации плоской линзы, основанной на метаповерхности, была работа [10]. Часто такие линзы называют металинзами. Метаповерхность в работе [10] состояла из V-образных наночастиц (см. рисунок 4) и использовалась схема с кроссполяризацией.

В работе [11] резонансное управление фазой излучения, прошедшего через зону Френеля, осуществлялось с помощью изменения диаметров отверстий в золотой пленке. Толщина плёнки — 380 нм. Изменение радиуса позволило охватить фазу почти в диапазоне от 0 до  $\pi$ .



а и б — восстановленные изображения при освещении голограммы излучением с круговой лево- и правовинтовой поляризацией

Рис. 7. Широкополосная метаповерхностная отражательная голограмма [13]

Отверстия располагались только в нечётных зонах Френеля, как показано на рисунке 5. Излучение с длиной волны 531 нм фокусировалось на расстоянии 10 мкм от линзы. Излучение с длинами волн 488 и 647 нм фокусировалось на расстояниях 8 и 12 мкм соответственно. Дифракционная эффективность не превышала 20 %.

Существенно большую дифракционную эффективность линз позволяет достичь использование скачков фазы Панчаратнама — Берри. Эти скачки не зависят от длины волны, а метаатомы могут состоять из металлических и диэлектрических наночастиц. Единственное принципиальное ограничение заключается в том, что падающее на линзу излучение должно иметь круговую поляризацию.

Наибольшая эффективность дифракционной металинзы достигнута в работе [12], где использовались метаатомы из  $\text{TiO}_2$ , представляющие собой параллелепипеды, расположенные на стеклянной подложке. Поворот метаатомов на угол  $\theta_{nf}$  обеспечивал сдвиг фазы в диапазоне от 0 до  $2\pi$ . Были изготовлены три линзы для излучения с длинами волн 405, 532 и 660 нм. Диаметр линз составлял 2 мм, и их фокусное расстояние равнялось 0,725 мм. Фокусировка плоской волны в точку одной из таких линз показана на рисунке 6, а подробное пояснение и параметры приведены в подрисуночной подписи.

### 3. Метаголограммы

В последнее время появилось множество работ, посвящённых голограммам, основанным на отражающих метаповерхностях. Во всех работах метаатомы управляют фазой излучения таким образом, чтобы сформировать необходимый волновой фронт. Метаатомы голограмм используют всевозможные механизмы для управления фазой. Наиболее высокая эффективность голограммы (80 %) получена на отражающей метаповерхности [13], облучаемой светом с круговой поляризацией и основанной на фазе Панчаратнама — Берри (см. рисунок 7).

Метаповерхность отражательного типа состоит из трех слоев: двумерного массива удлиненных серебряных наностержней, нанесенных на кварцевую ( $\text{SiO}_2$ ) прокладку толщиной 80 нм, и серебряного фоновая слоя толщиной 150 нм, опирающегося на кремниевую подложку. Требуемый фазовый сдвиг обеспечивается ориентацией наностержней



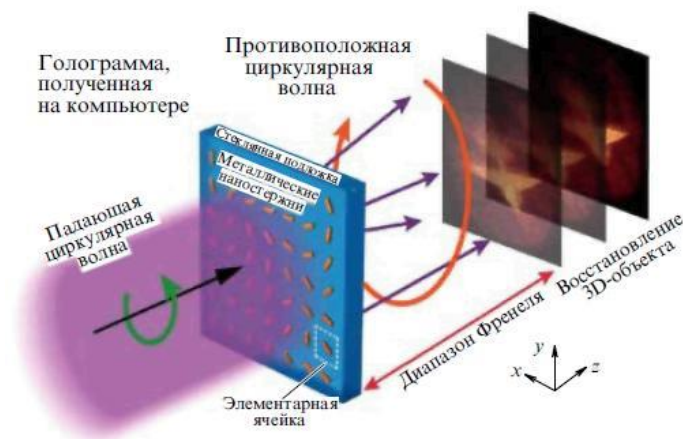


Рис. 8. Схема получения трёхмерного изображения в работе [24]

Метаголограммам, работающим на пропускание, также посвящено значительное число опубликованных работ. Высокая эффективность (более 78 %) была достигнута на диэлектрических метаповерхностях из  $\text{TiO}_2$ , изменяющих фазу Панчаратнама — Берри [14]. Меньшая эффективность получена на метаповерхности из кремния [15]. Также большое количество диэлектрических голограмм, работающих на пропускание, формируют волновой фронт с помощью резонансов [16–18]. Металлические наночастицы тоже могут быть основой голографических метаповерхностей, работающих на пропускание. Они могут управлять фазой с помощью как резонансов для линейно поляризованного излучения [19], так и фазы Панчаратнама — Берри [20] для излучения с круговой поляризацией. Кроме того, существуют голограммы, метаатомы которых представляют собой отверстия в металлической плёнке. Они также могут управлять фазой с помощью резонансов [21, 22] или фазы Панчаратнама — Берри [23].

Одна из первых работ [24], показавших принципиальную возможность создавать пропускающие голограммы на основе метаповерхностей, основана на использовании фазы Панчаратнама — Берри. Компьютерная голограмма 3D-виртуальной модели самолета, представляющая собой распределение фазовой задержки, вносимой бесконечно тонким транспарантом, установленным в определённой плоскости пространства, реализовывалась метаповерхностью, метаатомы которой представляли собой наностержни, каждый из которых повёрнут на свой угол, как показано на рисунке 8. Свет с круговой поляризацией, проходя через такой метаатом, приобретает смещение фазы  $\Delta\Phi = 2\theta$ . Поворот стержня позволяет охватить смещение фаз в пределах от 0 до  $2\pi$ . Таким образом, задание угла  $\theta$  для каждого метаатома позволяет воспроизвести всю рассчитанную фазовую картину. В результате наблюдатель за метаповерхностью увидит трёхмерное изображение ранее созданной виртуальной модели самолета. Размер метаповерхности (голограммы)  $0,4 \times 0,4$  мм ( $800 \times 800$  метаатомов с постоянной решётки 500 нм).

Излучение с круговой поляризацией падает на метаповерхность. Каждый метаатом придаёт волне свою заранее рассчитанную фазу. В результате на определённом расстоянии от

метаповерхности наблюдается трёхмерный объект. Относительно малое количество метаатомов голограммы не позволяет увидеть изображение под разными углами. Поэтому для доказательства того, что получена действительно голограмма, создающая трёхмерное изображение, авторы [24] использовали ограниченную глубину резкости микроскопа. Объёмное изображение создаётся на некотором расстоянии от голограммы. Объектив микроскопа фокусируется в этой области и может перемещать точку фокусировки ближе или дальше, как показано на рисунке 8. Таким образом объектив может фокусироваться на разных, ближних или дальних, частях объекта. Например, при ближней фокусировке нос самолета виден чётко, а хвост — расплывчато. При дальней фокусировке, наоборот. Авторы работы [24] не без основания посчитали это доказательством того, что метаповерхность воспроизводит трёхмерное изображение.

Завершая раздел остановимся на перезаписываемом голографическом метаматериале. В работе [25] анонсированы результаты использования давления света для создания динамического голографического материала. Полученный материал допускает многократную перезапись и сохраняет записанную картину сколь угодно долгое время без потребления энергии.

Давление света, воздействующее на структуру нового материала, создается путем фокусировки нескольких лазерных лучей на определенном участке метаповерхности. Этого давления достаточно для перемещения метаатомов, находящихся внутри несущей пленки. Авторы использовали серебряные наночастицы, которые помещались в заданную точку пленки при помощи импровизированного «оптического пинцета». Ключевым моментом новой технологии «перезаписи» голограмм является то, что процесс перемещения наночастиц производится в условиях высокой температуры, создаваемой лазерными лучами. При этом материал пленки размягчается, а после охлаждения он снова застывает, надежно фиксируя наночастицу в положении, куда ее переместили при помощи лазерных лучей.

Авторы считают, что метаповерхности, обладающие такими свойствами, могут найти применение в трехмерных голографических дисплеях, в устройствах оптического хранения информации, в биодатчиках, в перестраиваемых лазерах и т. п.

### **Заключение**

Наноразмерные диэлектрические или проводящие пленки с внедренными метаатомами (металлическими или диэлектрическими искусственными структурами простой формы и размером в несколько нанометров), называемые метаповерхностями, осуществляют преобразования падающей электромагнитной волны, описываемые в рамках обычных уравнений Максвелла. Эти поверхности воздействуя на фазу излучения, позволяют задавать направление прошедшего через них излучения в соответствии с обобщённым законом Снеллиуса.

Первые метаповерхности состояли из метаатомов, воздействующих на фазу только за счёт электрического резонанса, что позволяло изменять фазу в пределах от 0 до  $\pi$ . Эти метаатомы представляли собой металлические наночастицы различной формы. Такие метаповерхности требовали дополнительных поляризаторов излучения, а в случае их использования

в качестве фокусирующих элементов расположения метаатомов только в чётных или нечётных зонах Френеля, что дополнительно снижало эффективность. Комбинирование электрического и магнитного резонансов метаатомов позволило расширить диапазон манипуляции фазой до  $2\pi$  и тем самым значительно повысить эффективность метаповерхностей.

Принципиально другой способ управления фазой излучения метаатомами связан с геометрической фазой Панчаратнама — Берри. Его преимущество заключается в независимости смещения фазы от длины волны излучения. Однако этот способ требует излучения с круговой поляризацией. Наиболее эффективны линзы, реализующие этот способ и включающие метаатомы из  $\text{TiO}_2$ .

Возможность управления воздействием на фазу излучения каждым метаатомом позволяет создавать голографические метаповерхности. Благодаря тому, что размеры метаатомов много меньше длины волны, у этих голограмм отсутствуют искажения, связанные с дополнительными дифракционными максимумами, и они могут быть эффективнее обычных голограмм. При этом особый интерес вызывают успехи в области создания метаматериалов, допускающих перезапись голограмм.

Что же касается пока еще не разрешенных проблем, то в качестве главной проблемы следует отметить отсутствие коммерчески доступных технологий, позволяющих создавать метаповерхности большого размера, что сильно ограничивает возможности их применения для решения ряда задач в оптике и голографии.

### Список источников

- [1] **Ремнев, М. А.** Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом / М. А. Ремнев, В. В. Климов // Успехи физических наук. — 2018. — Том 188. — № 2. — С. 169–205.
- [2] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф — М.: Наука, 1973. — 720 с.
- [3] **Климов, В. В.** Наноплазмоника / В. В. Климов — М.: Физматлит, 2009. — 480 с.
- [4] **Chen, X.** Dual-polarity plasmonic metalens for visible light / X. Chen et al. // Nature Commun. — 2012. — Vol. 3. — P. 1198.
- [5] **Huang, L.** Dispersionless Phase Discontinuities for Controlling Light Propagation / L. Huang et al. // Nano Lett. — 2012. — Vol. 12. — № 11. — P. 5750–5755.
- [6] **Kang, M.** Twisted vector field from an inhomogeneous and anisotropic metamaterial / M. Kang, J. Chen, X. Wang, H. Wang // J. Opt. Soc. Am. B. — 2012. — Vol. 29. — № 4. — P. 572–576.
- [7] Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах / URL: [http://qopt.org/speckurs/dnk/1993\\_11.pdf](http://qopt.org/speckurs/dnk/1993_11.pdf)
- [8] **Гудмен, Дж.** Введение в Фурье-оптику / Дж. Гудмен — М.: Мир, 1970. — 364 с.
- [9] **Юу, Ф. Т. С.** Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Ф. Т. С. Юу — М.: Советское радио, 1979. — 304 с.
- [10] **Aieta, F.** Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces / F. Aieta et al. // Nano Lett. — 2012. — Vol. 12. — № 9. — P. 4932–4936.
- [11] **Ishii, S.** Holey-metal lenses: sieving single modes with proper phases / S. Ishii, V. M. Shalaev, A. V. Kildishev // Nano Lett. — 2013. — Vol. 13. — № 1. — P. 159–163.

- [12] **Khorasaninejad, M.** Metalenses at visible wavelengths: Diffraction-limited focusing and sub-wavelength resolution imaging / M. Khorasaninejad et al. // *Science*. — 2016. — Vol. 352. — P. 1190–1194.
- [13] **Wen, D.** Helicity multiplexed broadband metasurface holograms / D. Wen // *Nature Commun.* — 2015. — Vol. 6. — P. 8241; URL: <https://www.nature.com/articles/ncomms9241>
- [14] **Devlin, R. C.** Broadband high-efficiency dielectric metasurfaces for the visible spectrum / R. C. Devlin et al. // *Proc. Natl. Acad. Sci.* — 2016. — Vol. 113. — № 38. — P. 10473–10478.
- [15] **Huang, K.** Silicon multi-meta-holograms for the broadband visible light / K. Huang et al. // *Laser Photonics Rev.* — 2016. — Vol. 10. — № 3. — P. 500–510.
- [16] **Chong, K. E.** Efficient Polarization-Insensitive Complex Wavefront Control Using Huygens' Metasurfaces Based on Dielectric Resonant Meta-atoms / K. E. Chong et al. // *ACS Photonics*. — 2016. — Vol. 3. — № 4. — P. 514–519.
- [17] **Wang, B.** Visible-Frequency Dielectric Metasurfaces for Multiwavelength Achromatic and High-ly Dispersive Holograms / B. Wang et al. // *Nano Lett.* — 2016. — Vol. 16. — № 8. — P. 5235–5240.
- [18] **Li, Q-T.** Polarization-independent and high-efficiency dielectric metasurfaces for visible light / Q-T. Li et al. // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24. — № 15. — P. 16309–16319.
- [19] **Zhou, F.** Plasmonic holographic imaging with V-shaped nanoantenna array / F. Zhou et al. // *Optics Express*. — 2013. — Vol. 21. — № 4. — P. 4348–4354.
- [20] **Wang, Q.** Broadband metasurface holograms: toward complete phase and amplitude engineering / Q. Wang et al. // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 32867; URL: <https://www.nature.com/articles/srep32867>
- [21] **Ni, X.** Metasurface holograms for visible light / X. Ni, A. V. Kildishev, V. M. Shalaev // *Nature Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 2807.
- [22] **Walther, B.** Spatial and spectral light shaping with metamaterials / B. Walther et al. // *Advanced Materials*. — 2012. — Vol. 24. — № 47. — P. 6300–6304.
- [23] **Wan, W.** Full-Color Plasmonic Metasurface Holograms / W. Wan, J. Gao, X. Yang // *ACS Nano*. — 2016. — Vol. 10. — № 12. — P. 10671–10680.
- [24] **Huang, L.** Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface / L. Huang et al. // *Nature Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 2808.
- [25] Использование «силы» света позволило создать перезаписываемый голографический материал / URL: <https://www.dailytechinfo.org/news/8549-ispolzovanie-sily-sveta-pozvolilo-sozdat-perezapisyvaemyy-golograficheskiy-material.html>

#### 4. Методы низкокогерентной фазовой микроскопии для исследования трехмерных объектов

В. Л. Минаев<sup>1</sup>, Г. Н. Вишняков<sup>1,2</sup>, Г. Г. Левин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений», Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

В докладе рассмотрены особенности измерения параметров фазовых объектов, как прозрачных, так и отражающих, с помощью методов низкокогерентной фазовой микроскопии. Использование низкокогерентного излучения позволяет получать высококачественные интерферограммы, а применение современных алгоритмов цифровой расшифровки интерферограмм дает возможность восстановления фазовых изображений с высокой точностью. По полученным фазовым изображениям можно вычислять локальные (распределение высот и показателя преломления) и интегральные (шероховатость, отклонение от плоскостности, массу сухого вещества и пр.) характеристики.

*Ключевые слова:* Фазовый объект, Низкокогерентный источник излучения, Фазовая микроскопия, Интерферометрия, Алгоритмы расшифровки интерферограмм, Оптическая томография.

*Цитирование:* Минаев, В. Л. Методы низкокогерентной фазовой микроскопии для исследования трехмерных объектов / В. Л. Минаев, Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 24–32.

Фазовыми называются такие объекты, которые изменяют фазу комплексной амплитуды волнового фронта зондирующего оптического излучения и описываются эйкональным приближением решения скалярного волнового уравнения [1]. Фазовые объекты широко распространены в науке и технике. К отражающим фазовым объектам можно отнести изделия микроэлектроники, МЭМС структуры, оптические зеркальные поверхности, подложки лазерных зеркал, структурированные покрытия, и пр. Примером прозрачных фазовых объектов могут служить оптические волокна, микрорезонаторы, оптические микродетали, а также биологических микрообъекты, такие как живые клетки, ткани, бактерии и т. п.

Возникающая при взаимодействии с такими объектами модуляция фазовой составляющей электромагнитного излучения связана с их пространственными локальными параметрами: трехмерным распределением показателя преломления для прозрачных объектов и двумерным распределением высот профиля поверхности (топограмма) для отражающих объектов. Исходя из локальных параметров, можно вычислить важные интегральные параметры, такие как шероховатость поверхности, морфологические характеристики клеток, массу сухого вещества клетки и пр.

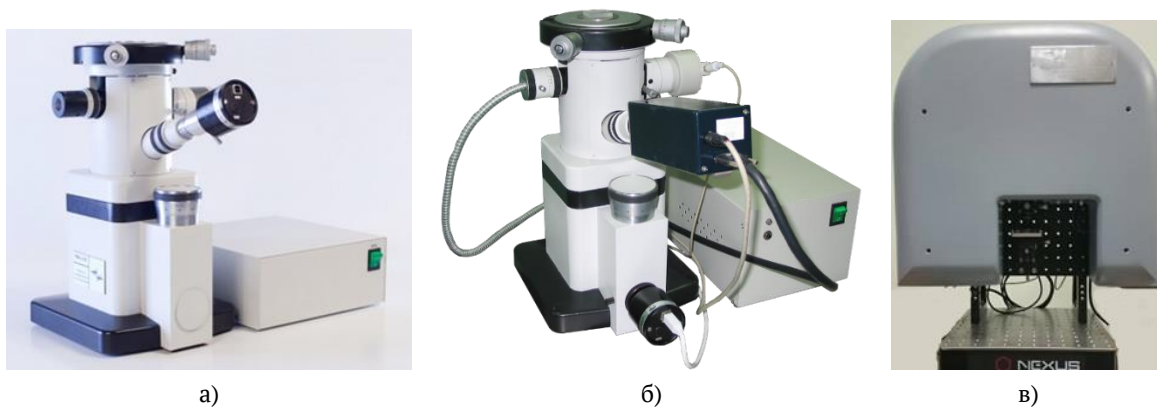


Рис. 1. Автоматизированные микроскопы для исследования отражающих объектов: МИА-1М (а), МИА-Д (б), МИА-2 (в)

Современный уровень развития науки и техники требует бесконтактных измерений локальных и интегральных параметров статических и динамических фазовых объектов с высокой разрешающей способностью и точностью, что является актуальной проблемой. Так, при производстве лазерных зеркал необходимо измерять форму поверхности и шероховатость на уровне единиц ангстрем [2]. При производстве оптических волокон и их заготовок измерение профиля или пространственного распределения показателя преломления также является важной задачей. В настоящее время актуально исследование внутренней структуры прозрачных изделий, изготовленные методами аддитивных технологий [3]. Отдельной важной задачей является исследование биологических объектов — живых клеток, представляющие собой прозрачные динамические трехмерные объекты со сложной внутренней структурой. При этом необходимо исследовать не только их интегральные характеристики (объем, вес, параметры формы), но и пространственные распределения различных веществ внутри них в динамике. Например, изменение формы эритроцита при воздействии на него различных веществ [4] или изменение структуры нейрона при проведении через него нервного импульса [5] и пр.

Одним из количественных методов получения информации о фазовой модуляции электромагнитного поля исследуемым объектом является метод интерферометрии. Информация о фазовом изображении закодирована в интерферограммах, получаемых с помощью фазового микроскопа. С момента появления методы фазовой микроскопии, такие как метод фазового контраста Цернике, метод дифференциального интерференционного контраста Номарского, носили качественный характер. В середине 60-х годов начинают появляться отдельные алгоритмы расшифровки интерферограмм, бурное развитие которых приходится на середину 80-х годов и связано с появлением доступных ПЭВМ и систем захвата изображений. Однако, использование когерентных источников излучения приводило к большому уровню шумов и низкому качеству интерферограмм. С начала 2000-х годов стали разрабатываться схемы с использованием источников света, имеющих низкую когерентность. Объединение этих двух достижений позволило вывести фазовую микроскопию на высокий уровень точности измерения фазовой составляющей комплексной амплитуды волнового фронта.





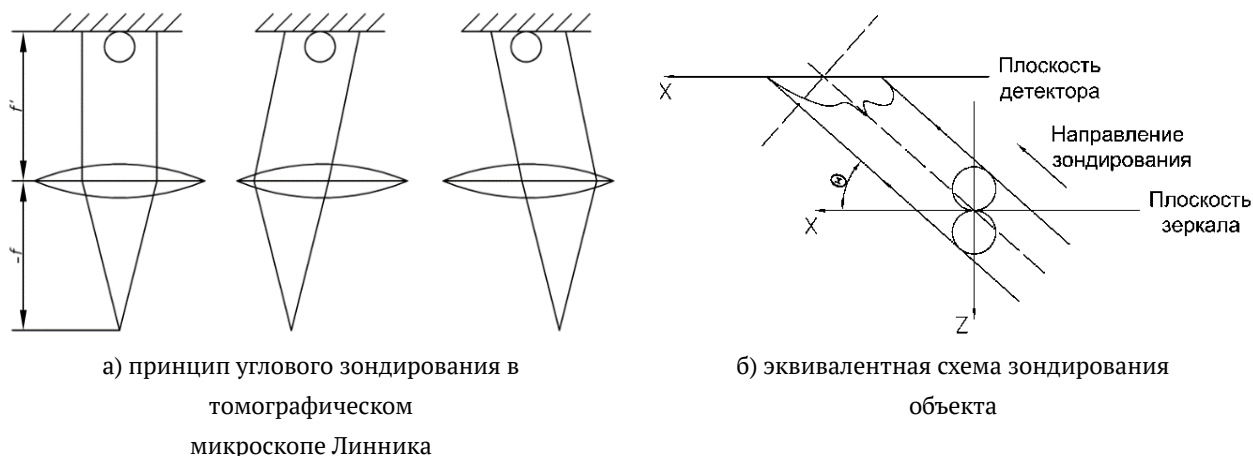


Рис. 4.

Для повышения точности измерений в субнанодиапазоне был разработан прямой микроскоп по схеме Линника МИА-2 [8]. В данном приборе был использован источник с высокой пространственной когерентностью (но низкой временной когерентностью) — точечный светодиод, а в качестве опорного зеркала была использована кремниевая наноструктура, представляющая собой моноатомный слой с шероховатостью 0,05 нм диаметром 200 мкм [9]. Это позволило проводить измерения с высокой аксиальной разрешающей способностью. На рисунке 3 представлена топограмма наноструктуры кремния, состоящей из набора моноатомных слоев и сечение топограммы, на котором видна ступень в один моноатомный слой.

Фазовое изображение несет информацию об интегральных и локальных параметрах исследуемого фазового объекта. Фазовое изображение отражающего объекта связано с его топограммой, по которой могут быть определены различные интегральные параметры такие как шероховатость поверхности, отклонение от плоскостности и пр. Для прозрачных фазовых объектов их фазовые изображения могут быть использованы для вычисления различных параметров формы, а также для определения массы сухих веществ (для клеток). Также особенностью фазового изображения прозрачного объекта является то, что оно является его томографической проекцией. По набору полученных под разными углами проекций с помощью методов вычислительной томографии можно восстановить локальный параметр — трехмерное пространственное распределение показателя преломления. Это позволяет сочетать методы фазовой микроскопии и оптической томографии и открывает новое направление — томографическая фазовая микроскопия, а фазовый микроскоп со встроенной системой углового зондирования становится томографическим микроскопом.

Для создания томографического микроскопа необходимо решить несколько задач:

- 1) восстановить фазу волнового фронта, прошедшего через объект с максимальной точностью, т. к. решается некорректная задача томографической реконструкции;
- 2) получить проекции в максимально возможном угловом диапазоне (от 0 до 180 град), который ограничен числовой апертурой микрообъектива;
- 3) обеспечить максимальное число проекций за малый период времени.



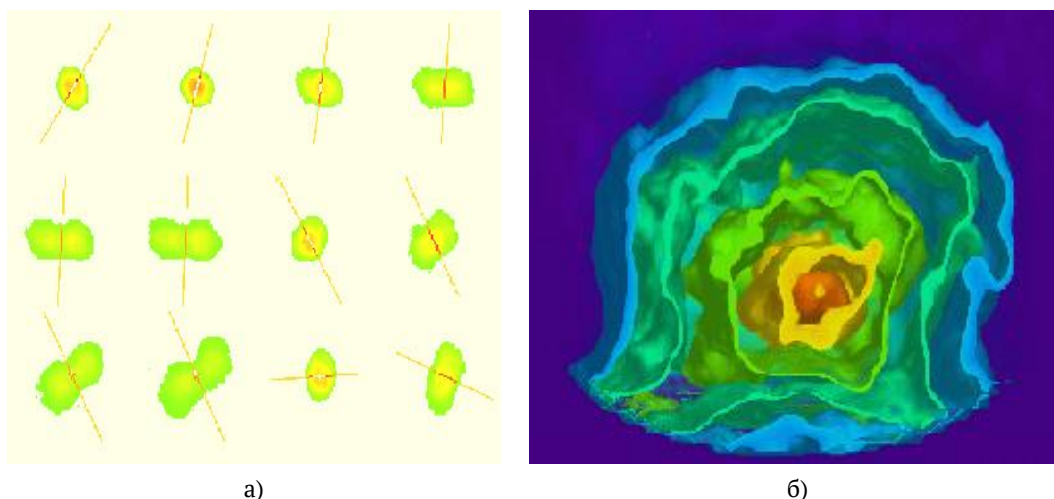


Рис. 5. Проекция (а) и 3D томограмма (б) лимфоцита

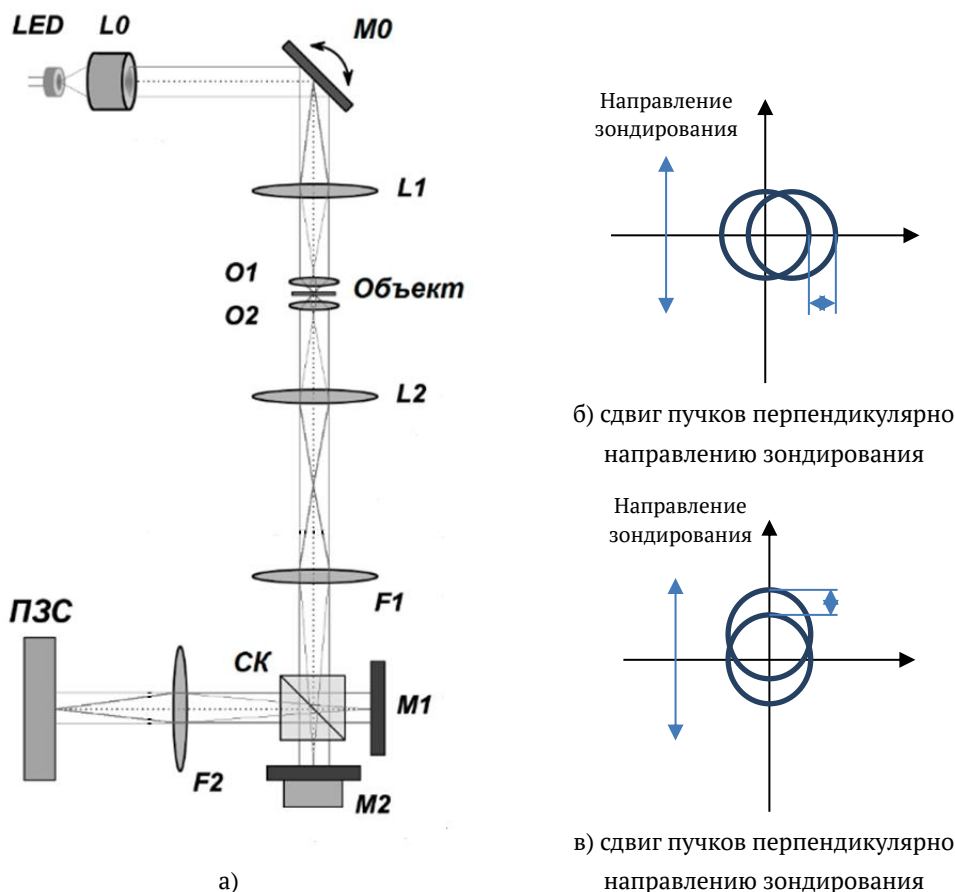
Для повышения качества фазовых изображений необходимо использовать низкокогерентное излучение. Такое излучение используется в микроскопе Линника. Поэтому был разработан томографический микроскоп, построенный по этой схеме с пространственно-некогерентным источником монохроматического излучения [10]. Для обеспечения углового зондирования объекта параллельным пучком изображение источника смещается в передней фокальной плоскости микрообъектива (рисунок 4а). При этом диапазон углов ограничен его числовой апертурой.

В работе представлены результаты экспериментов с живыми клетками – лимфоцитами. Клетки находились в физиологическом растворе между покровным стеклом и зеркалом. Они сканировались по двумерной траектория типа «квадрат». Диапазон изменения угла зондирования по углу  $\theta$  для составил  $\pm 45^\circ$ . Всего было зарегистрировано 43 двумерные проекции на сетке  $256 \times 256$  при размере кадра  $23 \times 23$  мкм. Погрешность реконструкции фазы волнового фронта 0,25 нм.

Для получения проекций был использован метод фазовых шагов, а для реконструкции томограммы комбинированный итерационный алгоритм sART. На рисунке 5 приведены проекции и 3D реконструкция внутренней структуры лимфоцита в виде изображения трех изоповерхностей оптической плотности 22 %, 50 %, 82 % от максимального значения. Реконструкция выполнена В. В. Пикаловым (Институт теоретической и прикладной механики СО РАН) [11].

Основной недостаток данной схемы связан с тем, что она работает на «отражение» — исследуемый объект располагается на зеркале и излучение дважды проходит через него, это приводит к усложнению объекта реконструкции (рисунок 4б). Для решения этой проблемы была разработана схема «на просвет» с однократным прохождением излучения через объект на основе микроскопа со сдвиговым интерферометром (рисунок 6а) [11].

Данная схема имеет ряд преимуществ. В ней используется немонохроматический пространственно-когерентный источник излучения (точечный светодиод), что позволяет получать интерферограммы высокого качества и добиваться погрешности реконструкции фазы



LED — точечный светодиод; L0 — коллимирующий объектив; M0 — гальваническое зеркало; M1 — зеркало; L1 и L2 — линзы; O1 и O2 — микрообъективы; F1 и F2 — Фурье-объективы; СК — светоделительный кубик; M2 — зеркало на пьезоприводе; ПЗС — ПЗС-камера

Рис. 6. Схема томографического фазового микроскопа

волнового фронта до 0,1 нм. Для создания наклонного пучка используется одноосевое гальваническое зеркало и иммерсионные микрообъективы с числовой апертурой 1,3, что обеспечивает максимальный угол зондирования 67 град. При этом плоскость  $xz$  в которой лежат волновые вектора зондирующих плоских пучков является плоскостью зондирования. Для получения интерферограмм используется сдвиговый интерферометр, что значительно упрощает конструкцию, однако, при этом восстанавливаются не сами фазовые изображения, а производные от них — т. н. дифференциальные проекции.

Сдвиг пучков обеспечивается за счет наклона зеркала M1. При этом возможно два варианта сдвига: перпендикулярно (рисунок бб) и параллельно (рисунок бв) плоскости зондирования.

По дифференциальным проекциям, полученным при сдвиге перпендикулярном направлению зондирования, восстанавливается распределение  $DIC(x, y, z)$  представляющее собой частную производную 1-го порядка от исходной функции  $n(x, y, z)$  по направлению сдвига. Для реконструкции томограмм такого объекта, которую можно назвать DIC-томограммой,

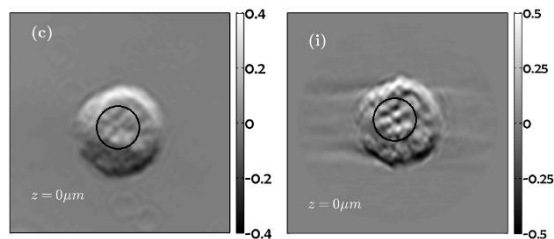


Рис. 7. Сравнение DIC изображения (слева) и 2D сечения 3D DIC томограммы (справа) одной и той же центральной плоскости  $z = 0$

можно использовать инверсное преобразование Радона. Восстановленная томограмма представляет собой набор DIC изображений, поэтому это направление оптической микротомографии было названо DIC томографией [12].

Для экспериментальной апробации были проведены эксперименты по DIC томографии нейтрофила. Для получения проекций использовался метод фазовых шагов, реализуемый за счет перемещения опорного зеркала M2 с помощью пьезопривода. Для реконструкции DIC томограммы применялся итерационный алгебраический ART алгоритм. На рисунке 7 представлены результаты сравнения DIC изображения, полученного для  $z = 0$  и сечения DIC томограммы, полученного для того же значения  $z$ . Из него видно, что при сравнении одной и той же области, DIC томограмма имеют лучшую детализацию и контраст.

Во втором случае: (рисунок 8в) при сдвиге вдоль плоскости зондирования, получают проекции, для которых нельзя использовать инверсное преобразование Радона, но можно использовать т. н. локальные алгоритмы. Это оказывается очень полезно при исследовании динамических объектов, т. к. дает возможность быстрого вычисления искомого распределения показателя преломления в интересующей точке или области без проведения полной реконструкции.

В работе был рассмотрен локальный томографический алгоритм суммирования обратных проекций [13]. Рассмотренный алгоритм был численно промоделирован на фантоме (рисунок 8а), имеющем оболочку и две неоднородности. Для проверки локальности были получены суммарные изображения из «широких» (рисунок 8б) и «узких проекций» (рисунок 8в), которые совпали. Моделирование также показало, что на суммарном изображении хорошо видны основные элементы фантома с выделенными границами присутствующей резкой неоднородности и хорошей передачей плавной неоднородности. Также было проведено экспериментальное исследование по локальной томографии эритроцита лягушки. Получены его дифференциальные проекции (рисунок 8г), из которых составлена синограмма, из нее выделены «узкие проекции» (рисунок 8д) и суммарное изображение (рисунок 8е). Красным овалом выделена область ядра клетки, на которой отчетливо видна его мелкая структура. Таким образом, данный метод открывает новые возможности для исследования динамических процессов внутри живых клеток.

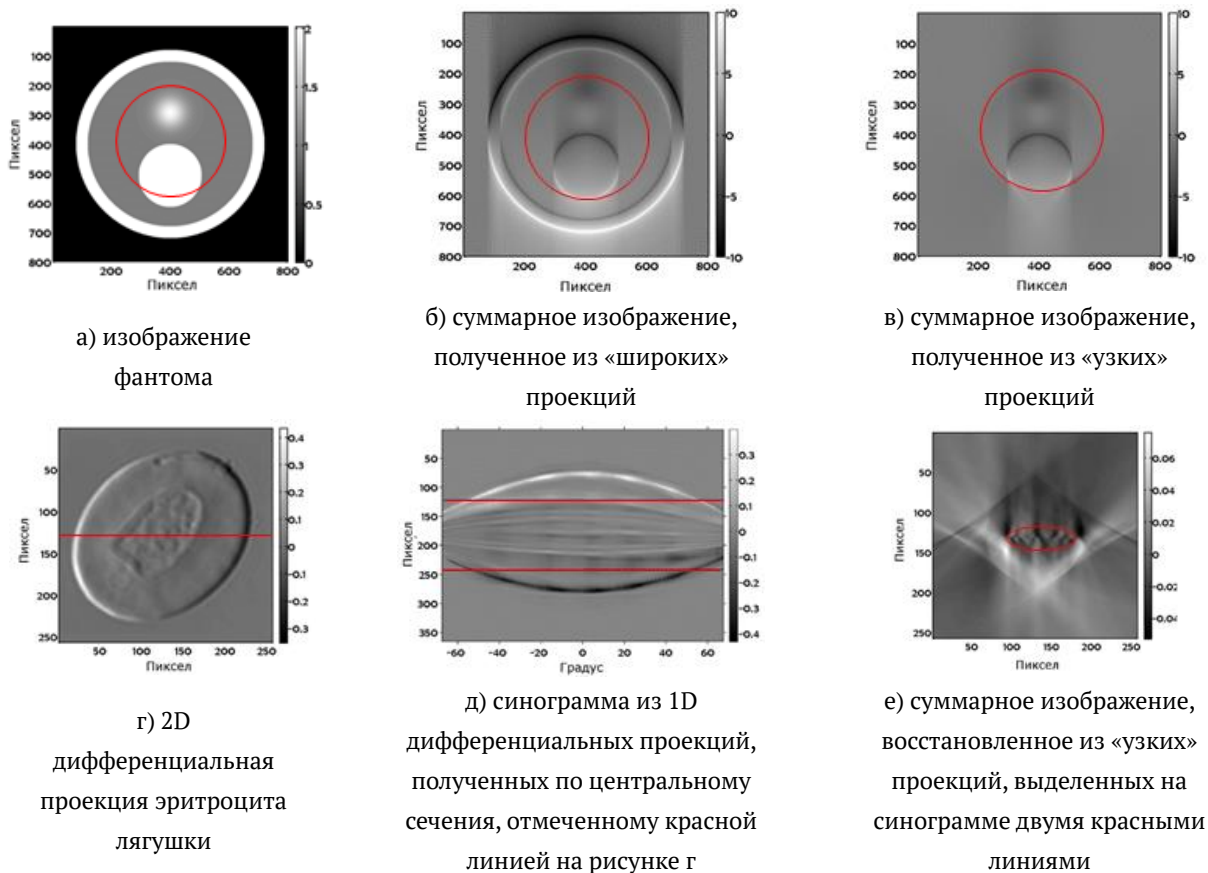


Рис. 8



Рис. 9. Томографический микроскоп DIC-TOMO

Для реализации рассмотренной схемы (рисунок 6а) был разработан томографический микроскоп DIC-TOMO, который может работать как в режиме DIC томографии, так и по локальном алгоритму (рисунок 9).

Таким образом, использование методов низкокогерентной фазовой микроскопии позволяет получать фазовые изображения высокого качества с низким уровнем шумов. Получаемые фазовые изображения могут быть использованы для вычисления по ним различных интегральных и локальных параметров. Это продемонстрировано с использованием различных типов фазовых микроскопов, разработанных во ФГУП «ВНИИОФИ».

### Благодарность

Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения соглашения № 14.625.21.0041 от 26.09.2017г. (уникальный идентификатор прикладных научных исследований RFMEFI62517X0041).

### Список источников

- [1] **Рытов, С. М.** Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля / С. М. Рытов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский // М.: Наука, 1978.
- [2] **Барышева, М. М.** Особенности изучения шероховатости подложек для многослойной рентгеновской оптики методами малоугловой рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой и интерференционной микроскопии / М. М. Барышева, Ю. А. Вайнер и др. // Известия РАН. Серия физическая. — 2011. — Том 75. — № 1. — С. 71–76.
- [3] **Klein, J.** Additive manufacturing of optically transparent glass / J. Klein et al // 3D printing and additive manufacturing. — 2015. — Vol. 2. — № 3. — P. 92–105. — DOI:10.1089/3dp.2015.0021.
- [4] **Yusipovich, A. I.** Laser interference microscopy in erythrocyte study / A. I. Yusipovich, E. Y. Parshina, N. Y. Brysgalova, A. R. Brazhe, N. A. Brazhe, A. G. Lomakin // J Appl Phys. — 2009. — Vol. 105. — № 10. — DOI:10.1063/1.3116609.
- [5] **Юсипович, А. И.** Особенности исследования изолированного нейрона методом лазерной интерференционной микроскопии / А. И. Юсипович, С. М. Новиков, Т. А. Казакова, Л. А. Ерохова, Н. А. Браже, Г. Л. Лазарев et al. // Квант электроника. — 2006. — Том 36. — № 9. — 874–8.
- [6] **Минаев, В. Л.** Интерференционный микроскоп для измерения формы поверхности в микро и нанодиапазонах / В. Л. Минаев // Метрология — 2012. — № 7. — С. 19–24.
- [7] **Минаев, В. Л.** Динамический интерференционный микроскоп для измерения параметров живых биообъектов / В. Л. Минаев // Метрология — 2012. — № 8. — С. 24–27.
- [8] **Минаев, В. Л.** Интерференционный микроскоп с низкокогерентным источником и супергладким опорным зеркалом / В. Л. Минаев, Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин // Приборы и техника эксперимента — 2018. — № 6. — С. 79–84.
- [9] **Патент (Россия) № 2371674** / Д. В. Щеглов, С. С. Косолюбов, Е. Е. Родякина, А. В. Латышев, — Оpubл. 27.10.2009.
- [10] **Вишняков, Г. Н.** Томографический микроскоп Линника для исследования оптически прозрачных объектов / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин // Изм. техника. — 1998. — № 10. — С. 18–22.
- [11] **Вишняков, Г. Н.** Фазовая томография трехмерных биологических микрообъектов: численное моделирование и экспериментальные результаты / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, А. В. Лихачев, В. В. Пикалов // Оптика и спектроскопия. — 1999. — Том 87. — № 3. — С. 448–454.
- [11] **Levin, G.** Shearing interference microscopy for tomography of living cells / G. Levin, G. Vishnyakov, V. Minaev, M. Latushko, V. Pickalov, V. Belyakov, V. Sukhenko, A. Demyanenko // Advanced Microscopy Techniques IV and Neurophotonics II. Proc. of SPIE. — 2015. — Vol. 9536. — P. 95360G. — DOI:10.1117/12.2183717.
- [12] **Vishnyakov, G.** Differential interference contrast tomography / G. Vishnyakov, G. Levin, V. Minaev, M. Latushko, N. Nekrasov, V. Pickalov // Optics Letters. — 2016. — Vol. 41. — № 13. — P. 3037–3040. — DOI:10.1364/OL.41.003037.
- [13] **Вишняков, Г. Н.** Локальная томографическая фазовая микроскопия по дифференциальным проекциям / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, В. Л. Минаев // Оптика и спектроскопия. — 2016. — Том 121 — № 6. — С. 1020–1028. — DOI:10.7868/S0030403416120278.

## 5. Голографические и интерференционные методы при формировании и приеме оптических вихревых пучков

*В. Венедиктов<sup>1,2</sup>, Д. Венедиктов<sup>3</sup>, К. Гаврильева<sup>1</sup>, А. Горелая<sup>1</sup>, А. Севрюгин<sup>1</sup>, И. Турсунов<sup>1</sup>, Е. Федоров<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Развитие различных областей применения оптических пучков с ненулевым угловым орбитальным моментом, в частности, перспективы их применения в системах оптической связи по открытому пространству, диктуют необходимость в поиске новых эффективных средств экспресс диагностики и определения топологического заряда принимаемого вихревого оптического пучка, поскольку традиционные методы измерения топологического заряда с использованием двухлучевых интерферометров или систем на основе фазовых пластин оказываются в этом случае не вполне удобными для применения. В последнее время был предложен ряд схемных решений, обеспечивающих более удобный анализ приходящего излучения с точки зрения определения топологического заряда. К ним относятся, в частности, различные схемы автоинтерферометров (интерферометров сдвига), методы, основанные на голографической фильтрации волнового фронта (голографические датчики волнового фронта), а также новые подходы к расшифровке данных, получаемых с помощью датчиков Шака — Гартмана. В обзорном докладе дан сравнительный анализ указанных подходов, а также применения голограмм для формирования оптических вихрей, и представлены некоторые результаты наших экспериментов в этой связи.

*Ключевые слова:* Голография, Датчик волнового фронта, Оптические вихри.

*Цитирование:* **Венедиктов, В.** Голографические и интерференционные методы при формировании и приеме оптических вихревых пучков / В. Венедиктов, Д. Венедиктов, К. Гаврильева, А. Горелая, А. Севрюгин, И. Турсунов, Е. Федоров // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 33–35.

Фотография искусственной атмосферной трассы представлена на рисунке 1. Она образована 16 высококачественными зеркалами с просветляющими покрытиями на длинах волн 1,06 и 0,53 мкм, апертура каждого зеркала составляет 500 мм. Зеркала расположены таким образом, что составляют два ряда, расстояние между которыми 40 м. ИАТ позволяет варьировать оптический путь луча в зависимости от количества зеркал, используемых в эксперименте. Для обеспечения стабильности и повторяемости атмосферных условий ИАТ помещали внутри здания и дополнительно закрывали металлической конструкцией в дверях, то есть дважды изолировали от внешней атмосферы. Несколько этапов экспериментов показали, что пара-



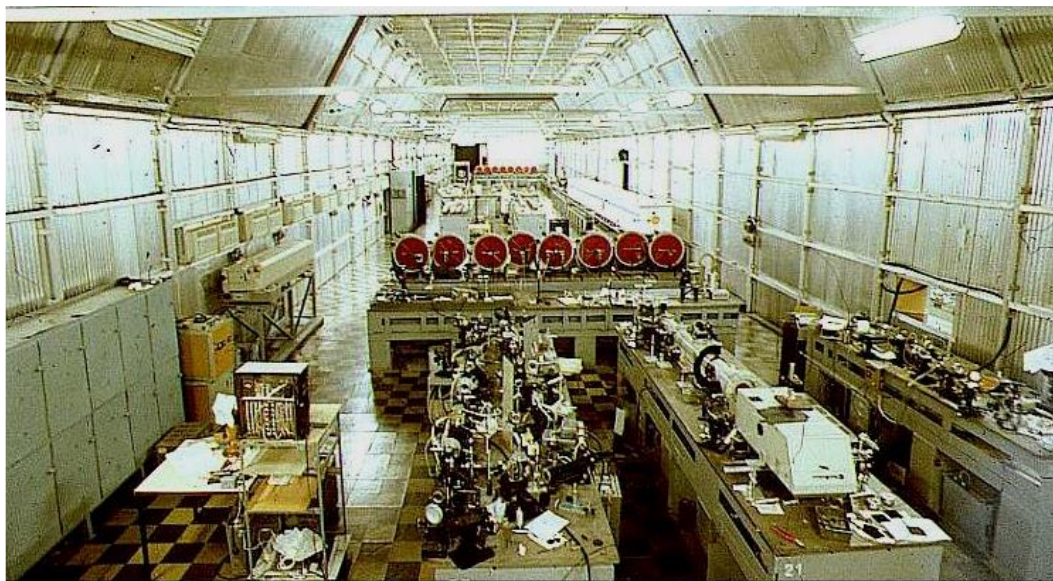


Рис. 1. Искусственная атмосферная трасса (ИАТ)

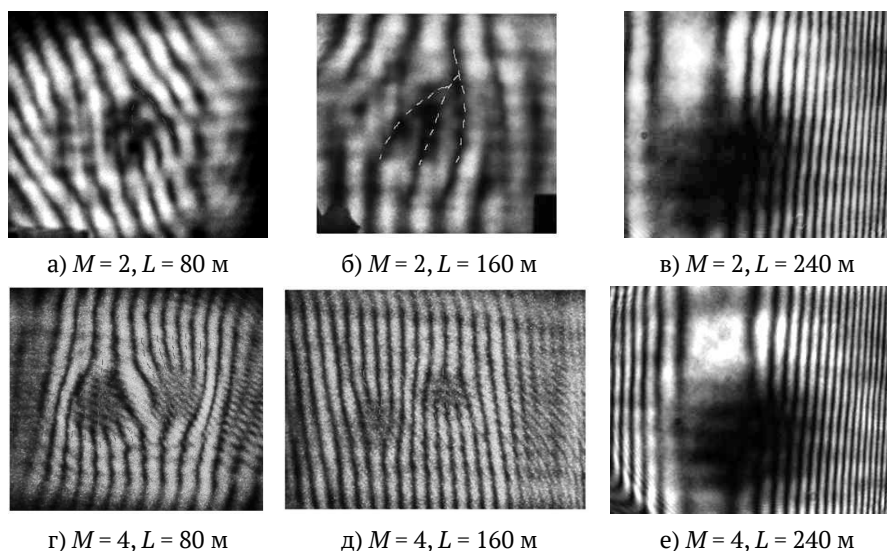


Рис. 2. Примеры интерференционной картины оптического вихря

метры внутренней атмосферы не меняются в зависимости от времени года или в зависимости от температуры наружного воздуха, давления или влажности. Вокруг ИАТ установлены специальные нагреватели и вентиляторы, чтобы обеспечить различные условия для эксперимента и поддерживать стабильный уровень турбулентности [1], но в экспериментах, о которых сообщалось, они не использовались.

На предварительном этапе мы оценили уровень остаточных искажений в такой схеме. Трудно представить эти искажения в параметрах, которые обычно представлены, когда речь идет о реальной атмосферной турбулентности. Показано, что при распространении пучка на расстоянии 160–320 м его волновой фронт накапливает случайные искажения с глубиной 0,1–0,2 мкм. Он медленно меняется и может быть легко исправлен даже при использовании относительно медленной адаптивной оптической системы с рабочей частотой в несколько десятков Гц.

Оптические вихри создавались из гауссова пучка (вторая гармоника Nd-YAG лазера,  $\lambda = 532$  нм) путем дифракции на синтезированных голограммах с асимметричным («сверкающим») краевым профилем [2]. Вихри распространялись вдоль пучка до расстояний  $L = 80$ – $240$  м и анализировались с помощью сдвиговых интерферометров [3]. На этом этапе эксперимента мы исследовали простые скалярные вихри с топологическим зарядом  $M = 2$ – $10$ . На рисунке 2 показаны полученные интерферограммы.

Наши эксперименты показали, что на указанных расстояниях сохраняется вихревая структура и топологический заряд пучков. Мы благодарны Министерству науки и образования Российской Федерации за финансирование в рамках Проекта № 8.1039.2017.

#### Список источников

- [1] **Venediktov, V.** In-door artificial atmospheric beamlet as a test-bed for adaptive optics / V. Venediktov, D. Dmitriev, I. Lovchiy, A. Gorelaya, E. Shubenkova, A. Tsvetkov // Proc. of SPIE. — 2014. — Vol. 9248. — P. 82480U.
- [2] **Аксенов, В. П.** Формирование оптических вихрей с помощью голограмм с асимметричным профилем полосы / В. Ю. Венедиктов, А. А. Севрюгин, И. М. Турсунов // Оптика и спектроскопия. — 2018. — Том 124. — № 2. — С. 273–277.
- [3] **Gavril'eva, K. N.** Detection of optical vortices using cyclic, rotational and reversal shearing interferometers / K. N. Gavril'eva, A. Mermoul, A. A. Sevryugin, E. V. Shubenkova, M. Touil, I. M. Tursunov, E. A. Efremova, V.Yu. Venediktov // Optics and Laser Technology. — 2019. — Vol. 113. — P. 374–378.



## 6. Регистрация цифровых голограмм со сканирующим опорным пучком

С. Г. Каленков<sup>1</sup>, П. С. Винников<sup>1</sup>, Г. С. Каленков<sup>2</sup>, А. Е. Штанько<sup>3</sup>

<sup>1</sup> НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт динамики геосфер Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный технологический университет «Станкин», Москва, Россия

Рассмотрен метод и соответствующая оптическая схема регистрации и реконструкции цифровых объемных голограмм. Оптическая схема регистрации представляет собой сканирующий интерферометр, например, интерферометр Майкельсона или Маха — Цандера с 2D матрицей регистрации. Источник света-лазер. В работе показано, что набор цифровых голограмм, записанных со сканирующим опорным пучком, позволяет реконструировать комплексную амплитуду объектного поля. Показано, что предложенный метод регистрации цифровых голограмм может рассматриваться как цифровой аналог голографии Денисюка и как обобщение известного метода фазовых шагов. В частности, получено условие, связывающее число шагов (число голограмм) с величиной фазового шага. Приведены экспериментальные результаты, подтверждающие предложенный метод. Работа поддержана грантом РФФИ 18-07-01403.

*Ключевые слова:* Оптика, Гиперспектральная голография, Фазовые шаги.

*Цитирование:* Каленков, С. Г. Регистрация цифровых голограмм со сканирующим опорным пучком / С. Г. Каленков, П. С. Винников, Г. С. Каленков, А. Е. Штанько // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 36–39.

### Введение

Сканирующий интерферометр с 2D матрицей регистрации и источником белого света был использован в наших работах [1] для регистрации гиперспектральных голограмм. Серия интерферограмм записывалась в процессе движения подвижного (сканирующего) зеркала, при этом плоский опорный световой пучок, отраженный от зеркала, приобретал для каждой спектральной компоненты света  $\sigma = 1/\lambda$  ( $\lambda$  — длина волны) фазовый набег  $\varphi(\delta) = 2\pi\sigma\delta$ , где  $\delta$  — смещение зеркала от положения нулевой разности хода. Поскольку зеркало перемещалось на расстояние  $\pm L$ , то фаза опорного пучка сканировалась в пределах  $\varphi(L) = \pm 2\pi\sigma L$ . Интерферограмма — зависимость интенсивности интерференционного поля  $G_{\text{int}}(\xi, \delta)$  от переменной  $\delta$ , имела вид:

$$G_{\text{int}}(\xi, \delta) = \int S(\sigma)[A(\sigma, \xi)r \exp(-2\pi i\sigma\delta) + A^*(\sigma, \xi)r \exp(2\pi i\sigma\delta)] d\sigma. \quad (1)$$

Здесь:  $r \exp(2\pi i\sigma\delta)$  — опорная волна, с амплитудой  $r$ ,  $A(\sigma, \xi)$  — комплексная амплитуда предметного поля поступающего на матрицу регистрации,  $\xi$  — координата в плоскости регистрации, и  $S(\sigma)$  — спектральная плотность мощности источника. Интегрирование ведется по интервалу  $\Omega$  где  $S(\sigma)$  отлична от нуля. Как показано в работе [2] преобразование Фурье на

спектральной частоте  $\sigma$  интерферограммы  $G_{\text{int}}(\xi, \delta)$  по переменной  $\delta$  дает комплексную амплитуду  $A(\sigma, \xi)$  на каждой спектральной частоте  $\sigma$ , т. е. гиперспектральную голограмму объектного поля. В настоящей работе рассматривается запись и реконструкция цифровых голограмм со сканирующим опорным пучком в свете когерентного источника.

### **Запись и восстановление цифровых голограмм со сканирующим опорным пучком в лазерном свете**

В лазерном свете функция  $S(\sigma)$  есть узкая ступенька, это почти  $\delta_D(\sigma - \sigma_0)$  функция Дирака, где  $\sigma_0$  — спектральная частота лазерного света, поэтому, в отличие от (1), когерентная интерферограмма имеет очевидный вид:

$$G_{\text{int}}(\xi, \delta) = \Delta\sigma S(\sigma_0) [A(\sigma_0, \xi) r \exp(-2\pi i \sigma_0 \delta) + A^*(\sigma_0, \xi) r \exp(2\pi i \sigma_0 \delta)], \quad (2)$$

где  $\Delta\sigma$  — ширина спектральной линии лазерного света.

Умножим уравнение (2) на  $\exp(2\pi i \sigma_0 \delta)$  и проинтегрируем обе части по переменной  $\delta$ , имеем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta\sigma S(\sigma_0)} \int_{-L/2}^{L/2} G_{\text{int}}(\xi, \delta) \exp(2\pi i \sigma_0 \delta) d\delta &= L A(\sigma_0, \xi) r + A^*(\sigma_0, \xi) r \int_{-L/2}^{L/2} \exp(4\pi i \sigma_0 \delta) d\delta = \\ &= Lr [A(\sigma_0, \xi) + A^*(\sigma_0, \xi) \text{sinc}(\sigma_0 L)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Правая часть равенства (3) содержит два слагаемых: первое соответствует действительному изображению объекта  $A(\sigma_0, \xi)$ , второе — сопряжённое изображение  $A^*(\sigma_0, \xi)$ , умноженное на функцию  $\text{sinc}(\sigma_0 L)$ . При достаточно большом ходе зеркала, т. е. при условии

$$\sigma_0 L = \frac{L}{\lambda} \gg 1 \quad (4)$$

функция  $\text{sinc}(\sigma_0 L) = \text{sinc} \frac{L}{\lambda}$  вторым слагаемым в (3) можно пренебречь. При этом условии сопряженное слагаемое  $A^*(\sigma_0, \xi)$  исчезает и из (3) получаем известное выражение [3] для комплексной амплитуды объектного поля

$$A(\sigma_0, \xi) = \frac{1}{Lr\Delta\sigma S(\sigma_0)} \int_{L/2}^{L/2} G_{\text{int}}(\xi, \delta) \exp(2\pi i \sigma_0 \delta) d\delta. \quad (5)$$

В действительности мы записываем только дискретный набор  $N$  голограмм, число которых определяется числом кадров матрицы регистрации за один скан зеркала. Таким образом, каждая интерферограмма  $G_n$  ( $n = 0, 1, 2, \dots, N$ ) записывается со своим опорным пучком  $r_n = \exp(2\pi i \sigma_0 n \delta)$ , где теперь  $\delta$  — длина одного шага.

Массив цифровых голограмм, записанных с набором опорных волн  $r_n$  формально можно представить как некоторый «виртуальный» объём, хранящийся в памяти компьютера. Такой виртуальный объём выполняет роль фотослоя в аналоговой голографии, в котором записана функция почернения, пропорциональная интенсивности интерференционного поля предметной и опорной волн, т. е. аналоговая голограмма. Умножим каждую из записанных голограмм  $G_n$  на множитель  $\exp(2\pi i \sigma_0 n \delta)$ , т. е., по сути, на ту же опорную волну  $r_n = \exp(2\pi i \sigma_0 n \delta)$  единичной амплитуды ( $r = 1$ ), которая участвовала при ее записи. Получим:

$$A_n = G_0 \exp(2\pi i \sigma n \delta) + rA + rA^* \exp(4\pi i \sigma n \delta). \quad (6)$$

Вычислим теперь суммарную амплитуду  $A = \sum_0^{N-1} A_n$  всех отраженных цифровых волн, имеем:

$$A = G_0 \sum_0^{N-1} \exp(2\pi i \sigma n \delta) + NrA + rA^* \sum_0^{N-1} \exp(4\pi i \sigma n \delta) = s_1 G_0 + NraA + s_2 rA^*. \quad (7)$$

Здесь  $s_1 = \sum_0^{N-1} \exp(2\pi i \sigma n \delta)$  и  $s_2 = \sum_0^{N-1} \exp(4\pi i \sigma n \delta)$ .

Второе слагаемое в сумме (7) — предметная волна  $A$ , усиленная в  $N$  раз. Легко показать, что два других слагаемых в выражении (7) малы, и при достаточно большом  $N$  ими можно пренебречь.

### Фазовые шаги

Если подобрать такие условия, при которых  $s_{1,2} = 0$ , то в восстановленном изображении  $A$  в формуле (7) исчезнет и фон и сопряженная волна. Наша задача обратить в 0 и  $s_1$  и  $s_2$  надлежащим выбором аргумента  $N\sigma\delta$ . Необходимо, чтобы оба числителя обращались в 0, а знаменатели были отличны от нуля. Так  $s_2 = 0$  при условии  $2N\sigma\delta = m = 1, 2, 3 \dots$  - целое число. Откуда шаг зеркала  $\delta = m \frac{\lambda}{2N}$ . При этом условии  $\sin(\pi N\sigma\delta) = \sin\left(\pi m \frac{\lambda}{2}\right)$ . Если  $m = 2k$  — четное число, то и  $s_1 = 0$ . Итак, необходимо, чтобы

$$\delta = k \frac{\lambda}{N}. \quad (8)$$

Условие (8) устанавливает связь между числом интерферограмм  $N$  и длиной шага  $\delta$ .

### Экспериментальная часть

Экспериментальная проверка изложенного выше метода записи цифровых голограмм со сканирующим опорным пучком проведена по схеме, представленной на рисунке 1а. Источником излучения служил лазер с  $\lambda = 532$  нм. Объект — транспарант размером около 1 мм располагали в рабочем плече интерферометра Маха — Цендера. Зеркало опорного плеча с помощью магнитной подвижки перемещали с постоянной скоростью 1 мкм/с, что приводило к линейно меняющейся во времени разности хода волн  $\delta$ . Приемная матрица регистрировала результат интерференции опорной волны с полем объектной волны в зоне Френеля. Запись интерферограмм (до 200 штук) производилась последовательно в ходе движения зеркала. Время экспозиции каждой интерферограммы (50 мкс) было достаточно малым, так что смещение интерференционных полос за время экспозиции было несущественным.

Регистрировали 200 интерферограмм с шагом  $\lambda/9$ , что автоматически удовлетворяет условию (8)  $N = 9k$ . Вид интерферограммы в некотором пикселе  $\xi$  приведен на рисунке 1б. В соответствии с (5) путем преобразования Фурье по переменной  $\delta$  получена комплексная амплитуда поля  $A(\sigma_0, \xi)$  объекта в плоскости регистрации. Ввиду использования монохроматического излучения в спектре присутствует только одна спектральная компонента  $\sigma_0$ , соответствующая длине волны  $\lambda = 532$  нм. Спектр мощности интерферограммы  $|A(\sigma_0, \xi)|^2$  приведен на рисунке 1в. С помощью преобразования Френеля комплексно-сопряженного волнового

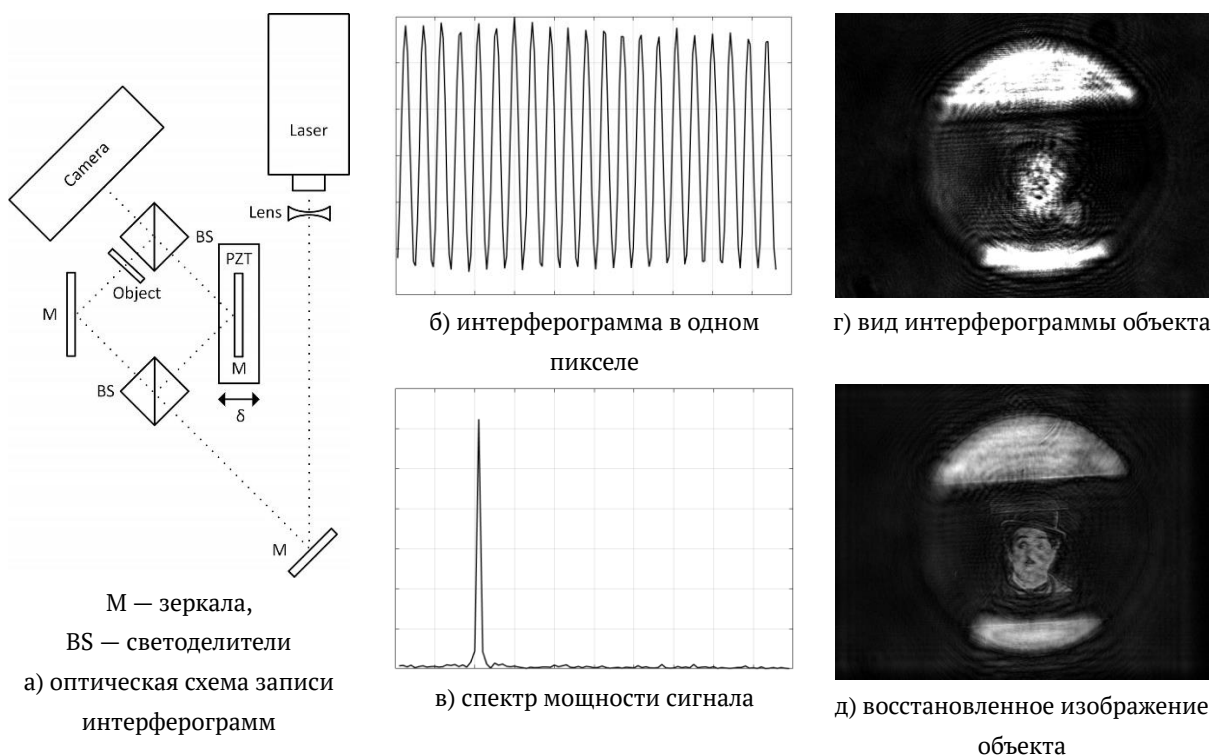


Рис. 1. Оптическая схема записи интерферограмм

поля объекта на этой спектральной частоте для оптимального расстояния фокусировки  $z$  получено комплексное поле объекта. Квадрат его модуля представляет изображение объекта  $|a(\sigma_0, \xi)|^2$ . На рисунке 1г показан вид одной из 200 интерферограмм, зарегистрированных матрицей, и восстановленное в соответствии с описанной процедурой (5) изображение объекта рисунке 1д.

### Заключение

Предложенный способ записи и реконструкции цифровых голограмм со сканирующим опорным пучком обобщает известный метод фазовых шагов и выгодно отличается от него тем, что не требует разделения прямого и сопряженного изображения. В предложенном методе комплексная объектного поля автоматически получается, в частности, в результате Фурье преобразования интерферограммы по величине перемещения зеркала сканирующего интерферометра, что упрощает процедуру записи голографического изображения.

### Список источников

- [1] **Каленков, Г. С.** Гиперспектральная голографическая Фурье-микроскопия / Г. С. Каленков, С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // Квантовая электроника. — 2015. — Том 45. — № 4. — С. 333–338.
- [2] **Kalenyov, S. G.** Spectrally-spatial fourier-holography / S. G. Kalenyov, G. S. Kalenyov, and A. E. Shtanko // Opt. Express. — 2013. — Vol. 21. — P. 24985–24990.
- [3] **Kalenyov, S. G.** Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer / S. G. Kalenyov, G. S. Kalenyov, and A. E. Shtanko // J. Opt. Soc. Am. — 2017. — Vol. 34. — № 5. — P. B49–B55.

## 7. Holography and its many types of applications in Photonics “Virtual reality example: a cosmological model”

*B. C. Kress<sup>1</sup>, F. M. Sanchez<sup>2</sup>, M. H. Grosmann<sup>3</sup>*

<sup>1</sup> HoloLens Team, Microsoft Corp., Redmond, USA

<sup>2</sup> Department of Physics, University Paris, Paris, France

<sup>3</sup> Laurent Gueroult, Department of Photonics University of Strasbourg, France

A “cosmological” model of the universe is proposed. Using present and future developments of Augmented Reality (AR) we reanalyse the state of the art present possibilities. We propose a new type of data presentation. A “cosmotarium” or “Holoverse” which would be like an encyclopedia but would display in Multiple dimensions all known things. We present some preliminary results of the design of a “cosmhologram”.

*Citation: Kress, B. C.* Holography and its many types of applications in Photonics “Virtual reality example: a cosmological model” / B. C. Kress, F. M. Sanchez, M. H. Grosmann // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 40–46.

### Introduction

Roughly a century after the pioneers (Lippman, Gabor, Leith, Denisyuk...) a new word (Optoclone) has been patented to describe Holography... We briefly review the main optical architectures and technologies used today in enterprise and consumer Head Mounted Displays (HMDs), over a range of implementations including smart glasses, smart eyewear, Virtual Reality (VR), Augmented Reality (AR) and Mixed Reality (MR) headsets.

In addition to the optical architecture review, we discuss the human immersive experience and the need for a human centric optical design angle to come up with the most comfortable headset without compromising the user’s experience (display, immersion, sensing, interaction). We discuss the major optical challenges to overcome in order to provide the user with the visual and sensory experience that will eventually enable the market analysts’ expectations for the coming years in all the headset declinations. These challenges range from wearable and visual comfort to sensory and display immersion. We then discuss some models of Universe including a new model which is coherent with Lavoisier’s saying: “Nothing is disappearing, nothing is created, all is evolving and transforming itself”. And finally apply the principles of the first part of this paper to define a representation of a model of “Holoverse”.

### Modern systems of Presentation and Representation

Virtual Reality (VR), Augmented Reality (AR) and Mixed Reality (MR) technologies and headsets: Head Mounted Displays (HMDs), their ranges of implementations including smart glasses, smart

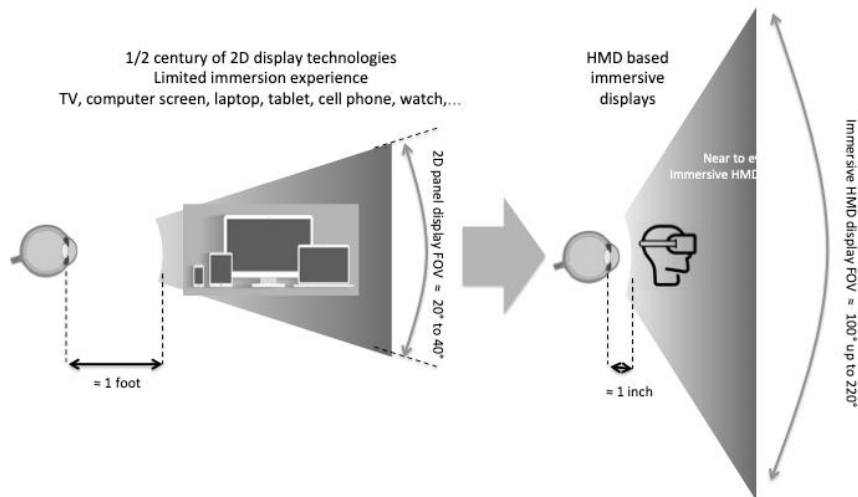


Fig. 1. Immersive NTE displays: a paradigm shift in personal information display

eyewear, etc... The immersive display experience in AR/VR is a new paradigm shift (1) from traditional panel displays experiences since more than half a century, starting from CRT TVs, to LCD computer monitors and laptop screens, OLED tablets and smart phones, LCoS, DLP and MEMS scanner digital projectors, to iLED smart watches (See Figure 1).

But the words and concepts “Holography”, “Hologram”, “Holographist” etc... were designed and proposed by Denis Gabor in 1949. And since that time 3D representations have been improved in size, depth, color and animation (2). But nowadays they are still very limited... and expensive... Let us consider some present days solutions:

### Stereo Cameras

Stereo cameras simulate human binocular vision by measuring the displacement in pixels between the two cameras placed a fixed distance apart and use that to triangulate distances to points in the scene. Conventional sensor arrays (CMOS) can be used. Parallax (thus depth resolution) in stereo cameras is a function of the camera separation, thus increasing potentially their required sensor bar footprint.

### Structured Light Sensors

Structured Light sensing works by projecting an IR light pattern (grid, fringes, spot patterns, etc...) onto a 3D surface and using the distortions to reconstruct surface contours [127]. Ideal projectors are Far field pattern projectors such as Fourier CGHs (Computer Generated Holograms). CGHs work well with IR lasers or VCSELs around 850–900 nm. The sensor does not need to be custom (CMOS). FOV (both in projection and sensing) and also lateral resolution limit their reach. Popular structured light depth map sensors are the Kinect 360 (Xbox 360) from Microsoft Corp., the Structure sensor bar from Occipital Inc., the RealSense sensor bar from Intel Corp, and the depth sensors on Magic Leap One MR headset.

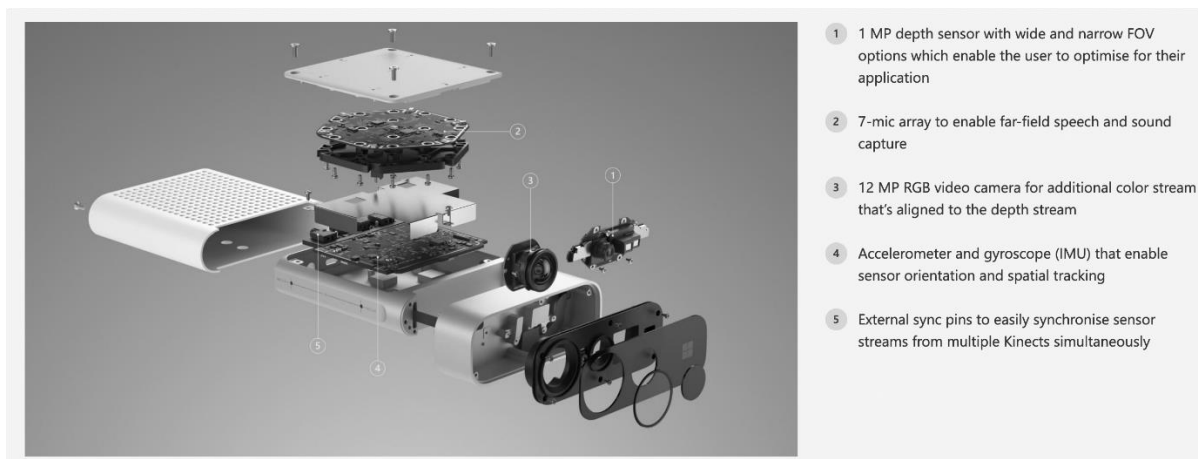


Fig. 2. The 2019 RGB-D TOF Kinect Azure depth map sensor by Microsoft Corp

### 1.3. Time-of-Flight Sensors

TOF sensors work by emitting rapid pulses of IR light that are reflected by objects in its field of view [128]. The delay of the reflected light coming back is used to calculate the depth location at each pixel in the angular space. Such sensor architectures can be implemented with a 2D scanner and a single detector, a 1D source array scanned in the orthogonal direction and sensed back onto a linear detector array, or a single pulse light sensed by a 2D detector array. More sophisticated TOF sensors encode the phase rather than the amplitude. Such sensors chip layouts can be highly custom [130]. Double or multiple reflections are one of the limitations to overcome by TOF sensors. A popular TOF sensor is the Kinect One (Xbox One) and its modified version on HoloLens V1 and V2, from Microsoft Corp. Figure 2 shows the newly disclosed 2019 Kinect Azure RGB-D depth map sensor from Microsoft Corp., of which a version has been integrated in the new HoloLens V2 MR headset.

All those sensors (stereo cameras, structured light and TOF) have their specific features and limitations. Most of them are based on IR illumination and have a hard time functioning outdoors in bright sunlight can wash out or add noise to the measurements. But no problems when looking at the night sky. B&W stereo cameras have no problems working outdoors and consume less power, but they work best in well-lit areas with lots of edge features and high contrast.

## 2. General Information Display Problem

Still, during this period the idea and the initial concept spread and gave rise to new ideas and concepts (including in the field of cosmophysics)... for which new words were created: Holistic and Holistic Principle, Optoclonic Technologies etc...

A particular approach is one that seeks to maintain coherence in both the theoretical and experimental abundance of contemporary physics: Principles that are completely accepted and used in one field can sometimes be completely contradictory to those applied in another field. I'm not just talking about the food biophysics sector (where the research and the commercial part both use holograms but where debates between ecologists and productivists fill the TV screens). But in more fundamental physics, the principle of Heisenberg is for example, contradictory with the absolute

speed of the light in the vacuum, and the fact that we see the lamps... Subjects, eras, modes, experimental procedures and theoretical models have been developed which have proven to be very effective and useful in certain fields (3)... But have been the subject of reservations and harsh criticism from others points of view and areas... The current controversies about Boeings aircraft nailed to the ground or on the climate are striking examples... They are not more serious in engineering than in science... The current “reform” of the International Weights and Measures System is a recently publicized consequence. We have a real need to reassess both our thoughts and our practices. The expression of new ideas and critical analyzes of our traditional ideas is indispensable!

### **3. Universe Models**

Since prehistoric times people have wondered where things and themselves come from. Many models were proposed, initially by metaphysicists, then by mathematicians, more recently by physicists. Some were “creationists” other “statics” other “chaotics”. The word “Metaphysics” or “Transcendence” means “out of physics” and for Academician Lalande (1780): “Knowledge that does not result from the natural play of a certain class of beings, actions or reflections, but presupposes the existence and intervention of a principle external to nature.”

#### **3.1. “Big Bang models”**

The so-called “Big Bang model” is a tentative of description of the origin and evolution of the Universe from the beginning of the 20th century. In general, the term “Big Bang” is associated with all the theories that describe our Universe as resulting from a rapid dilation. By extension, it is also associated with this dense and hot epoch that the Universe would have known 13.8 billion years ago (without necessarily prejudging the existence of an “initial moment” or a beginning to history). The term was originally proposed in 1927 by the Belgian astrophysicist and canonist Georges Lemaître, who outlined a model of a Universe in expansion, initially proposed by the American astronomer Edwin Hubble in 1929. The general concept of the Big Bang, namely that the Universe is expanding and has been denser and warmer in the past, must probably be attributed to the Soviet physicist and mathematician Alexander A. Friedmann, who proposed it in 1922, (five years before Lemaitre). This model was designated for the first time under the ironic term “Big Bang” on a BBC broadcast, “The Nature of Things” in 1949, by British physicist Fred Hoyle who preferred stationary state models.

#### **3.2. The “Cosmological Model”**

In this model there is no “beginning” or “end” of the Universe. On the one hand it is likely that the development of experimental techniques and the correlative improvement of the theories in optics (LASERs, Holographic Optics, Photonics, etc.) may soon allow very great improvements in observations. New experimental data is collected daily by a number of instruments that did not exist a few years ago On the other hand, new theoretical considerations try to take into account these new results. Some to integrate them into existing theories. Others to serve as bases for new theories.

The “Cosmological Model” (developed by our team) is an example (4): It assumes a Visible Universe limited by the speed of light but integrated into a larger Universe. We can make the analogy



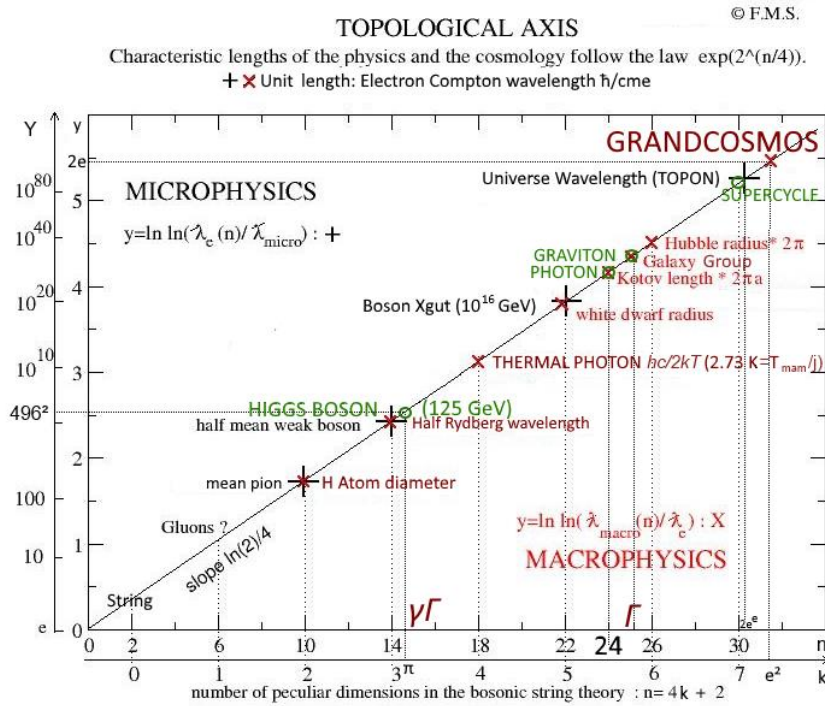


Fig. 3.

with a molehill, at the top of which moles very short-sighted and do not see to the base of the molehill, have imagined a limited Universe at the top of their molehill. But who, developing instruments, allowing them to enlarge their field of vision, discover little by little, that at the bottom of the molehill exist perhaps “things” (earth, blades of grass etc...) that they try to represent themselves... by arguing between her about the different “models” possible...

By applying the principles of thermodynamics (which are already controversial at the level of the planet and global warming) to the Universe, it is possible to imagine a cyclic universe of very large dimensions. In the past, “close” spaces (on a human scale) belonged to physics, “far-off” spaces (very large or very small) from metaphysics... Today, the development of instruments and concepts is progressively increasing the areas in which physics can be exercised... But metaphysicists have always vigorously defended their “opinions” and “domains” and continue to do so. Every human being “lives” in a certain “volume of space-time”. The outlines of this volume are unclear: They begin with his gestation as a foetus his education by his elders... and end with decrepitude, agony and death! And during his life he sometimes thinks, but by far not always... and he only “memorizes” his thoughts, more or less well!

This situation lasts for a few million years believe us... But it is only a few centuries ago that Descartes stated “I think so I am!” One of the bases of what we call physics today. Although the reasoning has been extended to the fact that we can “think” of physics only by interacting with each other... at the level of “thinking” groups that everyone dreams of universal but who are only more or less extensive... Fragmented as we are by language, culture, belief, knowledge... (and basically our space and time of existence wether as individual or human group).

Topological axis: double logarithm display of large numbers appearing in micro- and macro-physics. The x-axis numeration shows the string theory special series [4]. The Y axis corresponds to the String dimension series  $n = 4k + 2$ , from  $k = 0$  to  $k = 7$ , showing the Cartan-Bott periodicity 8 [25] which is at the origin of the name ‘topological axis’. With unit the Electron Compton wavelength, in the macro-physics side, the Universe circumference is tied to bosonic critical dimension 26, while reduction lead to  $n = 18$  (thermal photon, tied to the mammal wavelength through the Sternheimer scale factor  $j$ ),  $n = 10$ , (superstring dimension, Hydrogen atom), and  $n = 2$  (String). For the number 24 of transverses dimensions, it is the Kotov length (5), through a factor  $2\pi a$ , with  $a = 137.036$ .

For  $n = \Gamma$ , the Atiyah constant, it is the galaxy group radius, a characteristic cosmic length (106 lighth-years).

For  $k = e2$ ,  $y = 2e$ , it is the Grandcosmos radius.

With the same unit, the Electron Compton wavelength, in the micro-physics side, the Space-Time-Matter Holic dimension  $n = 30$  is tied to  $c$  times the cosmic Supercycle period, while reduction lead to  $n = 22$  (GUT bosons, 1016GeV),  $n = 14$  (weak bosons) and  $n = 6$  (massive gluons, about 10 MeV). For the superstring  $n = 10$ , it is the Pion.

For  $k = \pi$ ,  $n = \gamma \times \Gamma$ ,  $Y \approx 4962$  the square of the String dimension and the tenth root of the Monster cardinal, it is the Higgs boson (125 GeV).

For  $k = 2e$ , it is the Topon, the visible Universe wavelength, which identifies with the monoradial unit length of the Universe Bekenstein-Hawking entropy. With unit the electron mass,  $n = 24$  would correspond to the graviton mass, while  $n = \Gamma$ , to the graviton mass. With unit the Kotov length, the Holic dimension  $n = 30$  corresponds to the Monster cardinal, apart a  $\sqrt{2}$  factor. The central dimension is  $n = 16$ , suggesting that the whole scheme is tied to the Eddington’s matrix  $16 \times 16$ .

#### 4. Conclusion

Different optical technologies are being developed for VR (Virtual Reality), AR (Augmented Reality), MR (Mixed Reality) and smart glasses... We will show some examples of realisations during the presentation and present in the paper a case of conceptual utilisation in Cosmophysics.

We feel that the present theory of « creation of the Universe by Big Bang » is full of contradictions.

We propose a different model (6) which seems to fit (not completely but) much better with existing experimental facts. Extending at a much bigger space-time scales than previous propositions. According with already existing wordings we call it HoloCosmos or CosmHological model. We define a “space-time-matter” coordinates system in coherence with the new “fundamental constants” definition of the “International Commission of Weight and Measures”. In this model different important parameters taken from “micro”, “MACRO” and “human size” physics align themselves on a straight line. This shows a great unicity in the different descriptions of Nature, in spite of some still existing great contradictions:

- Constant speed of light versus Heisenberg Principle
- No experimental discovery of Tachyons since 1962

– etc...

But it solves completely such problems as Black matter, Black energy etc ... And creates new experimental tests ideas which could be tested in the near future (for instance in 2 years from now). Especially about different properties of “light” (7) which have not yet been given much interest in Astrophysics. Like Polarisation, Coherence, Phase, etc ... The combination of new sensors, new concepts and basic definitions and new display systems allows to improve our description and understanding of nature: One can think of a new type of “encyclopedia”. Not any more only words on paper, but full 3D interacting universal representation of “everything” from smallest to biggest!

### Bibliography

- [1] **Kress, B.** Towards the ultimate Mixed Reality Experience: Hologram Display Architecture Choices / B. Kress, W. Cummins // S. I. D. 2017 Book 1: Session 11:AR/VR Invited Session 2.
- [2] **Kress, B.** Applied Digital Optics: from Micro-Optics to Nanophotonics / B. Kress, P. Meyrueis // J. Wiley and Sons Publishers, 2007. — ISBN 10: 0470022639.
- [3] **Hua, H.** Optical methods for enabling focus cues in head-mounted displays for virtual and augmented reality / Hong Hua // Three dimensional Imaging, Visualisation and Displays. Proc. of SPIE. — 2017. — Vol. 10219
- [4] **Sanchez, F. M.** (2013) Towards coherent cosmology. Galilean Electrodynamics 24(4):63
- [5] **Kotov, V. A., Lyuty V. M.** (1990) The 160-min periodicity in the optical and X-ray observations of extragalactic objects. Compt. Rend. Acad. Sci. Paris 310, Ser. II:743;
- [6] **Sanchez, F. M.** Towards a synthesis of two cosmologies: the steady-state flickering Universe / F. M. Sanchez, V. A. Kotov, C. Bizouard // J Cosmol. — 2011. — Vol. 17. — P. 7225
- [7] **Grosmann, M.** Holography and molecular spectroscopy / M. Grosmann P. Meyrueis // Journal of Molecular Structure. — 1978. — Vol. 45. —P. 365–379.

## 8. Images of Light': Magic, Art & Science. Re-educating the Chinese public in holography, light and vision

A. Lembessis<sup>1</sup>, M. Shevtsov<sup>2</sup>, S. Stafeev<sup>3</sup>, A. Sarakinos<sup>2</sup>, E. Bobritskaya<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Hellenic Institute of Holography, Chalandri, Greece

<sup>2</sup> State Optical Institute Vavilov, St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup> ITMO University, St. Petersburg, Russia

A renewed concept of an exhibition on holography at the Shanghai Science & Technology Museum during the first part of 2019 is presented. Based on previous exhibitions organized by the Hellenic Institute of Holography and the Optics Museum of Saint-Petersburg ITMO University, this new concept has been specially produced as a science communication tool mainly addressed to Science Museums. STEAM methods have shown their efficiency for motivating students and re-educating general public by using display holography as the core of exhibition, around which other conventional exhibits are used in order to demonstrate and explain principles and methods for human vision, stereoscopy and 3D imaging. The measurable results of this innovative approach are analyzed together with proposals for further quantification analysis of visitors' experience.

*Citation:* **Lembessis, A.** Images of Light': Magic, Art & Science. Re-educating the Chinese public in holography, light and vision / A. Lembessis, M. Shevtsov, S. Stafeev, A. Sarakinos, E. Bobritskaya // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 47–47.

## 9. Светосильные дифракционные оптические элементы: особенности технологий изготовления, аттестация, перспективные области применения

*А. В. Лукин, А. Н. Мельников*

АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

В докладе рассмотрены особенности технологий изготовления, вопросы аттестации и перспективные области применения светосильных дифракционных оптических элементов. Для ряда приложений необходимо иметь возможность изготавливать светосильные нарезные дифракционные решетки с большой стрелкой прогиба рабочей поверхности, что на практике недостижимо с использованием имеющегося технологического оборудования. Предлагается техническое решение, открывающее возможность расширить номенклатуру светосильных дифракционных оптических элементов, на основе применения делительной машины маятникового типа с последующим реплицированием дифракционной структуры в полимерном слое.

*Ключевые слова:* Светосильные дифракционные оптические элементы, Технологии изготовления, Аттестация, Области применения, Светосильный компактный спектрограф, Делительная машина маятникового типа, Мастер-матрица, Реплицирование, Фотополимеры.

*Цитирование:* Лукин, А. В. Светосильные дифракционные оптические элементы: особенности технологий изготовления, аттестация, перспективные области применения / А. В. Лукин, А. Н. Мельников // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 48–53.

При создании компактной и светосильной аналитической спектральной аппаратуры для ряда ведущих областей науки, техники и промышленности (фундаментальные исследования, дистанционное зондирование Земли из космоса, экологический мониторинг, контроль состава веществ и др.) необходимо использовать отражательные и пропускающие светосильные дифракционные оптические элементы (ДОЭ) с высокой дифракционной эффективностью на выпуклых и вогнутых рабочих поверхностях с большой стрелкой прогиба (большой крутизной) рабочей поверхности [1–3]. Подобные ДОЭ обладают как диспергирующими свойствами, так и оптической силой, что позволяет минимизировать количество оптических элементов, применяемых в схемах спектральной аппаратуры, и это, в свою очередь, увеличивает отношение «сигнал/шум» на выходе оптической системы.

В настоящее время ДОЭ подобного типа изготавливаются на основе применения следующих технологий [4–15]:

- нарезная технология, реализуемая с использованием делительных машин и высокоточных токарных станков с ЧПУ;
- голографические технологии;

Таблица 1. Текущий уровень развития технологий изготовления нарезных и голограммных дифракционных решеток, доступных коммерчески

№ п/п	Параметр ДОЭ	Нарезная классическая технология		
		Аберрационно-скорректированные вогнутые нарезные дифракционные решетки для высокоразрешающего монохроматора Seaya-Namioka [4]	Аберрационно-скорректированные вогнутые нарезные дифракционные решетки для компактного высокоэффективного монохроматора [4]	Аберрационно-скорректированные вогнутые нарезные дифракционные решетки для спектрографов с плоским полем [4]
1.	Диапазон размеров рабочей поверхности, мм	от 21×16 до 72×76	от 16×16 до 56×96	от 5×5 до 46×46
2.	Диапазон радиусов кривизны поверхности, мм	от 200 до 1000	от 80 до 3000	от 50 до 500
3.	Диапазон стрелок прогиба, мм	от 0,16 до 0,72	от 0,13 до 0,91	от 0,06 до 0,53
4.	Диапазон числа штрихов на мм	от 600 до 2400	от 600 до 1200	от 300 до 1200
5.	Рабочий спектральный диапазон, нм	от 190–900 до 30–80	от 200–1000 до 30–90	от 750–850 до 40–120
№ п/п	Параметр ДОЭ	Голографическая технология		
		Каталог АО «НПО ГИПО» [5]	Каталог корпорации HORIBA Jobin Yvon Ltd. [6]	Каталог компании Carl Zeiss Microscopy GmbH [13]
1.	Диапазон размеров рабочей поверхности, мм	от Ø15 до Ø90	от 26×26 до Ø114,3	от Ø17 до Ø80
2.	Диапазон радиусов кривизны поверхности, мм	от 80 до 6000	от 112,14 до 2217,6	от 75 до 393
3.	Диапазон стрелок прогиба, мм	от 0,01 до 4,1	от 0,23 до 1,64	от 0,24 до 4,46
4.	Диапазон числа штрихов на мм	от 50 до 3600	от 83 до 4800	от 149 до 2500
5.	Рабочий спектральный диапазон, нм	от 190–400 до 900–2500	от 60–150 до 4500–6000	от 170–290 до 1100–2500

- фотолитографические технологии;
- 3D-технологии полимеризации в фотополимерных материалах.

Существуют области применения спектральной аппаратуры некосмического базирования, когда допускается и целесообразно использование ДОЭ-реплик.

В качестве иллюстрации в таблице приведены параметры нарезных и голограммных дифракционных решеток стандартного ряда, предлагаемых в каталогах некоторых фирм в

настоящее время; из таблицы видно, что наибольшее значение стрелки прогиба дифракционных решеток составляет 4,46 мм.

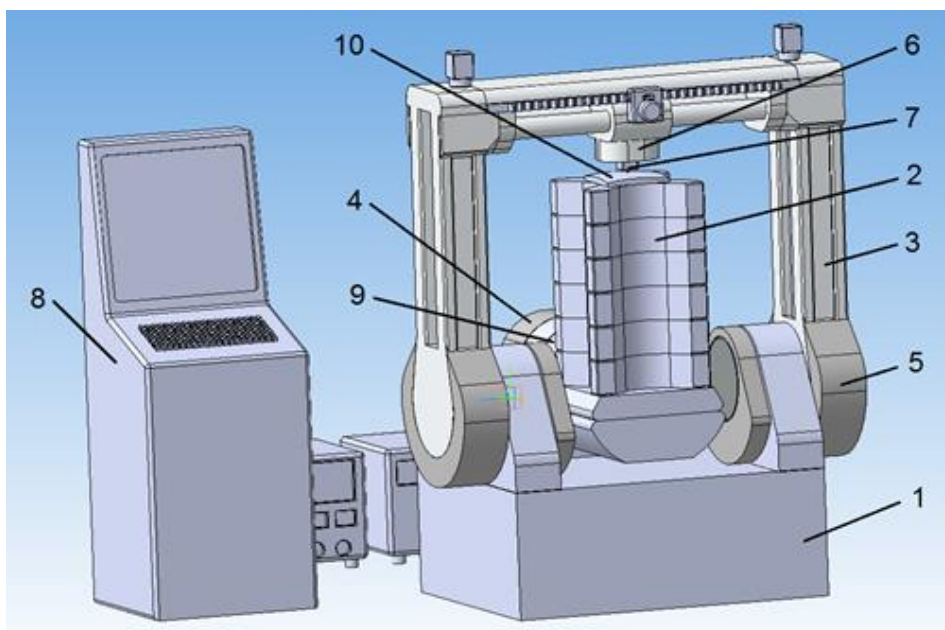
Анализ литературных данных показывает, что наиболее перспективным направлением, обеспечивающим возможность создания светосильных ДОЭ с высокой дифракционной эффективностью, является реализация нарезных технологий на основе разработки нового уникального технологического оборудования.

Рассматривается пример расчета и оптимизации оптической схемы компактного светосильного спектрографа, построенного на основе использования вогнутой отражательной неклассической нарезной дифракционной решетки [16]. Оптимизированные параметры оптической схемы спектрографа следующие:

- пространственная частота штрихов решетки в вершине 712 штр./мм;
- коэффициенты неравномерности шага равны, соответственно,  $\alpha = -0,00278$ ,  $\beta = 2,702 \times 10^{-6}$ ,  $\Gamma = 6,433 \times 10^{-8}$ ,  $\Delta = 6,182 \times 10^{-10}$ ,  $\varepsilon = 9,304 \times 10^{-12}$ ;
- угол падения  $5,7^\circ$ , угол дифракции на 600 нм —  $19,157^\circ$ , разворот нормали к поверхности изображения —  $8,387^\circ$ ;
- изображение спектра длиной 28 мм формируется на вогнутой цилиндрической поверхности радиусом 47,6 мм;
- обратная линейная дисперсия 14,29 нм/мм;
- эквивалентное относительное отверстие 1:1,75.

Ширина аппаратной функции оптимизированной схемы на половине максимума составляет 100, 100 и 105,6 мкм для 400, 600 и 800 нм, соответственно. С учетом обратной линейной дисперсии спектральный предел разрешения равен 1,43; 1,43 и 1,51 нм для тех же контрольных длин волн. Для сравнения ширина аппаратной функции исходной схемы составляет 102,4; 137,6 и 172,8 мкм. Спектральный предел в этом случае равен 1,49; 2,00 и 2,51 нм. Таким образом, коррекция остаточных aberrаций, вводимая за счет использования переменного шага штрихов, позволяет повысить спектральное разрешение до 1,66 раза.

При световом диаметре решетки 58,6 мм получена максимальная расчетная стрелка прогиба её вогнутой рабочей поверхности — 4,54 мм. Как было показано выше, имеющиеся на практике нарезные (на основе применения классических делительных машин) и голографические технологии не могут решить задачу получения такой дифракционной структуры на столь крутой поверхности с большой стрелкой прогиба при сохранении высокой концентрации энергии в рабочем порядке дифракции и умеренного уровня рассеянного света. Это объясняется тем, что в нарезной технологии существуют принципиальные ограничения в конструкции и кинематике классических делительных машин, построенных по схеме Роуланда, а в голографической — необходимо использовать технологически сложную дополнительную операцию для получения треугольного профиля штриха записанной голограммой рельефно-фазовой структуры с целью повышения дифракционной эффективности в рабочем спектральном диапазоне.



1 — станина; 2 — делительная каретка; 3 — резцовая каретка; 4 — привод делительной каретки; 5 — привод резцовой каретки; 6 — механизм подъема и опускания алмазного резца; 7 — алмазный резец; 8 — блок управления приводами делительной и резцовой кареток и механизмом подъема и опускания алмазного резца; 9 — датчик углового положения делительной каретки; 10 — подложка изготавливаемой нарезной дифракционной решетки

Рис. 1. Основные узлы и элементы делительной машины маятникового типа

Для технологических задач изготовления дифракционных решеток с подобными и большими (более 5 мм) стрелками прогиба рабочих поверхностей предлагается использовать новое техническое решение — делительные машины маятникового типа, что открывает возможность формообразования светосильных нарезных дифракционных решеток на выпуклых сферических и асферических поверхностях [17]. Общий вид предлагаемой делительной машины маятникового типа представлен на рисунке.

При этом вогнутая светосильная неклассическая дифракционная решетка с рассчитанными выше параметрами может быть изготовлена путем прецизионного копирования (на основе использования термо- или фотополимерных композиций) [18] с выпуклой нарезной решетки-матрицы, изготавливаемой на делительной машине маятникового типа. При таком подходе обеспечивается сравнительно высокое качество изображения и высокая дифракционная эффективность в компактной и простой схеме спектрографа, а также низкая себестоимость и высокая производительность, что особенно важно при серийном производстве единственного оптического элемента (вогнутой дифракционной решетки-реплики) в оптической схеме и прибора в целом.

Аттестация параметров светосильных ДОЭ включает в себя контроль их оптического качества и дифракционной эффективности в рабочих порядках и в заданном спектральном диапазоне. Контроль оптического качества целесообразно осуществлять интерферометрическими методами и средствами как наиболее информативными. По результатам расшифровки



соответствующих интерферограмм получают количественную информацию об основных параметрах исследуемых образцов ДОЭ — функцию рассеяния точки, функцию рассеяния линии, коэффициент Штреля, среднеквадратичное отклонение. Для определения дифракционной эффективности (абсолютной и относительной) используются известные фотометрические методы и средства измерений [19, 20].

Перспективные области применения светосильных ДОЭ следующие:

- спектральная часть аппаратуры для дистанционного зондирования Земли и исследований космических объектов;
- оптический узел в аппаратуре для компрессии мощных лазерных импульсов;
- компактные изображающие спектрофотометры;
- в роли мастер-матрицы при серийном производстве спектральной аппаратуры на основе использования вогнутых отражательных дифракционных решеток;
- система юстировочных сегментов для достижения прецизионной юстировки зеркальных телескопических систем как наземного, так и космического базирования [21, 22].

В качестве заключения следует отметить:

- из рассмотренных четырех технологий в настоящее время только нарезная и голографическая являются наиболее приспособленными для изготовления светосильных ДОЭ;
- в силу специфики спектральных приборов космического базирования (для задач дистанционного зондирования Земли и исследований космических объектов) и обеспечения высокой дифракционной эффективности на данный момент для светосильных нарезных ДОЭ альтернативы практически нет;
- для изготовления светосильных нарезных ДОЭ наиболее оптимальным и перспективным решением является использование делительных машин маятникового типа;
- для серийного производства спектральной аппаратуры на основе использования светосильных вогнутых отражательных дифракционных решеток с заданной дифракционной эффективностью целесообразно изначально изготавливать мастер-матрицы на выпуклых поверхностях с последующим процессом репликации.

### Список источников

- [1] **Liu, Ch.** Optical design and tolerancing of a hyperspectral imaging spectrometer / Ch. Liu, Ch. Straif, Th. Flügel-Paul, U. D. Zeitner, H. Gross // Proc. of SPIE. — 2016. — Vol. 9947. — P. 994703.
- [2] **Kendrick, S. E.** Multiplexing in Astrophysics with a UV multi-object spectrometer on CETUS, a Probe-class mission study / S. E. Kendrick, R. A. Woodruff, T. Hull, S. R. Heap, A. Kuttyrev, W. Danchi, L. Purves // Proc. of SPIE. — 2017. — Vol. 10401. — P. 1040111-1–1040111-9.
- [3] **Мельников, А. Н.** Анализ вариантов оптической схемы светосильного изображающего спектрографа, построенного на основе выпуклой голограммной дифракционной решетки / А. Н. Мельников, Э. Р. Муслимов // Оптический журнал. — 2019. — Том 86. — № 3. — С. 32–39.
- [4] **Корпорация Hitachi Group** / URL: <http://www.hitachi-hightech.com>.
- [5] **Холдинг АО «Швабе»** / АО «НПО ГИПО» / Каталог оптической компонентной базы / URL: <http://shvabe.com/about/company/gosudarstvennyy-institut-prikladnoy-optiki/produktsiya-gipo/opticheskie-materialy>.

- [6] **Корпорация HORIBA Jobin Yvon Ltd.** / URL: <http://www.horiba.com/scientific/products/diffraction-gratings/for-industrial-applications>.
- [7] **ООО «ХолоГрэйт»** / URL: <http://holograte.com/produktyi/golograficheskie-difrakcionnyie-resheniya-difrakcionnyie-reshetki-dlya-spektralnyix-priborov>.
- [8] **Верхогляд, А. Г.** Круговая лазерная записывающая система для изготовления ДОО на сферических поверхностях / А. Г. Верхогляд, М. А. Завьялова, Л. Б. Касторский, А. Е. Качкин, С. А. Кокарев, В. П. Корольков, О. Ю. Моисеев, А. Г. Полещук, Р. В. Шиманский // Интерэкспо ГЕО-Сибирь-2015. XI Междунар. науч. конгр.: Междунар. науч. конф. «СибОптика-2015»: сб. материалов в 3 т. — Новосибирск: СГУГиТ, 2015. — Том 2. — С. 62–68.
- [9] **Компания Altechna Company Group** / URL: <http://www.altechna.com>.
- [10] **Xu, D.** Design, fabrication, and testing of convex reflective diffraction gratings / D. Xu, J. D. Owen, J. C. Pava, J. Reimers, T. J. Suleski, J. R. Troutman, M. A. Davies, K. P. Thompson, J. P. Rolland // Optics Express. — 2017. — Vol. 25. — № 13. — P. 15252–15267.
- [11] **Sukegawa, T.** Commercial availability of astronomical machined gratings by Canon / T. Sukegawa, Yu. Okura, T. Nakayasu // Proc. of SPIE. — 2018. — Vol. 10706. — P. 107063L.
- [12] **Zhou, Q.** A method to fabricate convex holographic gratings as master gratings for making flat-field concave gratings / Q. Zhou, L. Li, L. Zeng // Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6832. — P. 68320W.
- [13] **Компания Carl Zeiss Microscopy GmbH** / URL: <http://www.zeiss.de/gratings>.
- [14] **Компания Workshop of Photonics** / URL: <http://www.wophotonics.com>.
- [15] **Компания Shimadzu Corporation** / URL: <http://www.shimadzu.com/opt/>
- [16] **Мельников, А. Н.** Расчет параметров неплоских дифракционных решеток для компактных светосильных спектрографов / А. Н. Мельников, А. В. Лукин, Э. Р. Муслимов // Оптический журнал. — 2019. — Том 86. — № 6. — С. 7–10.
- [17] **Патент РФ** на полезную модель № 185039 от 19.11.2018 г. Делительная машина маятникового типа для изготовления штриховых структур на неплоских рабочих поверхностях / А. В. Лукин, А. Н. Мельников. — Дата приоритета 26.02.2018 г.
- [18] **Ахметов, М. М.** Научно-производственный комплекс серийной прецизионной репликации элементов асферической и дифракционной оптики / М. М. Ахметов, А. Ф. Белозёров, В. А. Балоев, А. А. Белокопытов, И. С. Гайнутдинов, В. П. Иванов, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, И. А. Могилюк // Контенант. — 2016. — Том 15. — № 3. — С. 39–42.
- [19] **Герасимов, Ф. М.** Дифракционные решетки / Современные тенденции в технике спектроскопии / Ф. М. Герасимов, Э. А. Яковлев. — Новосибирск: Наука, 1982. — С. 24–94.
- [20] **Palmer, C.** Diffraction Grating Handbook / C. Palmer, E. Loewen. — Rochester: Newport Corporation, 2005. — 271 p.
- [21] **Балоев, В. А.** Прецизионный метод контроля юстировки двухзеркальных телескопов на основе использования системы кольцевых синтезированных голограмм / В. А. Балоев, В. П. Иванов, Н. П. Ларионов, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Скочилов, Ю. П. Чугунов, А. М. Ураскин // Оптический журнал. — 2012. — Том 79. — № 3. — С. 56–64.
- [22] **Белозёров А.** Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть I / А. Белозёров, Н. Ларионов, А. Лукин, А. Мельников // Фотоника. — 2014. — № 4. — С. 12–32.

## 10. Прямая лазерная запись высокоапертурных синтезированных голограмм: материалы и методы

*В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин, Р. В. Шиманский, Д. А. Белоусов, Р. И. Куц*  
Институт автоматки и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук,  
Новосибирск, Россия

Работа посвящена технологиям прямой лазерной записи дифракционных структур на металлических пленках подгрупп титана и хрома, позволяющим изготавливать микроструктуры с периодом до 1 мкм при размере пятна 0,7 мкм. Пространственное разрешение термохимической записи на металлических пленках может быть значительно улучшено за счет сквозного окисления, которое резко увеличивает отрицательную обратную связь при поглощении света. Изучение лазерной записи на пленках циркония и титана продемонстрировало их перспективу в технологии создания компьютерно-синтезированных голограмм. Реактивное ионное травление пленок титана через лазерно-индуцированную оксидную маску может быть использовано для изготовления бинарных фазовых структур. Использование данной технологии должно позволить создавать дифракционные сферические эталоны с апертурой до  $f/0,75$ .

*Ключевые слова:* Синтезированные голограммы, Термохимическая лазерная запись, Металлические пленки, Дифракционные оптические элементы, Оксидная маска.

*Цитирование:* Корольков, В. П. Прямая лазерная запись высокоапертурных синтезированных голограмм: материалы и методы / В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин, Р. В. Шиманский, Д. А. Белоусов, Р. И. Куц // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 54–59.

### Введение

В настоящее время применение дифракционной оптики ограничено ее относительно низкой оптической силой. Преимуществом такой оптики служит то, что она представляет собой плоскую пластину с микрорельефом, в то время как классическая оптика состоит из нескольких линз со сферическими поверхностями. Однако, при достаточно большом количестве линз можно обеспечить очень высокую светосилу. Светосила синтезированных голограмм (СГ) технологически ограничена минимальным периодом структуры. В настоящее время с достаточной точностью можно изготавливать структуры с периодом 2–3 мкм. Это соответствует углам дифракции 12–18° для длины волны 632,8 нм, используемой, как правило, для интерферометрического контроля. При таких малых периодах уже необходимо использовать точную теорию дифракции. Компьютерное моделирование в рамках скалярной и точной теории показывает расхождение  $\approx \lambda/100$  при периоде 3 мкм и  $\approx \lambda/50$  для 2 мкм [1]. Кроме того, значительно возрастает роль ошибок изготовления. Ряд ошибок, таких как нарушение скважности и наклон стенок дифракционных зон не влияют на качество волнового фронта в рамках скалярной теории, но начинают давать ощутимый вклад в рамках точной теории дифракции.

Конечной целью данной работы было создание СГ с апертурой до  $f/0,75$ . Такая апертура соответствует наиболее светосильным эталонным объективам для интерферометрии (TS).

Это позволит решить задачу изготовления дифракционных аналогов рефракционных объективов и сделать их более доступными. Для этих целей необходимо с высокой точностью создавать микроструктуры с периодом вплоть до 1,1 мкм. Настоящая работа посвящена исследованиям лазерной записи на пленках металлов из групп титана и хрома. Задачей исследования было нахождение металла, обеспечивающего реализацию режима сквозного окисления тонкой пленки с исходным пропусканием порядка 1–10 % в широком диапазоне скоростей сканирования лазерного пучка, который присущ лазерным записывающим системам с круговым сканированием. Они наиболее приспособлены для задач изготовления осесимметричных дифракционных оптических элементов. Сквозное окисление должно существенно поднимать пространственное разрешение из-за обратной связи вследствие падения поглощения энергии лазерного пучка после просветления пленки в центральной зоне гауссова распределения интенсивности. Однако, сквозное окисление требует времени экспозиции порядка 1 мкс и более, что ограничивает изначально скорость сканирования лазерного пучка. Однако, увеличение времени сканирующей лазерной записи компенсируется уменьшением числа технологических операций и погрешностей.

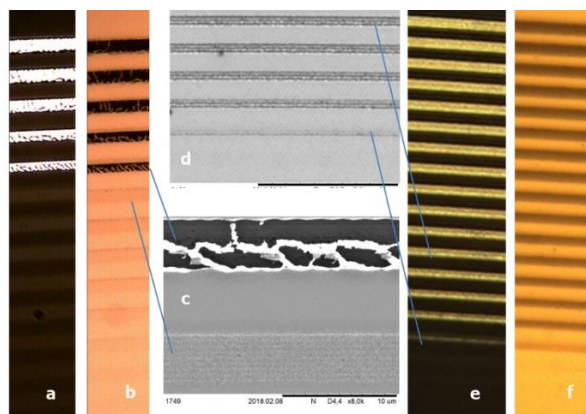
Выбор металлов из указанных подгрупп был сделан на основе анализа их различных физико-химических свойств исходя из их высокой твердости, важной для технологического маскирующего покрытия, низкой температуропроводностью и высокой температурой плавления. Пленкам металлов подгруппы титана также свойственна выраженная склонность к образованию оксидной пленки [2], в силу того, что эти металлы являются пиррофорными.

Пространственное разрешение (ПР) лазерной записи должно возрастать при использовании пленки металла с минимальной температуропроводностью, которая минимальна для подгруппы титана и, в частности, для самого титана. Температуропроводность для всей подгруппы хрома в 2–7 раз выше. С другой стороны, металлы из этой группы в основном лидируют по твердости. Кроме этого, хром является наиболее подходящим материалом для жидкостного химического травления, в том числе селективного по отношению к его оксиду.

Эксперименты по лазерной записи в данной работе проводились на круговой лазерной записывающей системе CLWS-300IAE сфокусированным до диаметра 700 нм пучком DPSS с длиной волны 532 нм [3]. Скорость сканирования пучка в этой системе может изменяться от сотен микрометров до метров в секунду, в зависимости от радиальной координаты записывающего пучка. Это дает возможность исследовать различные режимы записи.

### **1. Подгруппа хрома**

Эксперименты проводились с пленками Cr ( $T = 6,8 \%$ ,  $H = 42$  нм) и Mo ( $T = 3 \%$ ,  $H = 20$  нм), напыленными на стеклянную подложку. На рисунке 1 показаны образцы тестовой решетки, записанные на обеих пленках. Каждая полоса решеток записывалась с различным шагом несколькими проходами лазерного пучка со смещением 0,25 мкм между соседними проходами. При этом, поведение пленок хрома и молибдена было очень похожим. При высокой мощно-



a, b, c — молибден: шаг сканирования 0,5 мкм; d, e, f — хром: шаг сканирования 0,25 мкм

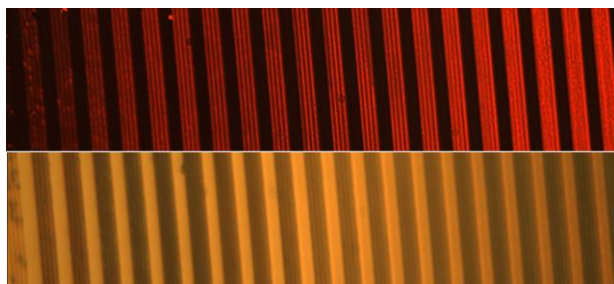
Рис. 1. Тестовые решетки, записанные при скорости сканирования 113 мм/с

сти пленка испаряется (светлая область при пропускании (рисунки 1a и 1e) и слабо отражающая черная область при отражении (рисунки 1b и 1f)). После снижения мощности окисленная пленка становится немного более прозрачной, чем окружающая неэкспонированная область). В отраженном свете открытая область имеет немного меньшее отражение, чем неэкспонированная область. Некоторое увеличение пропускания после прекращения повреждения пленки указывает не только на окисление поверхности, но и в объеме. То есть Cr и Mo не обеспечивают сквозное окисление и могут использоваться только с селективным жидкостным травлением. Поверхности Mo и Cr поверхности всегда имеют тонкий собственный оксид. Когда поверхность металла пассивируется этим оксидом, дальнейшее окисление практически прекращается при комнатной температуре. Лазерный нагрев частично преодолевает этот барьер. Тем не менее, химическое травление металлической пленки, поверхность которой в некоторых местах покрыта толстым оксидом и в других местах, покрытых тонким слоем, требуется найти травитель, селективный к металлу и оксиду. Это было сделано для пленки Cr, экспонированной лазерным пучком [4], но пока не еще сделано для молибденовой пленки, по нашим сведениям. Это возможно связано с тем, что молибден химически более устойчив, чем хром.

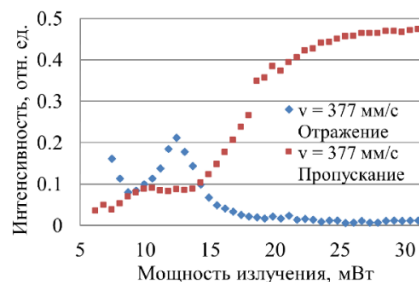
## 2. Подгруппа титана

Основное внимание в этой подгруппе титана было уделено титану и цирконию, как наиболее доступным из данной подгруппы.

На рисунке 2 показана оптическая микрофотография на пропускание (сверху) и отражение (снизу) для тестовых решеток с периодом 1 мкм, записанных при разных мощностях (рост мощности справа налево) по пленке титана с пропусканием 4 %, напыленной на кварцевую подложку. Запись велась при скорости 63 мм/с. Фотографии на пропускание сделаны в красном свете, так как технология предполагается к использованию для создания синтезированных голограмм для интерферометрии. Из рисунка видно, что линии в центре изображения хорошо разрешаются в режиме пропускания. Диапазон мощностей для максимального пространственного разрешения может быть определен на отражение, так как в этом месте

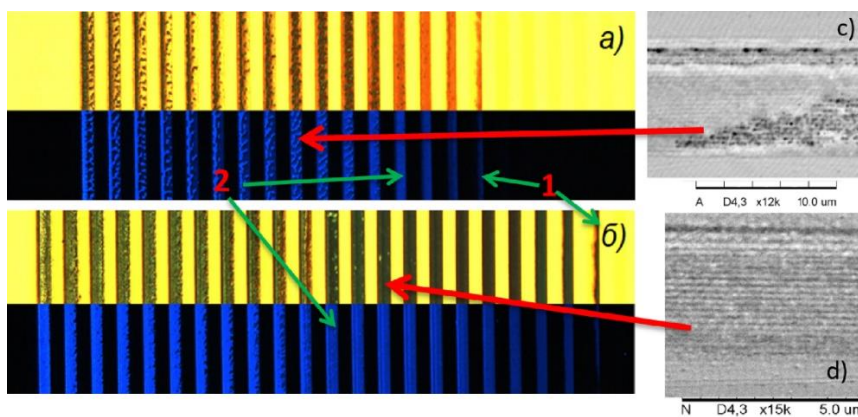


а) микрофотографии решеток пропускание в красном свете и отражение в белом свете



б) зависимость пропускания и отражения от мощности пучка

Рис. 2. Тестовые решетки, записанные на пленке титана



а — шаг сканирования 0,5 мкм; б — шаг сканирования 0,2 мкм; в — дефект структуры; д — наноструктура с периодом 300 нм.

Рис. 3. Микроизображения тестовых решеток, записанных на пленках циркония

отражение увеличивается по сравнению с соседними областями. Соответствующий график взаимосвязи пропускания и отражения при изменении мощности записывающего пучка показан на рисунке 2б. Область, достаточная для поставленной задачи пространственного разрешения примерно соответствует полке на графике пропускания и области между двумя экстремумами на графике отражения.

Исследование прямой лазерной записи методами оптической микроскопии на пленках циркония показало результаты в чем-то подобные титану, но тем не менее с рядом существенных отличий. На рисунке 3 показаны микроизображения (полученные с помощью СЭМ и оптической микроскопии) тестовой решетки, записанной на пленке Zr с пропусканием 3 %.

Видно, что существует, по меньшей мере, три режима процесса записи. Первый деструктивный режим проявляется при записи с высокой мощностью, чему соответствуют самые левые полосы. Как на отражение, так и на пропускание регистрируется крупнозернистая структура (рисунок 3с), которая при усреднении по некоторому участку дает нечеткие пики на графиках сечения, по которым сложно определять реальное значение пропускания/отражения пика. Второй режим — случай однородных полос — соответствует среднему диапазону мощности, увеличивающемуся с уменьшением шага сканирования. При этом отсутствует какая-

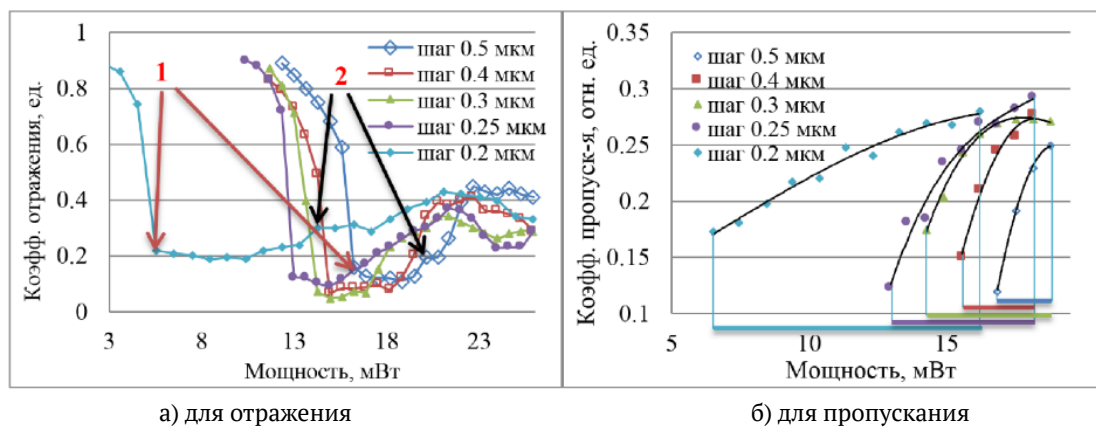


Рис. 4. Зависимость отражения/пропускания структуры от мощности записывающего излучения для разных шагов между треками при заливке полосы и диапазоны по мощности для каждой кривой

либо значительная зернистость. Ошибка регистрации реального значения пропускания/отражения в таком режиме минимальна. Третий режим — режим низких мощностей излучения. Он характеризуется меньшим значением отражения и ничтожно малым ( $\approx 1\%$ ) значением пропускания. Поэтому данный режим не интересен с точки зрения использования в производстве ДОЭ, работающих на пропускание.

Все три режима отчетливо видны на графиках зависимостей отражения и пропускания от мощности пучка при различных шагах записи (рисунок 4): нижняя седловина каждой зависимости соответствует режиму равномерной записи т. к. полосы при этом режиме записи на микрофотографиях на отражение выглядят более черными, чем остальные.

Для тестов с шагом 0,2 и 0,5 мкм на рисунке 4а отмечены две точки — границы режима сверхразрешения. Первая точка отвечает пропаданию режима при низкой мощности записи, вторая — появлению режима со стороны высоких мощностей. Контроль именно этих точек дает на практике возможность детектировать нужный режим и далее находиться в нем при производстве ДОЭ. Таким образом, можно сделать грубую оценку значения мощности лазера, при которой процесс окисления будет протекать в необходимом режиме сверхразрешения. Если перед записью ДОЭ предварительно нанести на пленку тестовые структуры и оценить по графику отражения значения мощности, при которой появляется и исчезает искомый режим, то взяв середину этого диапазона можно вести дальнейшую запись в нужном режиме. При этом необходимо также учитывать поправки из-за радиальной зависимости линейной скорости.

На рисунке 4б показаны кривые пропускания структуры от мощности при различных шагах сканирования. Диапазон мощности каждой кривой выбран для получения однородных полос на отражение и пропускание. Из приведенного графика видно, что самый большой диапазон по мощности соответствует кривой с минимальным шагом сканирования (0,2 мкм). Это обстоятельство дает в процессе записи микроструктур свободу в выборе мощности ( $\approx 7-5$  мВт) и уменьшает шанс выйти из режима при записи с мощностью, соответствующей

середине диапазона. Режим равномерной заливки интересен на практике, т. к. при такой записи есть широкий диапазон мощности (для каждого шага сканирования диапазон разный), внутри которого, как и отражение, так и пропускание структуры меняются слабо. Помимо этого, более высокое увеличение этих полос (рисунок 3д.) показало наличие структуры с периодом, равным шагу сканирования, так называемому режиму сверхразрешения.

### Заключение

Исследована возможность достижения режима прямой лазерной записи в режиме сквозного окисления для задач формирования дифракционных структур на пленках хрома, молибдена, циркония и титана. Пленки хрома и молибдена не позволили получить такой режим. Определен диапазон мощности лазерного пучка и скорости сканирования для которых режим сквозного окисления реализуется на пленках циркония и титана.

Прямая лазерная запись микроструктур на пленке циркония толщиной 80 нм, напыленной на кварцевую подложку, выявила три режима процесса формирования микроструктуры, один из которых — так называемый режим сверхразрешения — формирование структур с периодом, равным радиальному шагу записи (200–500 нм). По результатам измерения отражения и пропускания экспонированных пленок определен способ детектирования необходимого режима записи по отражению, что важно для практической реализации в технологии производства ДОЭ.

Показано, что и титан и хром обеспечивают пространственное разрешение необходимое для записи дифракционных сферических эталонов с апертурой до  $f/0,75$  для рабочей длины волны 632,8 нм. На следующем этапе исследований будет проведена запись экспериментальных образцов с использованием традиционной термохимической технологии записи на хrome и новой технологии записи сквозным окислением пленок металлов титановой группы.

### Благодарность

Данная работа поддержана грантом РФФ № 17-19-01721.

### Список источников

- [1] **Peterhänsel, S.** Phase errors in high line density CGH used for aspheric testing: beyond scalar approximation / S. Peterhänsel, C. Pruss, W. Osten // Opt. Exp. — 2013. — № 21. — P. 11638–11651
- [2] **Kiper, R.** Chemistry and toxicology. Databases: Physicochemical properties of substance / URL: <http://chemister.ru/Database/search-en.php>
- [3] **Шиманский, Р. В.** Динамическая коррекция координаты лазерного пучка при записи крупногабаритных дифракционных элементов для контроля асферических зеркал / Р. В. Шиманский, А. Г. Полещук, В. П. Корольков, В. В. Черкашин // Автометрия. — 2017. — Том 53. — № 3. — С. 64–73
- [4] **Veyko, V. P.** Local Laser Oxidation of Thin Metal Films: Ultra-resolution in Theory and in Practice / V. P. Veyko, E. A. Shakhno, A. G. Poleshchuk, V. P. Korolkov, V. Matyzhonok // JLMN-Journal of Laser Micro/Nanoengineering — 2008. — Vol. 3. — № 3 — P. 201–205.



## 11. Голографические и лазерные свойства фото-термо-рефрактивных стекол, активированных редкоземельными ионами

*Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, Х. Нассер, В. А. Асеев, А. И. Игнатъев*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло, активированное редкоземельными (РЗ) ионами, является перспективным полифункциональным материалом для создания лазеров с распределенной обратной связью. В данной работе были исследованы голографические и лазерные свойства ФТР стекол, активированных РЗ ионами. Лазерная генерация была получена на неодимовом и иттербий-эрбиевом ФТР стеклах. Рассчитана зависимость величины модуляции первой гармоники показателя преломления от времени термообработки для всех стекол. Показано, что РЗ активаторы удерживают ионы фтора в процессе фото-термо-индуцированной кристаллизации, что приводит к уменьшению способности фтора формировать нанокристаллы фторида натрия, отвечающие за изменение показателя преломления в матрице стекла.

*Ключевые слова:* Фото-термо-рефрактивное стекло, Редкоземельный ион, Фото-термо-индуцированная кристаллизация, Лазеры с распределенной обратной связью, Брэгговская решетка.

*Цитирование:* **Никоноров, Н. В.** Голографические и лазерные свойства фото-термо-рефрактивных стекол, активированных редкоземельными ионами / Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, Х. Нассер, В. А. Асеев, А. И. Игнатъев // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 60–63.

### Введение

Фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло используется для записи высокоэффективных объемных фазовых брэгговских решеток для элементов и устройств лазерной техники [1, 2]. В этом стекле после УФ облучения и последующей термообработки (ТО), образовывается кристаллическая фаза AgBr-NaF на наночастицах серебра, что приводит к изменению показателя преломления. Благодаря этому, ФТР стекло представляет большой интерес как голографическая среда. Оно обладает уникальными голографическими характеристиками, которые дают ему конкурентные преимущества перед известными голографическими средами на основе полимеров, эмульсий, пористых стекол и т. д. К этим характеристикам прежде всего можно отнести высокую механическую, термическую и оптическую прочность, химическую устойчивость, возможность формообразования за счет прессования, шлифования и полирования, вытяжки оптического волокна и т. д. [1].

В университете ИТМО разработано новое лазерное ФТР стекло, активированное редкоземельными (РЗ) ионами (неодимом, иттербием и эрбием). Это существенно расширяет функциональные возможности ФТР стекла, т. е. на его основе открывается возможность создания

голографических оптических элементов и устройств, в которых возможно осуществление генерации и усиления, а также создание лазеров с брэгговскими зеркалами или лазеров распределенной обратной связью (РОС-лазеров). Преимущества такой лазерной конструкции очевидны: решетка Брэгга действует как селективное зеркало с очень узкой полосой отражения и, таким образом, обеспечивает узкую спектральную линию на выходе лазера [3, 4].

Целью данной работы является исследование влияния РЗ активаторов на процесс фото-термо-индуцированной (ФТИ) кристаллизации, а также изучение лазерных свойств ФТР стекол, активированных РЗ-ионами.

## 1. Объекты исследования и методика экспериментов

В данной работе было синтезировано три типа ФТР стекол системы  $\text{SiO}_2\text{-Na}_2\text{O-ZnO-Al}_2\text{O}_3\text{-NaF-KBr}$ , активированных  $\text{Ag}_2\text{O}$ ,  $\text{CeO}_2$  и  $\text{Sb}_2\text{O}_3$ , с различной концентрации РЗ ионов: эрбием, иттербий-эрбием и неодимом). Запись голограммы проводилась He–Cd лазером (Kimmon) на длине волны 325 нм ( $1 \text{ Дж/см}^2$ ), затем стекла проходили последовательную термообработку при температуре 485 °С. Для исследования лазерной генерации был использован плоско-вогнутый резонатор. Накачка проводилась диодным лазером на длине волны 808 нм.

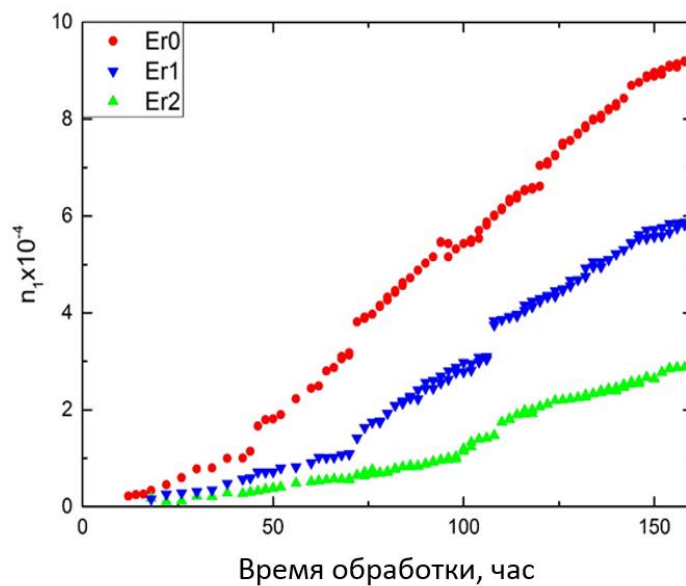
## 2. Результаты и обсуждения

### 2.1. Голографические свойства

Продемонстрированы спектральные свойства и амплитуда модуляции показателя преломления ФТР стекол, активированных РЗ ионами, после процесса записи голограммы. Измерения спектров поглощения исходного ФТР стекла и стекол, активированных неодимом, иттербием и эрбием, показали, что отсутствует влияние РЗ ионов на фоточувствительность стекла. Этот вывод был сделан исходя из отсутствия полос поглощения данных ионов в области полосы поглощения трехвалентного иона церия в стекле. Решетка Брэгга успешно записана в данных стеклах и показано, что запись решетки не оказывает влияние на спектральные лазерные переходы эрбия и неодима в инфракрасной области, которые используются для генерации.

Было проведено исследование кинетики ФТИ кристаллизации в ФТР стеклах, активированных РЗ ионами. На рисунке 1 представлены зависимости величины модуляции первой гармоники показателя преломления  $n_1$  от продолжительности ТО для исходного ФТР стекла и стекол с различной концентрацией эрбия.

Можно заметить, что каждая кривая состоит из двух частей (этапов). В первом этапе медленно растет величина  $n_1$  с увеличением времени ТО. Чем больше концентрации эрбия в стекле, тем больше времени длится этот этап. Во втором этапе наклон кривой меняется и начинается активный рост величины  $n_1$  из-за интенсивного роста кристаллической фазы NaF. Наиболее быстрое увеличение происходит в исходном стекле Er0, а в Er2 величина  $n_1$  очень медленно вырастает. Было установлено, что даже при увеличении времени или температуры ТО, не достигаются одинаковые значения изменения показателя преломления для всех стекол. Поэтому, было предположено, что при повышении концентрации РЗ ионов, меньшая



Er0 —  $E_2O_3 = 0$  мол. %; Er1 —  $E_2O_3 = 0,1$  мол. %; Er2 —  $E_2O_3 = 0,2$  мол. %

Рис. 1. Зависимость величины модуляции первой гармоники показателя преломления от продолжительности те ТО исследуемых стекол для разных концентраций эрбия

доля фтора участвует в процессе ФТИ кристаллизации т. к. часть фтора удерживается РЗ активатором. Таким образом, для сохранения голографических свойств материала, необходимо увеличивать содержание фтора при синтезе.

Такое же поведение амплитуды модуляции показателя преломления мы наблюдали в случае неодимового ФТР стекла.

## 2.2. Лазерные свойства

В настоящей работе была получена генерация в ФТР стеклах в оптимальной концентрации неодима и иттербий-эрбия. Рисунок 2 показывает выходную мощность генерации от поглощенной мощности накачки для ФТР стекла, активированного неодимом, для зеркал с пропусканием 0,5 % и 1 %. Для этих значений наклон кривых (эффективность преобразования) составил 13,4 %, 16,8 %, соответственно. Результаты показали, что величина пассивных потерь в неодимовом ФТР стекле за два прохода составляет 0,34 %, что является довольно низким значением и сопоставимо с коммерчески производимым активным элементом на основе кристаллов Nd-YAG. В иттербий-эрбиевом ФТР стекле пассивные потери составили 0,28 %. Это низкое значение объясняется лучшим качеством подготовки поверхностей данного активного элемента.

## Заключение

ФТР стекло, активированное РЗ ионами можно рассматривать как полифункциональный материал, объединяющий в себе две возможности: запись голограмм и получение генерации. В данной работе брэгговские решетки были успешно записаны в активированных ФТР стеклах. Рассчитаны величины модуляции первой гармоники показателя преломления при различной концентрации РЗ ионов. Обнаружено, что введение РЗ активаторов приводит к замедлению

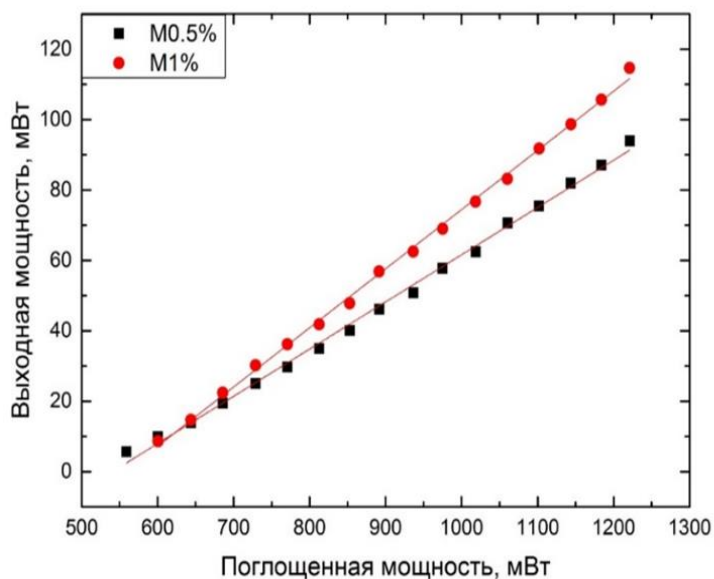


Рис. 2. Эффективность генерации для ФТР стекла, активированного Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (0,5 мол. %), для разных значений пропускания выходного зеркала

кинетики ФТИ кристаллизации. Для сохранения голографических свойств материала, предложено увеличить содержание фтора. Лазерная генерация была получена на неодимовом и иттербий-эрбиевом ФТР стеклах.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Проект 16.1651.2017/4.6).

### Список источников

- [1] **Nikonorov, N.** Photonic, Plasmonic, Fluidic, and Luminescent Devices Based on New Polyfunctional Photo-Thermo-Refractive Glass / N. Nikonorov, V. Aseev, V. Dubrovin, A. Ignatiev, S. Ivanov, E. Sgibnev. — Cham: Springer, 2018. — 83 p.
- [2] **Nikonorov, N.** New photo-thermo-refractive glasses for holographic optical elements: properties and applications / N. Nikonorov, S. Ivanov, V. Dubrovin, A. Ignatiev. — Dublin: InTech, 2017. — 435 p.
- [3] **Kogelnik, H.** Stimulated emission in a periodic structure / H. Kogelnik, C. V. Shank // Appl. Phys. Lett. — 1971. — Vol. 18. — № 4. — P. 152–154.
- [4] **Nakamura, M.** Laser oscillation in epitaxial GaAs waveguides with corrugation feedback / M. Nakamura, H. W. Yen, A. Yariv, E. Garmire, S. Somekh, H. L. Garvin // Appl. Phys. Lett. — 1973. — Vol. 23. — № 5. — P. 224–225.

## 12. Принципы построения и ключевые технологии устройств дополненной реальности световодного типа с голограммными и дифракционными оптическими элементами

*С. Н. Корешев*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

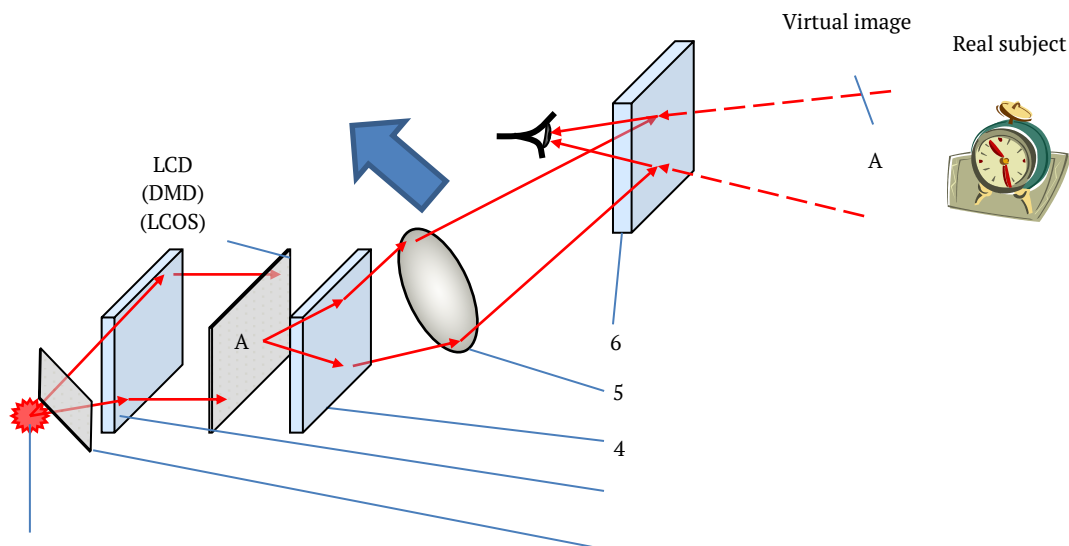
Рассмотрены устройства дополненной реальности. Основное внимание уделено устройствам световодного типа, содержащим голограммные оптические элементы. Даны и обоснованы рекомендации по выбору типа и характеристик используемых в их составе голограммных структур. Отмечается необходимость использования для ввода излучения в световод элементов с максимально возможной дифракционной эффективностью. Вывод излучения из световода предлагается осуществлять оптическими элементами с угловой селективностью и относительно малой дифракционной эффективностью, не превышающей 5–7 %.

*Ключевые слова:* Устройства дополненной реальности, Голограммные и дифракционные оптические элементы, световод, Дифракционная отражательная решетка с углом блеска, Синтез зрачка.

*Цитирование:* **Корешев, С. Н.** Принципы построения и ключевые технологии устройств дополненной реальности световодного типа с голограммными и дифракционными оптическими элементами / С. Н. Корешев // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 64–72.

### Введение

Разработка устройств дополненной и виртуальной реальности представляет собой одну из актуальнейших задач современного оптического приборостроения. Это объясняется широкими потенциальными возможностями их использования в различных областях науки и техники. Применение устройств дополненной и виртуальной реальности в технологических процессах представляет собой наикратчайший путь внедрения компьютерных (цифровых) технологий в производство. В настоящей работе основное внимание будет уделено устройствам дополненной реальности. Их основное отличие от устройств виртуальной реальности состоит в обеспечении одновременного наблюдения окружающего пространства и генерируемого с помощью компьютера изображения. Среди разработанных и опубликованных к настоящему времени устройств наибольший интерес вызывают устройства, основанные на использовании голограммных или дифракционных оптических элементов [1]. Одно из основных их преимуществ заключено в минимизации площадей зон, блокируемых в канале наблюдения окружающего пространства оптическими системами ввода виртуального изображения.



1 — источник света, 2 — спектральный фильтр, 3 — конденсор, 4 — компенсатор «дисторсии»,  
5 — силовая оптическая система, 6 — комбинер

Рис. 1. Принципиальная схема устройства дополненной реальности открытого типа

### 1. Основные схемотехнические решения устройств дополненной реальности с голограммными оптическими элементами

На основе голограммных или дифракционных оптических элементов могут быть построены системы дополненной реальности как световодного, так и открытого типа. Отметим, что деление оптических элементов на дифракционные элементы и голограммные чисто условное. Оно, в основном, отражает не суть осуществляемых с их помощью преобразований волновых фронтов, а лишь технологию изготовления элементов. Принципиальная схема устройства открытого типа представлена на рисунке 1. Отметим, что большинство из входящих в его состав элементов могут быть выполнены в виде голограммных оптических элементов [1]. Поясним принцип его работы. Излучение источника 1 пропускается через спектральный фильтр 2 и направляется на генератор изображения — *LCD*. После генератора изображения излучение, пропускается через компенсатор «дисторсии», предназначенный для изменения направления распространения главных лучей изображений, сформированных с помощью генератора *LCD*. Силовая оптическая система 5 переносит сформированное с помощью генератора изображение на требуемое расстояние от наблюдателя, а комбинер 6 предназначен для обеспечения возможности одновременного наблюдения сформированного с помощью генератора виртуального изображения и изображения окружающего пространства.

В качестве основного недостатка подобных устройств можно отметить малую степень интеграции, т. е. большое число отдельно стоящих элементов, существенно усложняющую юстировку изделия на этапе его изготовления. С этой точки зрения более выигрышными являются построенные на голограммных оптических элементах устройства дополненной реальности световодного типа см., например. [2–4]. Их можно условно разделить на два типа

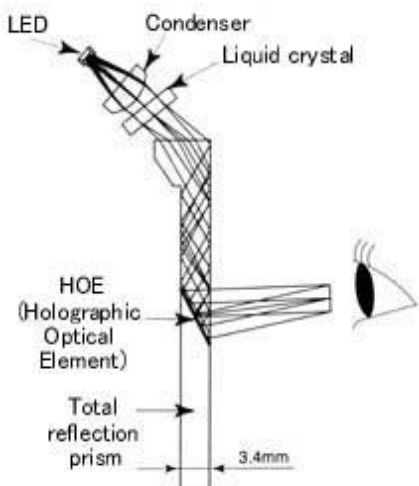


Рис. 2. Принципиальная схема устройства первого типа с одним голограммным оптическим элементом

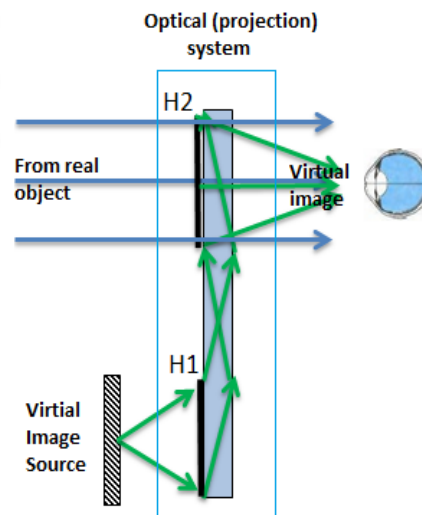


Рис. 3. Принципиальная схема устройства первого типа с двумя голограммными оптическими элементами

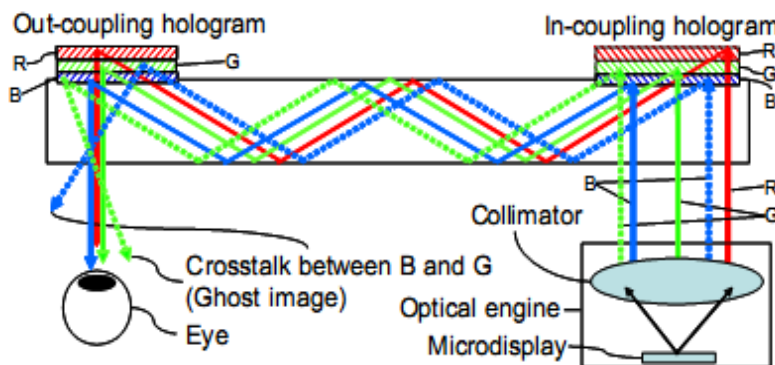


Рис. 4. Принципиальная схема цветного устройства первого типа с двумя голограммными оптическими элементами

устройств. При этом к первому типу устройств отнесем устройства, в которых световод используется лишь в качестве среды распространения излучения (см. рисунки 2–4).

Ко второму типу устройств отнесем устройства, в которых эффект полного внутреннего отражения излучения в световоде используется помимо передачи излучения еще и для синтеза выходного зрачка, позволяя при относительно малых размерах входного зрачка получать большой по площади выходной зрачок (см. рисунок 5). В устройствах, построенных по приведенным выше принципиальным схемам, информационный канал, т. е. канал наблюдения виртуального изображения, сформированного генератором, реализуется путем многократного отражения излучения на границах световода. Канал наблюдения окружающего пространства в них реализуется за счет прямого наблюдения через световод, представляющий собой плоскопараллельную пластину.

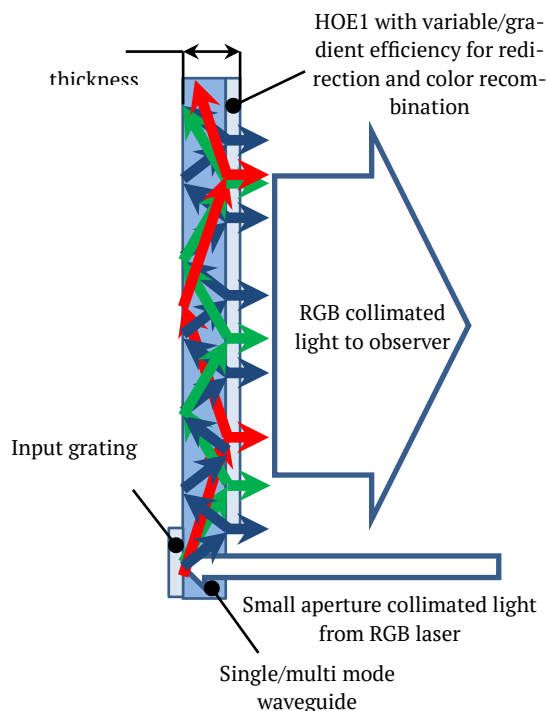


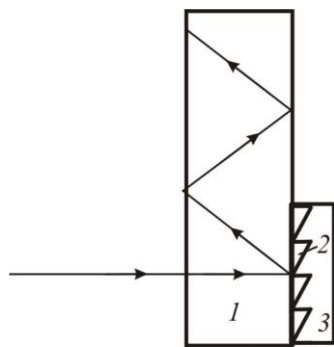
Рис. 5. Принципиальная схема цветного устройства второго типа с двумя голограммными оптическими элементами.

Конструктивно все рассматриваемые устройства состоят из следующих основных узлов: генератора изображения с источником света, оптической системы, переносящей сформированное с помощью генератора изображение на бесконечность, системы ввода излучения в световод и системы вывода излучения из световода. При этом устройства, в которых ввод и вывод излучения осуществляется с помощью голограммных оптических элементов, в отличие от устройств, подобных устройству, приведенному на рисунке 2, позволяют использовать в качестве источников излучения коммерчески легкодоступные лазерные диоды, характеризующиеся существенной зависимостью длины волны излучения от температуры диода. В устройстве, построенном по принципиальной схеме, приведенной на рисунке 2, изменение рабочей длины волны излучения приведет к смещению формируемого устройством виртуального изображения в канале наблюдения окружающего пространства [5]. В дальнейшем ограничимся лишь рассмотрением устройств, содержащих голограммные системы ввода и вывода излучения в волокно.

## 2. Принципы построения устройств дополненной реальности световодного типа с голограммными оптическими элементами

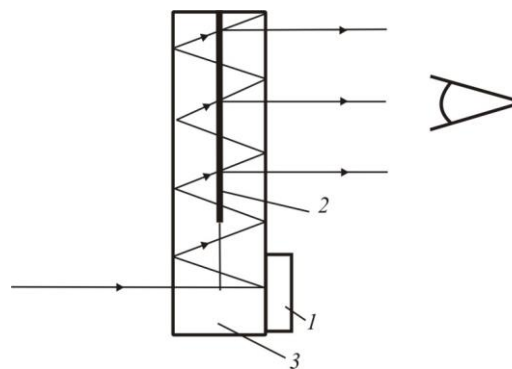
Основные принципы построения устройств дополненной реальности световодного типа сводятся к выбору голограммных систем ввода излучения в световод и вывода излучения из него и определению требований к характеристикам этих систем, к выбору метода формирования цветного изображения в информационном канале этих устройств и к определению геометрических параметров световода. Рассмотрим их, оставляя за скобками Фурье преобразующую





1 — световод, 2 — оптический клей,  
3 — подложка решетки

Рис. 6. Ввод излучения в световод с помощью дифракционной решетки с углом блеска



1 — система ввода излучения в световод,  
2 — система вывода излучения из световода,  
3 — световод

Рис. 7. Принципиальная схема устройства дополненной реальности с синтезированным выходным зрачком, состоящим из трех элементарных зрачков

оптическую систему, используемую для переноса виртуального изображения на бесконечность. При этом будем рассматривать вводимое в световод виртуальное изображение в виде пучка лучей, представляющего собой веер параллельных пучков, распространяющихся в пределах угла зрения виртуального изображения. Отметим, что максимальный угол зрения виртуального изображения для устройств световодного типа не зависит от их конструктивного исполнения и целиком определяется критическим углом полного внутреннего отражения световода. Так, для находящегося в воздухе световода из стекла с показателем преломления 1,5 критический угол полного внутреннего отражения равен  $41,8^\circ$ . Следовательно, в этом случае допустимый максимальный угол поля зрения виртуального изображения не будет превышать  $\pm 24^\circ$  при выборе угла падения главного луча пучка, соответствующего этому изображению, на поверхности световода внутри него, равного  $65,8^\circ$ .

Голограммная система ввода излучения предназначена для преобразования пучка лучей, соответствующего виртуальному изображению, из нормально падающего на световод, в пучок лучей, главный луч которого распространяется в толще световода под углом, превышающим критический угол полного внутреннего отражения. Отметим, что каждый элементарный параллельный пучок, составляющий пучок лучей, соответствующий виртуальному изображению, в толще световода должен также распространяться под углом, превышающим критический угол полного внутреннего отражения в материале световода. При использовании голограммных оптических элементов операция ввода излучения в световод может быть выполнена с помощью дифракционных, работающих на пропускание либо отражение, решеток с симметричной формой профиля и решеток с углом блеска. Кроме того, для этой цели могут быть использованы работающие на отражение фазовые брэгговские решетки, т. е. объемные фазовые голограммы. К используемым в устройствах дополненной реальности системам

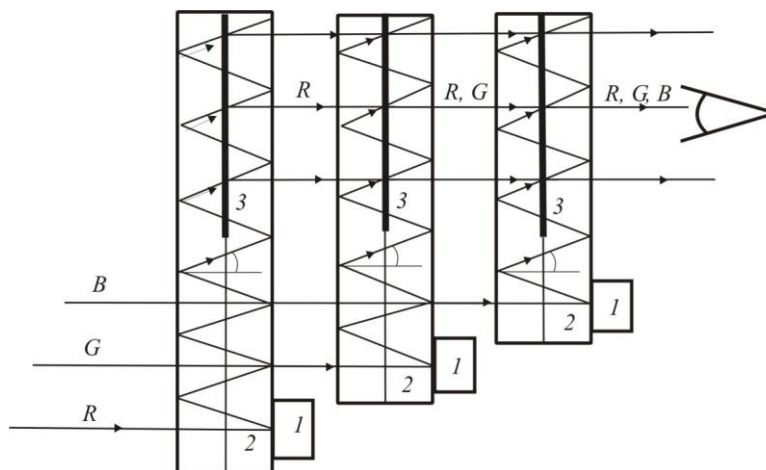
ввода излучения в световод предъявляются два основных требования. Во-первых, они должны обладать максимально возможной дифракционной эффективностью и минимальной угловой селективностью в пределах поля виртуального изображения. Относительно высокая угловая селективность брэгговских решеток и существенная сложность их изготовления не позволяют рекомендовать их для использования в системах ввода излучения в световод для устройств дополненной реальности. Дифракционные решетки с симметричной формой профиля штриха также не могут быть рекомендованы для ввода излучения в световод в устройствах дополненной реальности из-за их относительно малой дифракционной эффективности. Лучшим выбором для системы ввода излучения в световод представляется рельефно-фазовая отражательная решетка с углом блеска, приклеиваемая к задней поверхности световода (см. рисунок 5).

Система ввода излучения в световод, основанная на использовании дифракционной решетки с углом блеска обладает относительно малой угловой селективностью. Ее дифракционная эффективность может достигать 60–70 % для неполяризованного света.

Отметим, что системы ввода излучения в световод могут выполняться как на одномерных решетках, так и на скрещенных двумерных решетках. Тип решетки выбирается в зависимости от выбранного типа синтеза выходного зрачка в устройстве дополненной реальности. Если синтез выходного зрачка предполагается осуществлять по двум координатам, то решетка с углом блеска должна быть скрещенной — двумерной. Если синтез выходного зрачка предполагается лишь по одной координате, то структура решетки выбирается одномерной. С точки зрения энергетических потерь в устройстве дополненной реальности синтез зрачка предпочтительно осуществлять лишь по одной координате. Именно такие устройства и будут рассматриваться далее. Голограммная система вывода излучения из световода помимо всего прочего выполняет функции комбинера, совмещающего изображение окружающего пространства с виртуальным изображением. Это обуславливает существенное отличие требований, предъявляемых к системам ввода и вывода излучения из световода. Начнем с дифракционной эффективности. Если дифракционная эффективность системы будет велика, то из спектра изображения окружающего пространства будут удалены составляющие, соответствующие рабочей длине волны информационного канала, т. е. в этом канале будет нарушена цветопередача. Например, если информационный канал будет работать в зеленой области спектра, то изображение окружающего пространства в рассматриваемом случае приобретет пурпурный оттенок. В качестве второго негативного последствия высокой дифракционной эффективности голограммных оптических элементов, используемых для вывода излучения из световода, можно отметить относительно высокую дифракционную эффективность голограммного элемента в сопряженном рабочему порядку его дифракции. Ведь действительно, чем выше дифракционная эффективность в основном рабочем порядке дифракции голограммного элемента, тем выше она и в его сопряженном порядке [6]. Кроме того, увеличение дифракционной эффективности системы вывода излучения из световода при той же угловой

селективности голограммы приведет к увеличению интенсивности виртуального изображения, направляемого устройством дополненной реальности в сторону наблюдаемого окружающего пространства. Отметим, что голограммный элемент, осуществляющий вывод излучения из световода, восстанавливается двумя пучками, соответствующими виртуальному изображению, падающими на него с разных сторон, т. е. его восстановление осуществляется встречными пучками лучей. Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что голограммный оптический элемент, используемый в устройстве дополненной реальности для вывода излучения из световода, должен обладать угловой селективностью и относительно невысокой дифракционной эффективностью. Наиболее полно этим требованиям удовлетворяют пропускающие фазовые голограммные решетки с объемными свойствами. Например, пропускающие голограммные решетки, выполненные на коммерчески доступных слоях голографической фотоэмульсии толщиной 3–5 мкм методом «желатины, сенсibilизированной серебром» [7]. При этом требуемая дифракционная эффективность системы вывода излучения определяется допустимой неравномерностью интенсивности виртуального изображения по апертуре выходного зрачка устройства дополненной реальности и числом элементарных зрачков, составляющих синтезированный выходной зрачок устройства дополненной реальности. Так, если считать допустимой  $\pm 10\%$  неравномерность интенсивности виртуального изображения в выходном зрачке и положить, что выходной зрачок формируется из трех элементарных зрачков, то требуемую дифракционную эффективность системы вывода изображения из световода можно положить равной 5–7 %. На рисунке 7 приведена принципиальная схема устройства дополненной реальности с синтезированным выходным зрачком, состоящим из трех элементарных зрачков. В нем световод выполнен клеенным из двух стеклянных пластин, одна из которых представляет собой подложку голограммной решетки.

Здесь необходимо отметить, что использование синтеза выходного зрачка обуславливает ужесточение требований к плоскопараллельности стеклянной пластины, используемой в качестве световода. Так, если положить допуск на разрешающую способность устройства дополненной реальности равным  $2'$ , то при синтезе зрачка из трех элементарных зрачков допуск на непараллельность поверхностей световода составит  $20''$ . Расположение системы вывода излучения из световода внутри него позволяет защитить структуру голограммного элемента от механических повреждений. Использование при фотохимической обработке голограммных решеток в процессе их изготовления способа «желатины, сенсibilизированной серебром» обеспечивает полное отсутствие серебра и его солей в изготовленной решетке и тем самым предотвращает возможность снижения коэффициента пропускания голограммного элемента под воздействием ультрафиолетового излучения. Отметим, что по требованиям технических заданий на устройства дополненной реальности интегральный коэффициент пропускания системы вывода излучения из световода в канале наблюдения окружающего пространства в видимом диапазоне спектра не должен быть менее 85 %. Использование низкоэффективных, с дифракционной эффективностью, не превышающей 7 %, голограммных решеток для вывода излучения из световода и широкополосных просветляющих оптических покрытий на



1 — система ввода излучения в световод, 2 — световод, 3 — система вывода излучения

Рис. 8. Метод формирования цветного изображения в устройствах дополненной реальности, основанный на использовании своего световода для каждой спектральной компоненты изображения

рабочих поверхностях световода обеспечивают это требуемое значение коэффициента пропускания голограммного элемента.

В рассмотренных ранее принципиальных схемах устройств дополненной реальности, представленных на рисунках 4 и 5, цветное виртуальное изображение предлагается формировать до этапа ввода излучения в световод. Использование одного световода для всех трех составляющих цветное изображение пучков лучей приводит к ограничению поля формируемого виртуального изображения. Дело в том, что изменение длины волны поступающего в световод излучения при неизменных пространственных частотах систем ввода и вывода излучения приведет к изменению угла падения на границы световода каждой из его хроматических составляющих и, тем самым, приведет к уменьшению допустимого угла поля виртуального изображения. Этого можно избежать, используя для каждой основной хроматической компоненты цветного виртуального изображения свои световод и системы ввода и вывода изображения. На рисунке 8 приведена схема, поясняющая предлагаемый метод формирования цветного виртуального изображения. Отметим, что предлагаемый метод обуславливает довольно-таки высокие требования, предъявляемые к параллельности главных лучей пучков, соответствующих виртуальным изображениям, в R, G, B каналах и к параллельности расположения пластин, используемых в качестве световодов.

### Заключение

Рассмотрены принципы построения и ключевые технологии устройств дополненной реальности световодного типа с голограммными и дифракционными оптическими элементами. Даны и обоснованы рекомендации по выбору типа и характеристик используемых в их составе голограммных структур.

### Список источников

- [1] **Путилин, А. Н.** Голографические оптические элементы в устройствах виртуальной реальности / А. Н. Путилин, А. В. Морозов, В. В. Дружин // Мир Голографии. — 2017. — Том 3. — № 1. — С. 35.
- [2] **Mukawa, H.** A full-color eyewear display using planar waveguides with reflection volume holograms / H. Mukawa, K. Akutsu, I. Matsumura, S. Nakano, T. Yoshida, M. Kuwahara, K. Aiki // J. Soc. Info. Disp. — 2009. — № 17. — P. 185–193.
- [3] **Патент № 2016 028 828 WO.** AI Head-mounted display with electrochromic dimming module for augmented and virtual reality perception / C. Bell. — Оpubл. 25.02.2016.
- [4] **Kasai, I.** A practical see-through head mounted display using a holographic optical element / I. Kasai, Y. Tanuiri, T. Endo, H. Ueda // Optical review. — 2001. — Vol. 8. — № 4. — P. 241–244.
- [5] **Корешев, С. Н.** Оптические системы голографических коллиматорных прицелов / С. Н. Корешев, М. К. Шевцов // Оптический журнал — 2015. — Том 82. — № 9. — С. 22–28.
- [6] **Корешев, С. Н.** Анализ интенсивности ложных изображений, формируемых объемными голограммными оптическими элементами / С. Н. Корешев, Г. Б. Семенов // Оптика и спектроскопия. — 1986. — Том 60. — № 1. — С. 148–151.
- [7] **Belendez, A.** High-efficiency silver-halide sensitized gelatin holograms with low adsorption and scatter / A. Belendez, C. Neipp // Journal of modern optics. — 1998. — Vol. 45. — № 10. — P. 1985–1992.

### 13. Трехмерная лазерная запись на структуре аморфный кремний/алюминий интерференционного фильтра

А. А. Кутанов<sup>1</sup>, Н. Сыдык уулу<sup>1</sup>, И. А. Снимщиков<sup>1</sup>, З. М. Казакбаева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики им. академика Ж. Ж. Жеенбаева Национальной Академии наук, Бишкек, Кыргызская Республика

<sup>2</sup> Кыргызско-Турецкий университет Манас, Бишкек, Кыргызская Республика

Отлажена технология нанесения однородных пленок аморфного кремния различной толщины методом магнетронного нанесения на предварительно нанесенный тонкий слой алюминия на стеклянную подложку с получением интерференционного фильтра. Представлены результаты трехмерной лазерной записи изображений на структуре аморфный кремний/алюминий интерференционного фильтра сфокусированным излучением одномодового полупроводникового лазера с  $\lambda = 405$  нм. Прямая лазерная запись проводилась на пленки аморфного кремния при изменении глубины фокуса записи в объеме регистрирующей среды. При локальном воздействии сфокусированным излучением на слой аморфного кремния наносекундными импульсами происходит его переход в поликристаллическое состояние с увеличением объема. За счет рассеяния света на лазерно-индуцированных микроструктурах на лазерной записи и различной фазы рассеянных волн визуально можно наблюдать трехмерные сцены. Предложенный способ трехмерной лазерной записи на слое аморфного кремния a-Si привлекателен для создания 3D системы лазерной записи изображений и дот голограмм.

*Ключевые слова:* Трехмерная лазерная запись, пленка аморфного кремния, Blu Ray лазер, Рэлеевское рассеяние, Точечные голограммы, 3D принтер.

*Цитирование:* Кутанов, А. А. Трехмерная лазерная запись на структуре аморфный кремний/алюминий интерференционного фильтра / А. А. Кутанов, Н. Сыдык уулу, И. А. Снимщиков, З. М. Казакбаева // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 73–77.

#### Введение

Прямая лазерная запись на слое аморфного кремния является привлекательной для записи дифракционных структур без мокрой химической обработки, и открывает новые возможности изготовления дифракционных структур с использованием лазерного записывающего устройства [1, 2, 4]. Один из простых применений дифракционных структур — это антиотражающие покрытия на основе субволновых решеток [3] с периодом около половины длины волны света. Применение сканирующих систем лазерной записи дифракционных элементов или голографического принтера [1–2, 5], формирующих дифракционные структуры путем последовательной записи небольших фрагментов или ячеек, привлекательно для получения дифракционных структур, дот матрикс голограмм, создания микро- и наноструктур с помощью лазерного излучения. С помощью разработанного устройства [5] микроструктурирование поверхности осуществляется путем последовательной записи микрорешеток, сформированных

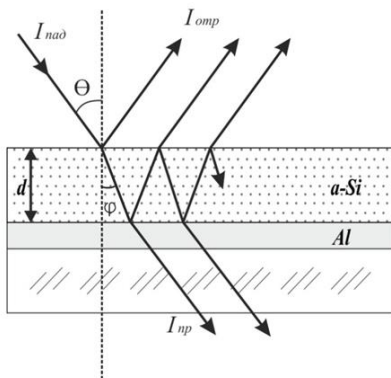


Рис. 1. Структура интерференционного фильтра со слоями a-Si и Al на стеклянной подложке

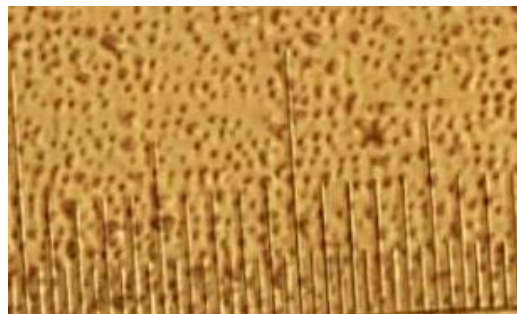


Рис. 2. Фотография микроструктуры записи сфокусированным лазерным излучением с  $\lambda = 405$  нм на двухслойной структуре a-Si/Al интерференционного фильтра в желтой области спектра с размером элементов 5–10 мкм

интерференцией двух когерентных сфокусированных лазерных пучков и регистрацией в записывающей среде.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование возможностей трехмерной лазерной записи в двухслойной структуре пленок a-Si/Al под действием наносекундных импульсов сфокусированного лазерного излучения. Исследование возможностей использования пленок аморфного кремния в качестве трехмерной среды для прямой лазерной записи и создания 3D системы лазерной записи.

### 1. Интерференционные фильтры со слоем a-Si и прямая запись на них Blu Ray лазером

Получены интерференционные спектральные фильтры на пленках аморфного кремния, структура которых приведена на рисунке 1. Толщина пленки аморфного кремния  $d$  определяет центральную длину волны полосы пропускания такого фильтра. Для лучшей визуализации записанных изображений были получены фильтры с полосой пропускания в зелено-желтой области спектра. Интерференционные фильтры на пленках аморфного кремния отражают часть спектра падающего излучения, благодаря явлению многолучевой интерференции в тонких диэлектрических плёнках. Исследована прямая лазерная запись на пленки a- кремния лазерным экспонирующим излучением с длиной волны  $\lambda = 405$  нм (Blu Ray лазера).

Для исследования прямой лазерной записи полупроводниковым лазером на аморфном кремнии использовался одномодовый Mitsubishi 120mW лазер. Лазерный луч коллимировался с помощью асферической линзы после лазера, а затем он фокусировался микрообъективом на носитель записи и производилась запись микроструктур размером 5–10мкм. Длительность лазерных импульсов и их частота контролировалась от компьютера. На рисунке 2а) приведена фотография записанной с помощью одномодового Blu-Ray лазера на слое a- Si интерференционного фильтра латинской буквы Н специально для конференции HOLOEXPO.

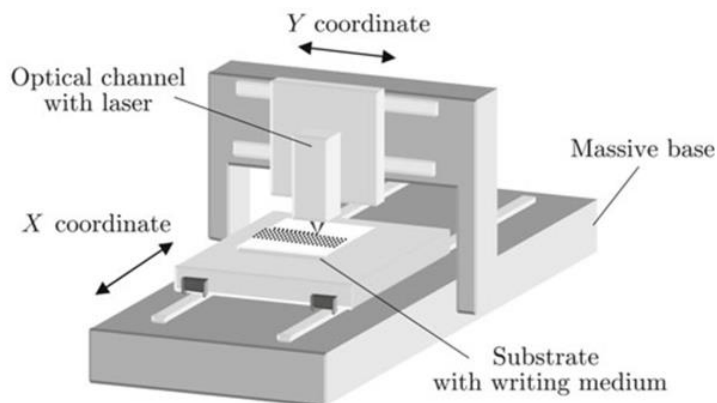


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

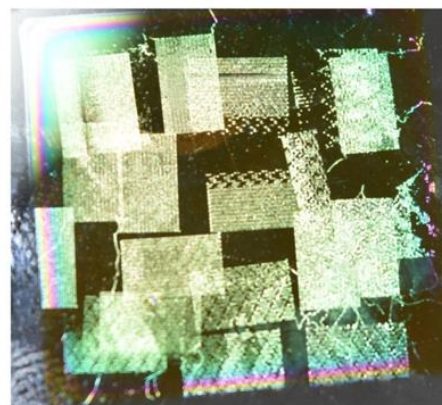


Рис. 4. Фотография 3D изображения, записанного на структуре a-Si/Al

При воздействии сфокусированным лазерным излучением на слой a-Si происходит локальное изменение пропускания и коэффициента преломления среды, формирование рельефа (рисунок 2б). Таким образом, в месте воздействия лазерного излучения на слой a-Si интерференционного фильтра происходит нарушение действия многолучевой интерференции и тем самым появляется возможность записи контрастного изображения на фоне цвета фильтра (рисунок 2а).

Измерение записанного рельефа на рисунке 2б показывает, что при взаимодействии лазерного излучения на пленку аморфного кремния формируется рельеф высотой 30–100 нм. Недостатками использованного для экспериментов полупроводникового лазера являются: зависимость качества лазерного пучка от тока накачки и малая длина когерентности.

## 2. Эксперименты по трехмерной лазерной записи на двухслойной структуре аморфного кремния/алюминий.

Эксперименты по трехмерной лазерной записи проводились на пленках аморфного кремния толщиной 0,5–1 мкм, полученных методом магнетронного нанесения. Для повышения контраста записываемого изображения в отраженном свете проводилась, также, запись на пленки аморфного кремния, нанесенные на тонкий металлический слой, предварительно нанесенный на стеклянную подложку с образованием интерференционного фильтра, [4, 6].

На рисунке 3 представлена схема экспериментальной установки. Для прямой записи на аморфном кремнии использовался одномодовый полупроводниковый лазер с  $\lambda = 405$  нм мощностью 120 мВт. Лазерный пучок коллимировался асферической линзой, а затем фокусировался микрообъективом на регистрирующую среду. Глубина фокуса изменялась для записи отдельных фрагментов изображения. Перетяжка формируемого лазерного пучка позволяла сохранять необходимую плотность энергии записи на аморфном кремнии. Компьютер контролировал длительность лазерных импульсов, их частоту, и движение координатного стола. Для прямой лазерной записи использовались пленки аморфного кремния различной толщины  $\approx 0,5$ –2 мкм.





а) изображение в первом порядке      б) изображение в нулевом порядке

Рис. 5. Фотографии изображения двух букв Н, записанной на поверхности (слева) и в объеме слоя аморфного (справа), и снятых в первом (а) и нулевом (б) порядке отраженного света



Рис. 6. Фотография трех букв Н записанных с различной глубиной фокуса в среде

При взаимодействии сфокусированного лазерного луча на слой а-Si происходит с локальной кристаллизацией и формированием рельефной структуры [2, 6]. За счет рассеяния Рэлея на элементах трехмерной лазерной записи, можно визуально наблюдать трехмерное изображение за счет различной фазы рассеянных волн от фрагментов записи на разной глубине регистрирующей среды (рисунок 4) для источника света со сплошным спектром.

Визуально наблюдается одно изображение над другим (рисунок 4) для прямой лазерной записи в толстых пленках аморфного кремния. Интенсивность рассеянного света пропорциональна концентрации плотности точечных элементов записи ( $\approx N$ ) за счет рассеяния Рэлея.

На рисунке 5 приведены фотографии изображения буквы Н, записанной на поверхности (слева) и в глубине слоя аморфного (справа), снятых в первом (рисунок 5а) и нулевом (рисунок 5б) порядке отраженного света.

При наблюдении в нулевом порядке отраженного света от поверхности слоя аморфного кремния изображение, записанное в глубине слоя аморфного кремния, становится скрытым. Таким образом, регистрация изображения в глубине слоя аморфного кремния может использоваться в качестве скрытого изображения для применений в области защиты от копирования.

Благодаря высокому разрешению записи с изменением показателя преломления и отсутствию мокрой химической обработки, прямая лазерная запись на пленках аморфного кремния является привлекательной для записи дифракционных структур, создания микро- и наноструктур с помощью сфокусированного лазерного излучения.

### Заключение

Экспериментально показаны возможности использования пленок аморфного кремния с алюминиевым подслоем в качестве трехмерной среды для оптической лазерной записи. Отлажена технология нанесения однородных пленок аморфного кремния различной толщиной 0,5–2 мкм методом магнетронного нанесения и с вращающимся магнитным полем. Представлены результаты трехмерной лазерной записи изображений в объеме слоя аморфного кремния. Предложенный способ трехмерной лазерной записи на а-Si привлекателен для создания 3D принтера с записью изображений и дот матрикс голограмм

Это делает привлекательным использование прямой лазерной записи на аморфном кремнии для приложений, обеспечивающих защиту от копирования. Прямая лазерная запись на слое а-Si интерференционного фильтра одномодовым Blu Ray лазером  $\lambda=405\text{нм}$  позволяет получать запись контрастных изображений. Разработанное устройство для записи дифракционных элементов и технология прямой записи на пленках аморфного кремния могут быть использованы для записи 3D изображений, дифракционных и голограммных структур.

### Список источников

- [1] **Poleshchuk, A. G.** Microstructuring of optical surfaces: Technology and device for direct laser writing of diffractive structures / A. G. Poleshchuk, A. A. Кутанов, et al. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. — 2010. — Vol 46. — № 2. — P. 171–180.
- [2] **Кутанов, А. А.** Исследование лазерной записи на пленках аморфного кремния для интерференционной литографии / А. А. Кутанов, И. А. Снимщиков, Н. Сыдык уулу // Журнал: Доклады НАН КР, — 2015. — № 2. — С. 19–26 с.
- [3] **Schopf, R. E.** Antireflective Submicrometer Surface-Relief Gratings for Solar Applications / R. E. Schopf, T. Hultsch, J. Lotz, et al. // Solar Energ. Mater. Solar Cells. — 1998. — Vol. 54. — № 1. — P. 333–342.
- [4] **Kutanov, A.** Direct Laser Recording on Amorphous Silicon Film / A. Kutanov, I. Snimshikov, N. Sydyk uulu // Physics Procedia. — 2015. — Vol. 73. — P. 82–86.
- [5] **Евраз. патент № 007874.** Устройство для записи дифракционных элементов / А. Г. Полещук, А. А. Кутанов, В. П. Бесмельцев, И. А. Снимщиков, — Оpubл.Бюл. № 1
- [6] **Kutanov, A.** Interference filter with amorphous silicon layer and direct laser recording on it / A. Kutanov, N. Sydyk uulu, I. Snimshikov, Z. Kazakbaeva // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 737. — № 1.

## 14. Фотоиндуцированные процессы и импульсная запись динамических голограмм в кристаллах силиката и титаната висмута

А. Л. Толстик<sup>1</sup>, И. Г. Даденков<sup>1</sup>, Ю. И. Миксюк<sup>2</sup>, К. А. Саечников<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup> Белорусский государственный педагогический университет, Минск, Республика Беларусь

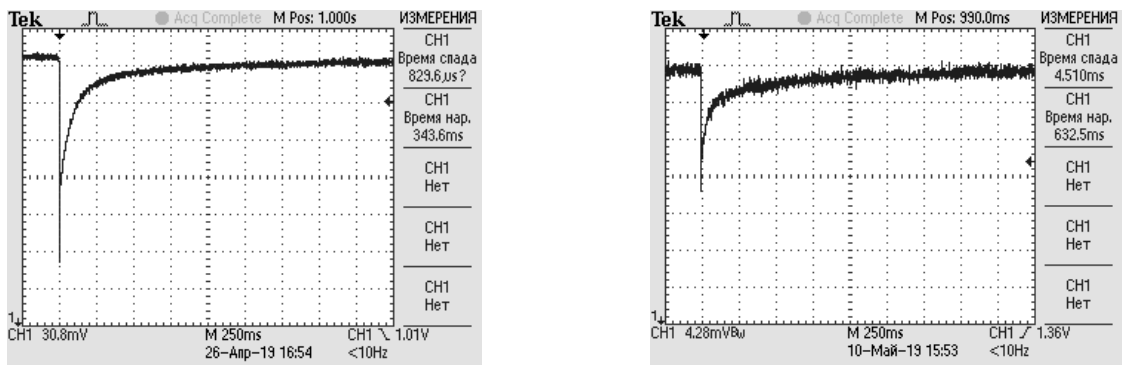
Проанализированы фотоиндуцированные процессы в кристаллах силиката и титаната висмута при записи динамических голограмм лазерными импульсами наносекундной длительности. Установлены два механизма динамики наведенного поглощения и записи динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах, связанных с заселением коротко- и долгоживущих ловушечных уровней с временами жизни, отличающимися на несколько порядков. Показано, что вклад каждого механизма при формировании голограмм существенно зависит от интенсивности лазерного излучения, при этом появляется возможность оптического управления временем релаксации динамических голограмм в диапазоне от сотни микросекунд до нескольких секунд.

*Ключевые слова:* Динамические голограммы, Фоторефрактивные кристаллы, Силлениты.

*Цитирование:* Толстик, А. Л. Фотоиндуцированные процессы и импульсная запись динамических голограмм в кристаллах силиката и титаната висмута / А. Л. Толстик, И. Г. Даденков, Ю. И. Миксюк, К. А. Саечников // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 78–81.

Интерес к фоторефрактивным кристаллам семейства силленитов (силикат висмута —  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , титанат висмута —  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , германат висмута —  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ) обусловлен возможностью записи динамических голограмм при использовании, как непрерывного (на уровне милливатт и микроватт), так и импульсного (мегаватты) лазерного излучения [1–5]. Столь широкий диапазон интенсивностей определяет весьма разнообразные области использования кристаллов семейства силленитов: адаптивная интерферометрия, оптическая запись, хранение и обработка информации, оптические датчики, системы управления лазерными пучками и усиления оптических сигналов и изображений. Фотондуцированные процессы приводят к перераспределению электронов по многочисленным дефектным центрам, имеющим разнообразную природу возникновения и характеристики, при этом запись динамических голограмм может определяться как локальным механизмом нелинейности, связанным с заселением различных уровней, так и нелокальным механизмом, определяемым диффузией электронов в зоне проводимости и последующей рекомбинацией с переходом на короткоживущие или долгоживущие ловушечные уровни, а также в валентную зону.

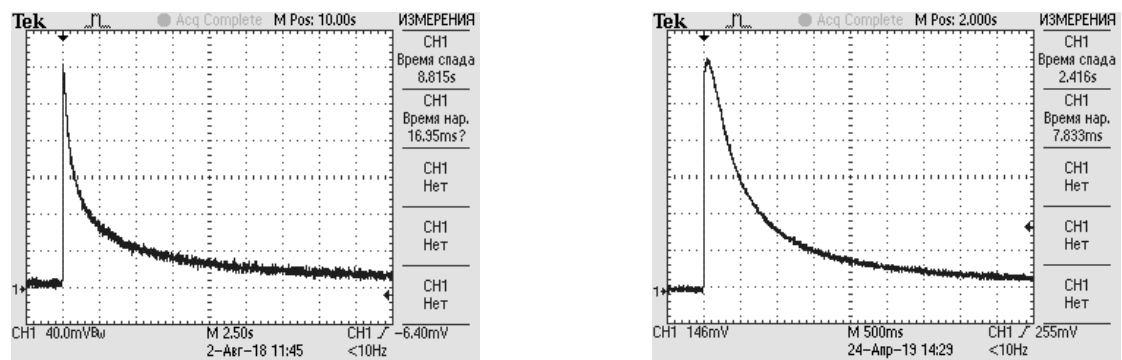
В настоящей работе приведены результаты исследования фотоиндуцированных процессов, приводящих к записи динамических голограмм в кристаллах семейства силленитов со



а) BSO (силикат висмута)

б) BTO (титанат висмута)

Рис. 1. Осциллограмма прошедшего излучения при интенсивности 10 МВт/см<sup>2</sup>



а) BSO (силикат висмута)

б) BTO (титанат висмута)

Рис. 3. Осциллограмма дифрагированного излучения при интенсивности 2 МВт/см<sup>2</sup>

сложной структурой дефектных центров. Проанализирована как динамика фотоиндуцированного поглощения, так и динамика формирования и релаксации голографических решеток в условиях возбуждения наносекундными лазерными импульсами.

Исследование динамики изменения коэффициента поглощения, динамики формирования и релаксации голографических решеток в кристаллах силиката и титаната висмута проводилось с использованием излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате (вторая гармоника) на длине волны  $\lambda = 532$  нм с длительностью импульса 20 нс. Использовалась схема записи пропускающих решеток при интенсивностях лазерного излучения в диапазоне от 1 до 40 МВт/см<sup>2</sup>. В качестве зондирующего пучка использовалось излучение гелий-неонового лазера на длине волны  $\lambda = 632,8$  нм, которое при считывании объемных голографических решеток направлялось на кристалл под углом Брегга. Система регистрации на основе кремниевого p-i-n-фотодиода и цифрового осциллографа позволяла отслеживать изменения интенсивности прошедшего и дифрагированного световых пучков.

Проведенные экспериментальные исследования позволили определить степень затемнения фоторефрактивного кристалла, динамику изменения коэффициента поглощения, а также времена формирования и релаксации динамических решеток в зависимости от интенсивности возбуждающего излучения. Типичные осциллограммы для прошедшего светового пучка для кристаллов силиката и титаната висмута представлены на рисунках 1 и 2. Видно, что прошедший пучок имеет минимальную интенсивность практически сразу после

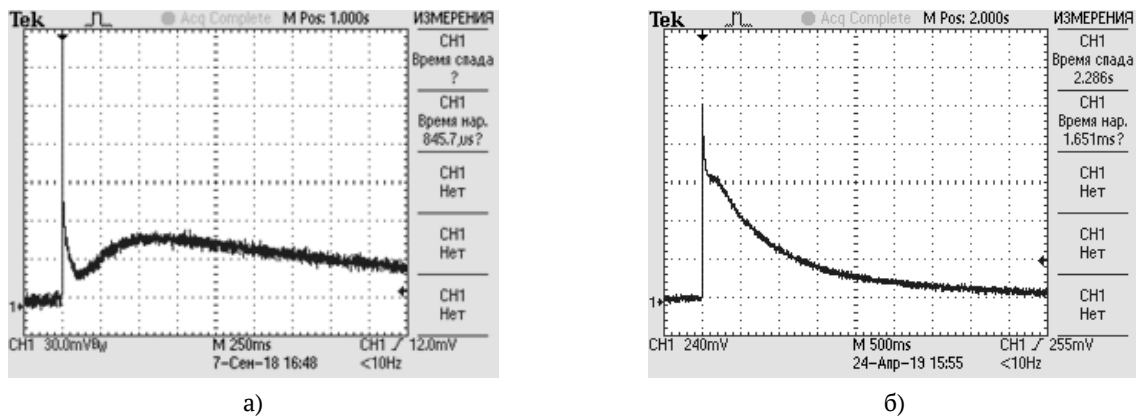


Рис. 4. Осциллограмма дифрагированного излучения при интенсивности 10 МВт/см<sup>2</sup>

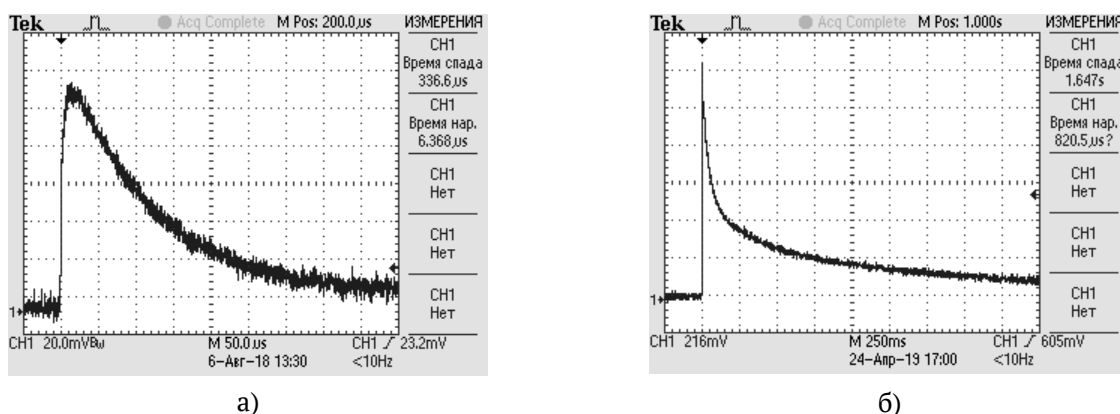


Рис. 5. Осциллограмма дифрагированного излучения при интенсивности 20 МВт/см<sup>2</sup>

прохождения лазерного импульса, затем интенсивность пучка возвращается к первоначальному значению в течение нескольких сотен миллисекунд.

В результате компьютерной обработки измеренных кинетических зависимостей показана возможность описания процесса релаксации фотоиндуцированного поглощения с использованием двух подуровней с разными временами жизни. Релаксация с короткоживущего уровня описывается экспоненциальной функцией и время релаксации порядка миллисекунд, релаксация с долгоживущего уровня описывается гиперболой с характерным временем в несколько десятков миллисекунд.

Динамика формирования и релаксации динамических решеток иллюстрируется на рисунках 3–5. Видно, что при сравнительно небольших интенсивностях ( $\approx$  МВт/см<sup>2</sup>) дифрагированный пучок имеет максимальную интенсивность практически сразу после прекращения записи голограммы, затем интенсивность пучка падает до нуля в течение нескольких секунд. В то же время, при интенсивностях ( $\approx$  10 МВт/см<sup>2</sup>) проявляется быстрая компонента с временем жизни порядка сотни микросекунд для кристаллов силиката висмута и десятки миллисекунд для титаната висмута.

Следует отметить, что наблюдаемые закономерности сохраняются для различных кристаллов силиката или титаната висмута, однако значения интенсивностей, при которых проявляется запись коротко- и долгоживущих решеток, зависят от выбранного образца и предыстории оптической засветки, которая влияет на исходное заселение ловушечных уровней.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили определить основные закономерности фотоиндуцированного поглощения и записи динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах силиката и титаната висмута при импульсном возбуждении. Выявлены два механизма, связанные с заселением коротко- и долгоживущих ловушечных уровней с временами жизни, отличающимися на несколько порядков. Показано, что вклад каждого механизма при формировании голограмм существенно зависит от интенсивности лазерного излучения. При сравнительно небольших интенсивностях, меньших либо порядка МВт/см<sup>2</sup>, фоторефрактивный отклик среды определяется долгоживущими ловушками с временами релаксации на уровне секунд. При интенсивностях, превышающих 10 МВт/см<sup>2</sup> определяющую роль играют короткоживущие ловушки с временем жизни порядка 100 мкс для кристаллов силиката висмута и 10 мс для титаната висмута. При этом количественные значения интенсивностей, при которых преимущественно заселяются коротко- и долгоживущие ловушечные уровни, зависят от конкретного образца. Такая зависимость объясняется наличием в кристаллах силленитов плохо контролируемых примесей и дефектов, обеспечивающих проявление фоторефрактивного отклика и существенно влияющих на положение и вероятности заселения ловушечных уровней.

### Список источников

- [1] **Hermann, J. P.** Nanosecond four-wave mixing and holography in BSO crystals / J. P. Hermann, J. P. Herriau, J. P. Huignard // *Applied Optics*. — 1981. — Vol. 20. — P. 2173–2174.
- [2] **Jones, D. C.** Competition between subharmonic and signal beams for photorefractive gain in BSO with two pump beams / D. C. Jones, S. F. Lyuksyutov, L. Solyman // *Applied Physics B*. — 1991. — Vol 52. — P. 173–175.
- [3] **Partanen, J. P.** Comparison between holographic and transient-photocurrent measurements of electron mobility in photorefractive Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> / J. P. Partanen, P. Nouchi, J. M. C. Jonathan, R. W. Hellwarth // *Physical Review B*. — 1991. — Vol. 44. — P. 1487–1491.
- [4] **Murillo, J. G.** Photorefractive grating dynamics in Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> using optical pulses / J. G. Murillo // *Optics Communications*. — 1999. — Vol. 159. — P. 293–300.
- [5] **Stankevich, A. V.** Photoinduced absorption in bismuth titanate crystals on nano- and picosecond excitation / A. V. Stankevich, A. L. Tolstik, H. K. Haider // *Technical Physics Letters*. — 2011. — Vol. 37. — P. 746–749.

## 15. Оптические корреляторы изображений: история и современное состояние

*Р. С. Стариков*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

*Цитирование: Стариков, Р. С.* Оптические корреляторы изображений: история и современное состояние / Р. С. Стариков // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 82–90.

### Введение

55 лет назад А. Вандер Люгт предложил голографический способ получения кросскорреляционной функции двух изображений в когерентной оптической системе с фильтрацией в плоскости пространственных частот [1]. Безусловными основаниями предложенного способа явились эксперименты, поставленные Э. Аббе и А. Портером [2, 3] на рубеже XIX-го и XX-го веков и заложившие основы применения методов пространственной фильтрации в оптике. Кроме того, к тому моменту в мировой практике был накоплен значительный опыт в области оптических систем с пространственной фильтрацией и применение таких методов к решению задач обработки сигналов активно обсуждалось [4–6]. В основе способа лежат два положения: способность линзы осуществлять Фурье преобразование светового поля и свойство преобразования Фурье, описываемое теоремой об автокорреляции. Соответствующий оптический Фурье-процессор получил название коррелятор Вандер Люгта или  $4f$ -коррелятор. Некоторое время спустя, был предложен альтернативный метод [7, 8], основанный на голографировании совместного пространственного спектра двух изображений, Фурье преобразование которого содержит кросскорреляционную функцию исходных изображений, соответствующая система получила название коррелятор совместного преобразования или, впоследствии,  $1f$ -коррелятор. Оба типа систем, позднее, были обобщены для случаев некогерентного освещения [9–11]. С момента появления идеи и до наших дней в мире исследованы сотни вариантов реализации оптических корреляторов изображений, более того некоторые системы имели пусть и ограниченное, но практическое применение. Интерес к исследованию и практической реализации оптических (оптоэлектронных, дифракционных, голографических, оптико-цифровых и т. д., используются различные термины) корреляторов, не снижающийся на протяжении пяти с половиной десятилетий, обусловлен надеждой получить высокую скорость корреляционной обработки (то есть фактически высокую скорость счёта) за счёт параллелизма оптических систем. На каждом этапе развития средств и техники реализации оптических устройств эта надежда имела адекватное своему времени обоснование, определявшее и сам облик создававшихся оптических корреляторов и систем на их основе. В данном докладе кратко рассматриваются и обсуждаются в развитии основные аспекты реализации оптических корреляторов в течение нескольких этапов, выделенных по идеологии и уровню развития техники.

## 1. Фундаментальные аспекты реализации оптических корреляторов

Практически сразу после первых экспериментов 60-х годов стали ясны проблемы реализации оптических корреляторов, а именно:

- 1) необходимость в средствах оперативного ввода изображений,
- 2) необходимость оперативного голографирования совместного спектра в случае коррелятора совместного преобразования или
- 3) оперативной реализации фильтра (фактически голограммы Фурье) в схеме Вандер Люгта и
- 4) необходимость оперативной фиксации и обработки сформированной корреляционной функции.

Без преувеличения можно констатировать, что вся дальнейшая история развития оптических корреляторов обусловлена поисками решения перечисленных проблем, то есть созданием адекватных средств модуляции и детектирования двумерных световых сигналов, а также обеспечением совместной работы коррелятора с другими частями информационной системы, в составе которой он используется. В отношении последнего обстоятельства следует определить оптический коррелятор как специализированный процессор, выполняющий однотипную операцию, несмотря на неоднократно предпринимавшиеся попытки расширить функциональность систем на основе корреляторов. Уже в 70-е годы стало ясно, что вычисления в схемах оптических корреляторов изображений выполняются не «со скоростью света», а со скоростью, определяемой временами срабатывания устройств, осуществляющих ввод изображений и фильтров и вывод результирующих распределений системы. В настоящее время, для наиболее корректного сравнения с другими вычислительными средствами, эквивалентная скорость вычислений оптического коррелятора может быть оценена путём учёта времени срабатывания системы и числа вычислительных операций, необходимых для подсчёта быстрого преобразования Фурье в цифровой вычислительной системе и равного  $aM \log_2 M$ , где  $a$  — константа, зависящая от варианта алгоритма и лежащая на практике в пределах от 3 до 20,  $M$  — число отсчётов обрабатываемого сигнала; удобными также представляются оценки пропускной способности устройства. В следующем разделе рассматриваются этапы развития оптических корреляторов — вплоть до наших дней, в качестве литературных источников по работам до 90-х годов включительно использованы компиляции оригинальных работ, изданные обществом SPIE [12, 13].

## 2. Этапы развития оптических корреляторов

### 1960-е: оптические системы

На данном, первом этапе развития не имелось возможности реализовать сколь-нибудь оперативную работу коррелятора, потому что фактически не существовало средств оперативной модуляции света. Представлялись реализуемыми системы на основе фотоплёнки для ввода изображений с голографической записью и, в лучшем случае, с телевизионной регистрацией



выходного сигнала. Однако уже в 1966 году были продемонстрированы революционные результаты Б. Брауна и А. Ломана по численному синтезу голографических фильтров [14], открывшие перспективы применения методов компьютерной голографии на последующие десятилетия, находящие всё большее применение по мере развития средств пространственно-временной модуляции света. В 1969 году Д. Колфилд и В. Мелуни предложили идею составного фильтра для коррелятора Вандер Люгта [15], получившую в дальнейшем весьма разнообразные воплощения. Таким образом, уже на начальном этапе развития систем оптической корреляционной обработки изображений были сформулированы все основные принципы и идеи их реализации.

### **1970-е — 1980-е: оптоэлектронные системы**

В этот период достигнут значительный прогресс в создании оптоэлектронной элементной базы в целом. Существенно улучшились характеристики телевизионных систем, в том числе на основе ФПЗС, а также появились первые возможности цифровой обработки видеоданных. Бурное развитие получили технологии пространственно-временных модуляторов света (ПВМС). С 1978 года коммерчески доступны светоуправляемые ПВМС типа ФП-ЖК (позднее МДП-ЖК), эти устройства стали первыми практичными устройствами, пригодными для оперативного голографического ввода. В середине 70-х годов появляются первые матричные ЖК ПВМС, в середине 80-х такие ЖК ПВМС стали коммерчески широко доступны. Исследуются возможности создания и применения магнитооптических (МО), акустооптических (АО), микрорезеркальных (МЗ) ПВМС. Также в этот период активно исследуются оперативные голографические среды, такие как фоторефрактивные кристаллы (ФРК), фотополимеры, термопласт и пр. Такое развитие элементной базы обусловило появление значительного количества экспериментальных реализаций оптических корреляторов, предназначенных для оперативного анализа изображений и учитывающих в своей идеологии особенности применяемого средства модуляции света [12, 13]. Одновременно развивается подход, заключающийся в применении в качестве фильтра в схеме Вандер Люгта толстослойной мультиплексной голограммы и в трактовке такого устройства в качестве ассоциативной памяти. Ко второй половине 70х годов стали очевидны фундаментальные ограничения метода корреляционного распознавания, связанные с деградацией корреляционного пика, обусловленной различными дестабилизирующими факторами, такими как изменение ракурса, освещённости, размера и т. п. распознаваемого объекта. В 1980 году Ч. Хестер и Д. Кейсесент представили метод синтеза составного корреляционного фильтра [16], обеспечивающий инвариантность распознавания к различным дестабилизирующим факторам, подобная идеология быстро сформировала достаточно обширную область исследований, посвящённых синтезу и реализации инвариантных корреляционных фильтров. Вне всякого сомнения, можно утверждать, что именно период 70-х — середины 80-х годов явился «золотым веком» исследований в рассматриваемой

области, замечательным результатом которого явилось появление ряда компактных, портативных, нацеленных на практическое применение реализаций оптоэлектронных систем на базе оптических корреляторов [12, 13, 17, 18].

### **1980-е — 2000-е: оптико-цифровые системы**

Лавинообразное развитие цифровой техники в конце 70-х — первой половине 80-х годов привело к пониманию необходимости интеграции оптоэлектронных и цифровых устройств, как магистрального пути развития [17]. Можно сказать, что уже в конце 80-х годов наиболее передовым классом оптоэлектронных систем стали оптико-цифровые системы. Термин «оптико-цифровой коррелятор» становится широко употребим. Предыдущий накопленный опыт, в том числе практической реализации систем, алгоритмов синтеза инвариантных фильтров, а также быстрый прогресс в области ПВМС и цифровых фотокамер на рубеже 80-х и 90-х годов обосновывали самые оптимистичные прогнозы относительно широкого применения оптических корреляторов в ближайшей перспективе [18]. К середине 90-х годов были достигнуты невиданные ранее характеристики цифровых фотодетекторов и ПВМС, управляемых цифровым сигналом — как по скорости работы, так и по пространственному разрешению, ставшему достаточным для задач цифровой и компьютерной голографии. Однако, парадокс состоит в том, что развитие электроники, в значительной мере определившее развитие оптоэлектронных компонент, одновременно привело к снижению их ценности с точки зрения возможностей применения для обработки информации; резонно заметить: «зачем делать «оптическую надстройку», если все можно сделать той же, уже имеющейся, электроникой?» Поэтому обоснованием потребности в оптоэлектронных корреляторах стал следующий набор свойств: а) выдающиеся характеристики по скорости работы и точности распознавания, б) возможность миниатюризации и в) приемлемая стоимость. Последнее, в частности обусловило рост интереса к корреляторам совместного преобразования, в 90-е годы множество таких систем было продемонстрировано [13] и, кстати, корреляционные методы, основанные на получении совместного спектра, стали отдельным, самостоятельным направлением исследований. В 2000-х годах доступные по цене коммерческие варианты корреляторов совместного преобразования предлагались на рынке. Возможности создания миниатюрных систем разрабатывались с середины 90-х годов, в этом отношении важным фактором явилось улучшение характеристик полупроводниковых и появление компактных твердотельных лазеров. В частности, коррелятор, интегрированный в стандартную карту расширения персональной ЭВМ, был представлен уже в 1995 году [19]; позднее также известны подобные реализации, например в 5-дюймовый слот персональной ЭВМ [20]. Методы синтеза и реализации инвариантных корреляционных фильтров к середине 2000-х годов получили значительное развитие, и всестороннее исследование [21–23]. Несмотря на то, что нельзя говорить об успешной коммерциализации технологий оптических корреляторов, важно отметить, что первая декада XXI века ознаменована появлением ряда рекордных по скоростным характеристикам оптико-цифровых систем на их основе [24–33]. Опробованные на практике, в ряде

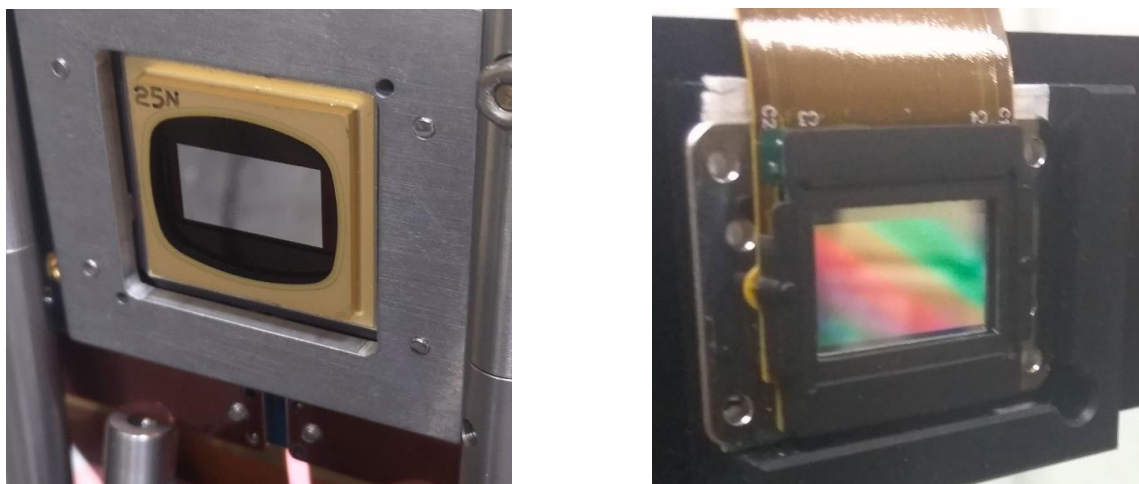


Рис. 1. Примеры современных ПВМС: слева МЗ ПВМС, разрешение  $1920 \times 1080$  пикс, частота смены кадра свыше 20 кГц, справа фазовый ЖК ПВМС, разрешение  $4160 \times 2464$  пикс, глубина модуляции фазы 6π, частота смены кадров 60 Гц

случаев в военных и аэрокосмических приложениях, эти системы характеризуются применением продвинутых методов синтеза корреляционных фильтров и использованием самой передовой элементной базы, что обеспечило сочетание высокой скорости и гибкости распознавания.

#### **2000-е – 2010-е: экстремальные и интеллектуальные системы**

В настоящее время в рассматриваемой области сформировались две важнейшие тенденции исследований [33–42]: 1) наращивание вычислительных характеристик собственно корреляторов за счёт применения всё более и более высокоразрешающих и быстродействующих средств модуляции и 2) применение инвариантного коррелятора в сочетании с другими методами распознавания и классификации — нейросетевыми методами, методами интеллектуального анализа данных, другими методами искусственного интеллекта. Первая тенденция, в большей степени, обусловлена продолжающимся прогрессом в технологиях ПВМС; в настоящее время получили наибольшее развитие и обеспечивают наивысшие характеристики модуляции МЗ и ЖК ПВМС (см. рисунок 1); важно отметить значительное количество новейших экспериментальных исследований, посвящённых техническим аспектам создания корреляторов на основе современных ПВМС. В настоящее время доступны ПВМС с возможностями ввода мегапиксельных изображений на частотах в десятки кГц, доступны и цифровые камеры с соответствующими характеристиками. В перспективе для МЗ ПВМС — возможности ввода мегапиксельных изображений на мегагерцовой частоте. Такие скорости ввода уже сейчас обеспечивают экстремальную по нынешним меркам пропускную способность оптических корреляторов — на уровне десятков гигабит в секунду и выше. Подобные системы в настоящее время могут быть реализованы в миниатюрном, интегральном исполнении, например при замене линз на дифракционные элементы. Сочетание же инвариантного коррелятора с другими методами распознавания и классификации стало возможно благодаря развитию методов искусственного интеллекта и росту вычислительных возможностей

Таблица 1

Декада	Типичные достижимые характеристики	Модуляция	Детектирование	Пред- и Пост-вычисления
1960-е	Демонстрационные эксперименты	Фотоэмульсия, электрооптические ПВМС с адресацией	Фотоэмульсия, Электровакуумные приёмники	Синтез голографического фильтра
1970-е	Телевизионные разрешение и темп работы	Фотоэмульсия, Толстослойная фотоэмульсия, ЖК ПВМС «свет-свет»,	Электровакуумные приёмники изображений, Твердотельные приёмники	Синтез голографического фильтра, Порог для корреляционной
1980-е	0,1 Мпикс в телевизионном темпе	Толстослойная фотоэмульсия, ЖК ПВМС «свет-свет», ЖК, МО, АО, МЗ	изображений (ФПЗС)	Синтез инвариантного фильтра, Синтез голографического фильтра, Обработка совместного спектра. Анализ
1990-е	0,25 Мпикс в телевизионном темпе	ПВМС «эл. сигнал-свет», Оперативные голографические	Цифровые камеры на базе твердотельных приёмников изображений (ФПЗС, КМОП)	Синтез инвариантного фильтра, Синтез голографического фильтра, Обработка совместного спектра, Анализ корреляционного поля
2000-е	1 Мпикс на 1 кГц	Толстослойная фотоэмульсия, ЖК, МЗ ПВМС «эл. сигнал-свет»		
2010-е	> 1 Мпикс на > 10кГц			

средств их реализующих, такой тенденции отвечают также и новейшие работы в области инвариантных корреляционных фильтров [43–45].

### 3. Обсуждение

Основные сведения о развитии технологии оптических корреляторов изображений представлены в таблице 1. Помимо сказанного ранее, необходимо заметить, что на протяжении всего рассматриваемого периода исследования в области создания оптических систем распознавания изображений, не будучи сами коммерциализованы, являлись одним из факторов, формирующих и определяющих прогресс оптоэлектронной элементной базы в целом, а также сыграли значительную роль в развитии методов мультиплексной, компьютерной и цифровой голографии. Говоря о сегодняшнем дне, следует заключить, что технология оптических корреляторов — одна из немногих технологий, открывающих возможность обработки информации с пропускной способностью на уровне десятков гигабит в секунду. Отдельно стоит отметить известные примеры успешного применения методов оптической корреляции при построении специализированных оптических систем различного назначения, однако такие системы заслуживают особого рассмотрения, выходящего за рамки данного краткого обзора.

### Заключение

Таким образом, в настоящее время методы оптической корреляции изображений обеспечивают возможности инвариантного распознавания при достижении пропускной способности на уровне десятков гигабит в секунду; в качестве привлекательного направления исследований в данной области следует выделить создание и исследование когнитивных систем на основе сочетания технологий сверхвысокоскоростных оптико-цифровых инвариантных корреляторов и методов искусственного интеллекта.

### Благодарность

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-07-00829 А.

### Список источников

- [1] **Vander Lugt, A.** Signal detection by complex spatial filtering / A. Vander Lugt // IEEE Transactions on Information Theory. — 1964. — Vol. 10. — P. 139.
- [2] **Abbe, E.** Beitrage zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung / E. Abbe // Archiv fur Mikroskopische Anatomie. — 1873.
- [3] **Porter, A. B.** On the diffraction theory in microscope vision / A. B. Porter // Phil. Mag. B. 11. — 1906. — P. 154.
- [4] **Duffieux, P.-M.** L'Intégrale de Fourier et ses Applications à l'Optique / P.-M. Duffieux // Faculté des Sciences Besançon, Chez l'Auteur, France. — 1946.
- [5] **O'Neill, E.** Spatial filtering in optics / E. O'Neill // IRE. Trans. Informat. Theory. — 1956. — № 2. — P. 56.
- [6] **Cutrona, L. J.** Optical data processing and filtering / L. J. Cutrona, E. N. Leith, L. J. Porcello, W. E. Vivian // IRE. Trans. Informat. Theory — 1960. — Vol. II-6. — P. 388.
- [7] **Rau James, E.** Detection of differences in real distributions / E. Rau James // J. Opt. Soc. Am. — 1966. — Vol. 56. — P. 1490.
- [8] **Weaver, C. S.** Technique for optically convolving two functions / C. S. Weaver, J. W. Goodman // Appl. Opt. — 1966. — Vol. 5. — P. 1248.
- [9] **Lohmann, A. W.** Incoherent matched filtering with Fourier holograms / A. W. Lohmann, H. W. Werlich // Appl. Opt. — 1971. — Vol. 10. — P. 670.
- [10] **Bykovsky, Yu. A.** Optical computing by double transformation of spatial coherence of light / Yu. A. Bykovsky, A. A. Markilov, M. F. Smazheliuk, S. N. Starikov // Proc. of SPIE. — 1988. — Vol. 963. — P. 354.
- [11] **Pe'er Avi.** Optical correlation with totally incoherent light / Pe'er Avi, D. Wang, A. W. Lohmann, A. A. Friesem // Opt. Lett. — 1999. — Vol. 24. — P. 1469.
- [12] Selected Papers on Optical Correlators / Editor: Suganda Jutamulia // Proc of SPIE. — 1993. — Vol. MS76. — 726 p. — ISBN: 9780819412935.
- [13] Selected Papers on Optical Pattern Recognition Using Joint Transform Correlation / Editor: Mohammad S. Alam // Proc. of SPIE. — 1999. — Volume MS157. — 658 p. — ISBN: 9780819434708.
- [14] **Brown, G. R.** Complex spatial filtering by binary masks / G. R. Brown, A. W. Lohmann // Appl. Opt. — 1966. — Vol. 6. — P. 967.
- [15] **Caulfield, H. J.** Improved discrimination in optical character recognition / H. J. Caulfield, W. T. Maloney // Appl. Opt. — 1969. — Vol. 8. — P. 2354.
- [16] **Hester, C. F.** Multivariant technique for multiclass pattern recognition / C. F. Hester and D. Casasent // Appl. Opt. — 1980. — Vol. 19. — P. 1758.

- [17] **Casasent, D.** Hybrid Optical/Digital Image Pattern Recognition: A Review / D. Casasent // Proc. of SPIE. — 1985. — Vol. 0528. — P. 64.
- [18] **Gregory D. A.** Optical correlators: optical computing that really works / D. A. Gregory, J. C. Kirsch, and J. A. Loudin // Proc. of SPIE. — 1990. — Vol. 1296. — P. 2.
- [19] **Bains, S.** Miniature optical correlator fits inside a PC / S. Bains // Laser Focus World. — 1995. — Vol. 31 (12). — P. 17.
- [20] **Yamamoto, S.** Compact slot-in-type optical correlator / S. Yamamoto, H. Kuboyama, S. Arai, K. Yamaguchi, M. Fukuda, M. Kato, T. Kawaguchi, M. Inoue // Proc. of SPIE. — 2010. — Vol. 7723. — P. 77230B.
- [21] **Vijaya Kumar, B. V. K.** Correlation pattern recognition / B. V. K. Vijaya Kumar, A. Mahalanobis, R. D. Juday // Cambridge, U. K.: Cambridge University Press, 2005. — 390 p.
- [22] **Vijaya Kumar, B. V. K.** Tutorial survey of composite filter designs for optical correlators / B. V. K. Vijaya Kumar // Appl. Opt. — 1992. — Vol. 31. — P. 4773.
- [23] **Vijaya Kumar, B. V. K.** Selecting a composite correlation filter design: a survey and comparative study / R. A. Kerekes, B. V. K. Vijaya Kumar // Opt. Eng. — 2008. — Vol. 47. — P. 067202.
- [24] **Hartman Richard, L.** Demonstration of the ULTOR target recognition and tracking system / R. L. Hartman, K. B. Farr // Proc. of SPIE. — 2003. — Vol. 5106. — P. 30.
- [25] **Ewing, T.** Optical correlator using four kilohertz analog spatial light modulators / T. Ewing, S. Serati, K. Bauchert // Proc. of SPIE. — 2004. — Vol. 5437. — P. 123.
- [26] **Ni, K.** High accurate volume holographic correlator with 4000 parallel correlation channels / K. Ni, Z. Qu, L. Cao, P. Su, Q. He, G. Jin // Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6827. — P. 68271J.
- [27] **Diaz, V.** Illumination invariant adaptive joint transform correlator / V. Diaz, V. Kober // Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6695. — P. 66951B.
- [28] **Bergeron, A.** Lightweight compact optical correlator for spacecraft docking / A. Bergeron, P. Bourqui, B. Harnisch // Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6739. — P. 67390E.
- [29] **Aran, A.** Log-polar transform-based wavelet-modified maximum average correlation height filter for distortion invariance in a hybrid digital-optical correlator / Aran Amit, N. K. Nishchal, V. K. Beri, A. K. Gupta // Appl. Opt. — 2007. — Vol. 46. — P. 7970.
- [30] **Chao, T.-H.** Grayscale optical correlator for CAD/CAC applications / T.-H. Chao, T. Lu // Proc. of SPIE. — 2008. — Vol. 6977. — P. 697704.
- [31] **Watanabe, E.** Ultra-high-speed compact optical correlation system using holographic disc / E. Watanabe, A. Naito, K. Kodate // Proc. of SPIE. — 2009. — Vol. 7442. — P. 74420X.
- [32] **Birch, P.** Volume holographic MACH correlator / P. Birch, A. Gardezi, R. Young, C. Chatwin // Proc. of SPIE. — 2010. — Vol. 7696. — P. 76961L.
- [33] **Lu, T. T.** Neural network post-processing of grayscale optical correlator / T. T. Lu, C. L. Hughlett, H. Zhou, T.-H. Chao, J. C. Hanan // Proc. of SPIE. — 2005. — Vol. 5908. — P. 590810.
- [34] **Chao, T.-H.** Automatic target recognition (ATR) performance improvement using integrated grayscale optical correlator and neural network / T.-H. Chao, T. Lu // Proc. of SPIE. — 2009. — Vol. 7340. — P. 734003.
- [35] **Lin, T.** Optimization of a multi-stage ATR system for small target identification / T. Lin, T. Lu, H. Braun, W. Edens, Y. Zhang, T.-H. Chao, C. Assad, T. Huntsberger // Proc. of SPIE. — 2010. — Vol. 7696. — P. 76961Y.
- [36] **Manzur, T.** Optical correlator based target detection, recognition, classification, and tracking / T. Manzur, J. Zeller, S. Serati // Appl. Opt. — 2012. — Vol. 51. — P. 4976.
- [37] **Chao, T.-H.** High-speed optical correlator with custom electronics interface design / T.-H. Chao, T. Lu // Proc. of SPIE. — 2013. — Vol. 8748. — P. 874803.

- [38] **Chao, T.-H.** High-speed optical processing using digital micromirror device / T.-H. Chao, T. Lu, B. P. Walker, G. F. Reyes // Proc. of SPIE. — 2014. — Vol. 9094. — P. 909402.
- [39] **Xu, P.** Planar optical correlators integrated with binary optical lens / P. Xu, C. Hong, G. Cheng, L. Zhou, Z. Sun // Opt. Expr. — 2015. — Vol. 23. — P. 6773–6779.
- [40] **Monjur, M. S.** Experimental demonstration of the hybrid opto-electronic correlator for target recognition / M. S. Monjur, S. Tseng, M. F. Fouda, S. M. Shahriar // Applied Optics. — 2017. — Vol. 56. — P. 2754–2759.
- [41] **Ikeda, K.** Optical correlation-based cross-domain image retrieval system / K. Ikeda, H. Suzuki, E. Watanabe // Opt. Lett. — 2017. — Vol. 42. — P. 2603.
- [42] **Jridi, M.** One lens optical correlation: Application to face recognition / M. Jridi, T. Napoléon, A. Alfalou // Appl. Opt. — 2018. — Vol. 57. — P. 2087.
- [43] **Vijaya Kumar, B. V. K.** Recent advances in correlation filter theory and application / B. V. K. Vijaya Kumar, J. A. Fernandez, A. Rodriguez, V. N. Boddeti // Proc. of SPIE. — 2014. — Vol. 9094. — P. 909404.
- [44] **He, E. J.** Masked correlation filters for partially occluded face recognition / E. J. He, J. A. Fernandez, B. V. K. Vijaya Kumar, M. Alkanhal // 2016 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing. — 2016. — P. 1293–1297.
- [45] **Smereka, J. M.** Stacked correlation filters for biometric verification / J. M. Smereka, V. N. Boddeti, B. V. K. Vijaya Kumar, A. Rodriguez // 2016 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing. — 2016. — P. 2104.

## 16. Оптические системы с синтезом импульсного отклика для обработки информации в пространственно-некогерентном и некогерентном излучении

*Н. Н. Евтихийев, Д. Ю. Молодцов, В. В. Краснов, П. А. Черёмхин, В. Г. Родин*  
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Разработаны принципы построения и функционирования оптических систем с синтезом импульсных откликов при использовании пространственных и спектральных характеристик объектов в качестве информационных параметров. Осуществлены экспериментальные реализации систем распознавания и кодирования объектов в некогерентном излучении различного спектрального состава в реальном масштабе времени.

*Ключевые слова:* Некогерентное излучение, Синтезированная голограмма, Корреляционный анализ, Спектр излучения.

*Цитирование:* **Евтихийев, Н. Н.** Оптические системы с синтезом импульсного отклика для обработки информации в пространственно-некогерентном и некогерентном излучении / Н. Н. Евтихийев, Д. Ю. Молодцов, В. В. Краснов, П. А. Черёмхин, В. Г. Родин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 91–96.

Оптические корреляторы уже давно утвердились в качестве устройств, перспективность и конкурентоспособность которых не вызывает сомнений. Особое значение их применению придаёт возможность оперативного ввода информации при помощи пространственно-временных модуляторов света. В основе функционирования корреляторов лежит принцип пространственной фильтрации, позволяющий среди вводимой информации выделять объекты с заданными характеристиками. Этот же принцип используется и при построении систем для задач оптического кодирования. В качестве фильтров могут использоваться как голограммы, так и киноформы с заранее синтезированными импульсными откликами. Задача синтеза импульсных откликов таких фильтров во-многом решена для систем, использующих когерентное монохроматическое излучение. Однако это накладывает строгие требования на процессы обработки информации из-за необходимости обеспечения точности юстировки и устранения фазовых шумов оптических элементов, создания высококачественных устройств ввода информации в установку коррелятора, что значительно ограничивает применение таких систем.

Часть этих ограничений была снята за счёт использования в корреляторах квазимонохроматического пространственно-некогерентного излучения, однако задача осуществления корреляционного анализа в реальном масштабе времени непосредственно в излучении рас-



познаваемых объектов в полной мере не была решена. В этом случае осуществлялась операция монохроматизации излучения, что приводило к необходимости введения дополнительных элементов в оптическую схему коррелятора, направленных на компенсацию возникающих хроматических эффектов и проведение дальнейших операций в квазимонохроматическом свете. При таком подходе при корреляционном анализе в качестве информационных используются только пространственные характеристики объекта.

Спектральный состав излучения объектов также является важной информационной характеристикой, и существует множество устройств его регистрации. Эти устройства дают сведения об общем составе регистрируемого излучения безотносительно места расположения источников излучения. В настоящее время имеется ряд практических задач, в которых идентификация того или иного объекта в равной степени определяется как его формой, так и спектром его излучения.

При немонохроматическом входном излучении в выходной плоскости некогерентного коррелятора будет формироваться распределение интенсивности, представляющее собой сумму откликов на каждой из спектральных компонент, присутствующих в спектре излучения объекта. При этом зависимость протяженности импульсного отклика голографического фильтра от частоты излучения приведёт к тому, что корреляционное распределение интенсивности на каждой из частот будет представлять собой корреляцию разномасштабных объектов, кроме того, центры корреляционных максимумов на каждой из частот будут пространственно локализованы в разных точках выходной плоскости

$$I(x_1, y_1) = K \iiint I_{\text{вх}}(x, y, \nu) I_{\text{оп}}((x - x_1)\nu/\nu_0, (y - y_1)\nu/\nu_0) dx dy d\nu,$$

где  $I_{\text{вх}}(x, y)$  — распределение интенсивности по изображению входного объекта в выходной плоскости коррелятора,  $I_{\text{оп}}(x_0, y_0)$  — импульсный отклик голографического Фурье-фильтра,  $\nu = c/\lambda$  — частоты входного излучения,  $\nu_0 = c/\lambda_0$  — частота излучения, используемая при записи (или синтезе) голографического Фурье-фильтра,  $K_1$  — постоянный коэффициент пропорциональности.

Для проведения успешной идентификации объектов, причём не только пространственным, но и по спектральным параметрам в реальном масштабе времени необходимо добиться локализации корреляционных сигналов для тех спектральных компонент входного излучения, информация о которых содержится на голографическом фильтре; кроме того, центры корреляционных сигналов для всех спектральных компонент излучения, совпадающих с компонентами опорного спектра, должны находиться в единой точке выходной плоскости.

Выполнение этих условий возможно при изготовлении голографического фильтра, импульсный отклик такого фильтра должен представлять обобщенный пространственный образ объекта, содержащий информацию, как о пространственной структуре объекта, так и о спектре излучения, исходящего от объекта. Этот образ представляет собой несколько разномасштабных копий изображения опорного объекта, при этом количество копий определяется числом компонент в опорном спектре излучения. Размеры копий объекта и их расположение относительно выбранного начала координат обратно пропорциональны отношениям

длин волн в спектре излучения опорного объекта. Комплексная амплитуда импульсного отклика фильтра задаётся следующим образом:

$$h(x, y) = \sum_{\nu'} C_{\nu'}^{1/2} \cdot t(x \cdot \nu_0/\nu' - b_x, y \cdot \nu_0/\nu' - b_y),$$

где  $t(x, y) = I_{\text{оп}}(x, y)^{1/2} \exp(i\varphi(x, y))$  — комплексная нормированная амплитуда опорного объекта,  $\varphi(x, y)$  — случайная фаза,  $\nu'$  — частота опорного спектра,  $C_{\nu'}$  — нормированная на единицу спектральная плотность излучения с частотой  $\nu'$  в спектре мощности опорного излучения,  $\nu_0$  — частота излучения при записи голографического фильтра,  $(b_x, b_y)$  — координаты в выходной плоскости коррелятора, где будет происходить формирование корреляционных максимумов на каждой из распознаваемых спектральных компонент. Такой голографический фильтр может быть записан как оптическим излучением по одной из схем записи Фурье-голограмм, так и синтезирован на компьютере. Так как при получении корреляционных сигналов используются дисперсионные свойства излучения, системы осуществляющие корреляционное распознавание по спектральным параметрам излучения получили название — дисперсионные корреляторы.

При использовании в качестве фильтра пространственных частот Фурье-голограммы с записанным на ней обобщённым пространственным образом опорного объекта результирующий корреляционный сигнал на выходе такого коррелятора является суммой корреляционных сигналов, образованных каждой из компонент излучения входного распознаваемого объекта. При совпадении одной или нескольких частот освещающего спектра с частотами опорного спектра на этих частотах будут наблюдаться корреляционные распределения интенсивности по пространственным параметрам без искажения масштаба с локализацией в координатах  $(b_x, b_y)$ :

$$I(x_1, y_1) = K_1 \sum_{\nu'} C_{\nu'} \iiint I_{\text{вх}}(x, y, \nu) I_{\text{оп}}((x - x_1)\nu/\nu' - b_x, (y - y_1)\nu/\nu' - b_y) dx dy d\nu.$$

При совпадении пространственных параметров входного и опорного объектов будет наблюдаться глобальный максимум корреляционного распределения по пространственным параметрам, интенсивность которого равна  $I_b$ . Спектр излучения в  $(b_x, b_y)$  складывается из совокупности совпадающих спектральных компонент входного и опорного спектров, что подтверждает формирование корреляционного сигнала в  $(b_x, b_y)$  также и по спектральным параметрам:

$$I(b_x, b_y) = I_b K_1 \sum_{\nu'} C_{\nu'} \int I_{\text{вх}}(\nu) I_{\text{оп}}(\nu - \nu') d\nu.$$

В зависимости от конкретной задачи возможны несколько схемотехнических реализаций дисперсионных корреляторов. В работе в виде экспериментальных установок были воплощены традиционная «4f-схема» с пропускающим голографическим фильтром, схема с отражательным толстослойным голографическим фильтром, однолинзовая схема с реализацией фильтра в виде голограмм и киноформов, а также с отображением фильтров с помощью микрорезеркального пространственно-временного модулятора света. В качестве источников излучения использовались некогерентные и немонахроматические источники с различным спектральным составом.

Изготовление фильтров с синтезированным импульсным откликом осуществлялось оптической регистрацией на Фурье-голограмму пространственного обобщенного образа объекта, содержащего информацию, как о форме объекта, так и спектре его излучения; записью нескольких Фурье-голограмм объекта в одну фоторегистрирующую среду с возможным использованием различных источников излучения; численным расчётом голограмм и киноформов на компьютере. Метод компьютерного синтеза фильтров включал следующие этапы: формирование обобщённого пространственного образа опорного объекта; расчет расположения обобщённого пространственного образа относительно координат виртуального источника опорной волны; генерация случайной фазовой маски для снижения динамического диапазона синтезируемых голограмм; расчет светового поля от объекта в плоскости голограммы; расчет пропускания синтезированной Фурье-голограммы; создание графического файла синтезированной голограммы, согласованного с параметрами устройства вывода.

Были проведены эксперименты по идентификации объектов как по спектральным параметрам при различных условиях, так и по комплексу пространственных и спектральных параметров. Получено, что при несовпадении пространственных или спектральных характеристик объектов деградация сигнала происходила не менее чем в 2 раза, при совпадении пространственных форм и частичном совпадении спектров это значение в проведенных измерениях составляло от 1,4 и более в зависимости от степени совпадения опорного и входного спектров излучения, при полном несовпадении характеристик наблюдалась деградация сигнала не менее чем в 4,4 раза.

Была проведена оценка максимального числа разрешимых элементов в опорном изображении объекта. Определяющими требованиями для этого являются следующие условия регистрации корреляционного сигнала: нулевой порядок в плоскости регистрации корреляционного сигнала, содержащий изображение распознаваемого объекта, не должен перекрывать корреляционный сигнал; высшие порядки дифракции синтезированной голограммы также не должны перекрывать корреляционный сигнал.

Получено, что максимальное количество разрешимых элементов в изображении объекта ( $\lambda_{\min}$  и  $\lambda_{\max}$  — минимальная и максимальная длины волн в опорном спектре,  $N$  — число отсчетов на расчетном поле голограммы) равно:

$$K_{\max} \leq (\lambda_{\min} / \lambda_{\max}) N/5.$$

Полученное выражение согласуется с аналогичным выражением для коррелятора с монохроматическим освещением при  $\lambda_{\max} = \lambda_{\min}$ . Была получена оценка относительного спектрального разрешения дисперсионного коррелятора из условия совмещения положения спектральных составляющих результирующего корреляционного сигнала в пределах одного пространственного отсчёта:

$$\delta\lambda/\lambda = (\lambda_{\max} / \lambda_{\min}) 2/N.M_{\lambda_{\max}}$$

Также в качестве фильтров в корреляторах были использованы такие дифракционные оптические элементы как киноформы. Так как киноформы обычно воспроизводят только распределение интенсивности изображений, записанных с псевдослучайным распределением фазы, поэтому, их целесообразно использовать, прежде всего, в оптических системах с пространственно-некогерентным освещением. В этом случае коррелятор представлял собой собственно цифровую зеркальную фотокамеру с укрепленным на ней оптическим корреляционным фильтром с опорным изображением и, при необходимости, управляющий компьютер. Фильтр с синтезированным импульсным откликом устанавливался внутри корпуса фотокамеры, между съемным объективом и откидывающимся зеркалом видоискателя. Для обеспечения обработки всего поля кадра в качестве фильтров необходимо использование именно киноформов, а не голограмм. Таким образом, вся оптическая схема коррелятора расположена внутри фотоаппарата и использует его штатный объектив. В видоискателе наблюдаются и регистрируются фотоаппаратом только сигналы взаимной корреляции изображений входной сцены и опорного изображения, записанного на синтезированном киноформе. Степень монохроматичности ( $\lambda_{cp}/\Delta\lambda$ ) пространственно-некогерентного освещения сцены должна превышать максимальное число отсчетов опорного изображения на киноформе вдоль произвольного направления.

Эта же оптическая система может быть использована и для задач оптического кодирования. Процесс кодирования при помощи оптических систем, осуществляется при прохождении излучения от кодируемого объекта через дифракционный оптический элемент, в результате чего формируется оптическая свёртка кодируемого изображения с импульсным откликом кодирующего элемента. В качестве дифракционных оптических элементов предпочтительно использовать не Фурье-голограммы, а киноформы, так как наличие у голограмм нулевого дифракционного порядка вносит демаскирующий эффект при кодировании и приводит к дополнительным потерям излучения. Декодирование изображений, кодированных оптическим способом, является классической обратной задачей и решается путём нахождения инверсного фильтра цифровыми методами.

В последнее время широко развилась технология создания микрозеркальных модуляторов, которые осуществляют амплитудную модуляцию с помощью отражения светового потока от матрицы микрозеркал, поэтому излучение не претерпевает паразитную фазовую модуляцию. Быстродействие таких модуляторов на два-три порядка превышает быстродействие жидкокристаллических пространственно-временных модуляторов света, поэтому они могут быть успешно использованы в качестве устройств оперативного вывода голографических и дифракционных оптических элементов в задачах оптического кодирования и распознавания.

На базе микрозеркального модулятора реализована однолинзовая схема оптической системы, реализующей в зависимости от назначения операции кодирования или распознавания. Возможность использования микрозеркальных модуляторов для вывода голографических фильтров в корреляторах, функционирующих в немонахроматическом излучении, свя-

зана с тем фактом, что микрозеркальный модулятор формирует изображение путём последовательного переключения микрозеркал, т. е. в нём осуществляется только амплитудная модуляция излучения. Кроме того, использование микрозеркального модулятора в данном случае даёт возможность крайне быстрой смены выводимых голографических фильтров (при использовании специального контроллера для микрозеркального модулятора — до 32 кГц), поэтому можно осуществлять операции за меньшее время, чем при использовании ЖК-ПВМС.

Таким образом, был разработан новый класс оптических систем обработки информации — дисперсионные корреляторы, позволяющих осуществлять распознавание объектов в излучении различного спектрального состава в реальном масштабе времени. Установлены условия формирования сигналов в таких корреляторах при использовании в качестве информационных параметров пространственных и спектральных характеристик объектов. Экспериментально осуществлено формирование локализованных корреляционных сигналов по пространственным и спектральным характеристикам объектов при использовании в качестве пространственных фильтров голограмм и киноформов, чем подтверждена работоспособность корреляторов при решении задач распознавания объектов. Экспериментально подтверждена принципиальная возможность использования таких корреляторов и для задач оптического кодирования.

#### **Благодарность**

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 19-19-00498.

## 17. Оптимизация параметров волоконных лазеров серии VLM для голографических технологий

А. А. Сурин, А. А. Мольков, К. Ю. Прусаков, И. В. Шебаршина  
ООО «НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино, Россия

В работе представлен подход для получения мощного ( $> 20$  Вт) непрерывного линейно-поляризованного лазерного излучения с узкой спектральной шириной линии ( $< 10$  пм) в активном Yb волокне для использования в качестве накачки при генерации второй гармоники в кристалле с регулярной доменной структурой, излучение которой может быть использовано для записи голограмм объектов размером  $< 1$  см.

*Ключевые слова:* Голография, Видимые лазеры, Волоконные лазеры, Непрерывные лазеры, Усилители, Нелинейно-оптические преобразования.

*Цитирование:* Сурин, А. А. Оптимизация параметров волоконных лазеров серии VLM для голографических технологий / А. А. Сурин, А. А. Мольков, К. Ю. Прусаков, И. В. Шебаршина // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 97–99.

### Введение

Лазерные источники непрерывного излучения (ИК и видимого диапазона) с узкой спектральной шириной линии и хорошим качеством пучка востребованы в голографии, адаптивной оптике и научных исследованиях (в частности, спектроскопия). Одним из способов получения видимого излучения является преобразование лазерного излучения ИК диапазона в нелинейно-оптическом кристалле как в случае классического синхронизма, так и в кристаллах с регулярной доменной структурой (РДС). Наиболее простой для исполнения схемой является однопроходная генерация второй гармоники в РДС кристалле.

Для эффективного нелинейно-оптического преобразования излучения в РДС кристалле необходимо, чтобы излучение накачки (основной гармоники) обладало высокой интенсивностью и узкой спектральной линией. Получение мощного (десятки Вт) узкополосного излучения непосредственно в активном волокне затруднено из-за различных нелинейных эффектов и эффекта модовой нестабильности (МН). Для подавления эффекта МН в маломодовых активных волокнах чаще всего используют схему с несколькими каскадами усиления, между которыми устанавливают дорогостоящие изоляторы для уменьшения влияния каскадов друг на друга [2]. В работе [1] был предложен метод для подавления модовой нестабильности в иттербиевых маломодовых активных волокнах. Этот метод состоит в использовании в качестве накачки одномодового лазера, что значительно повышает порог МН из-за низкой эффективности возбуждения высших мод, которые и являются причиной возникновения эффекта.

В данной работе подход, предложенный в [1], был использован для создания мощного ( $> 20$  Вт) непрерывного линейно-поляризованного лазера с узкой спектральной шириной линии ( $< 10$  пм), собранного по схеме MOPA (Master Oscillator Power Amplifier). Схема лазера

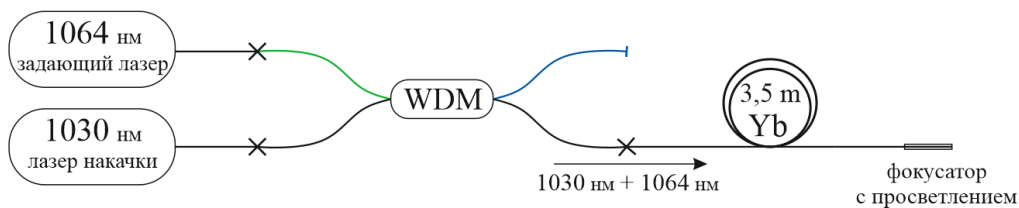


Рис. 1. Оптическая схема лазера

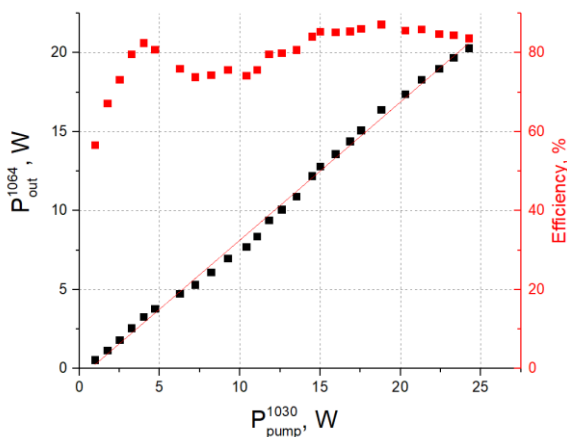


Рис. 2. Зависимость выходной мощности и эффективности усилителя от мощности накачки 1030 нм

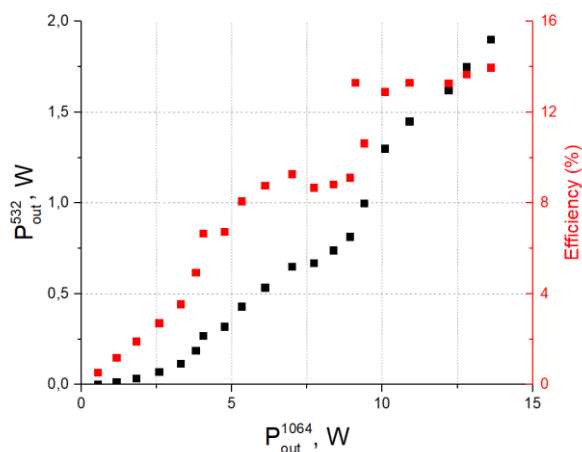


Рис. 3. Мощность излучения 532 нм и эффективность преобразования в зависимости от мощности накачки

изображена на рисунке 1. В качестве задающего лазера используется непрерывный волоконный линейно-поляризованный лазер мощностью до 200 мВт и спектральной шириной линии менее 10 пм (производство НТО «ИРЭ-Полюс»). Для накачки усилителя используется одномодовый непрерывный линейно-поляризованный лазер с длиной волны излучения 1030 нм (производство НТО «ИРЭ-Полюс»). Излучение как задающего лазера, так и накачки заводится в активное волокно через волоконный объединитель (WDM), волокна которого поддерживают поляризацию. Длина активного маломодового волокна — 3,5 м, диаметр основной моды в активном волокне — 10,5 мкм.

На рисунке 2 представлены полученные результаты. Было получено 20 Вт излучения длиной волны 1064 нм с дифференциальной эффективностью 87 %. При мощности излучения 20 Вт порог модовой нестабильности не был достигнут, поэтому есть возможности для дальнейшего повышения мощности.

Спектральная ширина линии оказалась меньше спектрального разрешения используемого спектроанализатора (20 пм).

Затем излучение данного лазера было преобразовано во вторую гармонику в кристалле стехиометрического танталата лития (производство Oxide), длина кристалла — 20 мм.

На рисунке 3 представлена зависимость мощности излучения второй гармоники и эффективности преобразования от мощности накачки 1064 нм (выходная мощность лазера).

Было получено 2 Вт излучения на длине волны 532 нм с эффективностью преобразования 14 %. Спектральная ширина линии излучения 532 нм оказалась меньше спектрального разрешения используемого спектрометра ( $< 10$  пм).

### Заключение

В данной работе была предложена новая простая схема для получения мощного ( $> 20$  Вт) лазерного излучения с узкой линией ( $< 10$  пм) ИК диапазона с возможностью последующего преобразования в излучение видимого диапазона в нелинейно-оптическом кристалле. Ширина линии лазерного излучения второй гармоники  $\Delta\lambda < 10$  пм, что позволяет использовать данные лазеры для записи голограмм объектов размером менее 1 см.

### Список источников

- [1] **Surin, A.** Use of single-mode pumping as a method for suppressing mode instability in fibre lasers by an example of a 100-W narrowband Yb-doped fibre laser / A. Surin, A. Molkov, T. Borisenko, K. Prusakov // *Quantum Electronics*. — 2018. — Vol. 48. — № 12. — P. 1095–1098.
- [2] **Lei Zhang** 170 W, single-frequency, single-mode, linearly-polarized, Yb-doped all-fiber amplifier / Lei Zhang, Shuzhen Cui, Chi Liu, Jun Zhou, Yan Feng // *Opt. Express*. — 2013. — Vol. 21. — № 5. — P. 5456–5462.
- [3] **Surin, A.** Generation of 14 W at 589 nm by frequency doubling of high-power CW linearly polarized Raman fiber laser radiation in MgO: sPPLT crystal / A. Surin, T. Borisenko, S. Larin // *Opt. Letters*. — 2016. — Vol. 41. — № 11. — P. 2644–2647.



## 18. Особенности восприятия стереоскопического изображения в шлемах виртуальной реальности

Ю. Н. Овечкис<sup>1</sup>, А. И. Винокур<sup>1</sup>, Н. В. Кондратьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский политехнический университет, Москва, Россия

<sup>2</sup> Филиал «НИКФИ» АО «ТПО «Киностудия им. М. Горького», Москва, Россия

Рассмотрены ограничения глубины объемного изображения, воспроизводимого в шлемах виртуальной и дополненной реальности, обусловленные стереоскопическим характером его формирования. Приводятся методика и результаты оценочных расчетов граничных расстояний для различных условий демонстрации объемного стереоскопического изображения. Проведены экспериментальные исследования габаритных параметров оптических схем различных шлемов виртуальной реальности. Показано, что большинство из них, особенно дешевые, а потому наиболее часто используемые в социальной среде, не пригодны для демонстрации глубоких сцен окружающей визуальной обстановки. Даны рекомендации по их модернизации.

*Цитирование:* **Овечкис, Ю. Н.** Особенности восприятия стереоскопического изображения в шлемах виртуальной реальности / Ю. Н. Овечкис, А. И. Винокур, Н. В. Кондратьев // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 100–100.

## II. Защитные голограммы и прикладные оптические технологии

## 19. Высокоразрешающая система измерения основных параметров защитных голограмм для оперативного контроля качества и экспертного анализа

*В. П. Бессмельцев, В. В. Вилейко, М. В. Максимов*

Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук,  
Новосибирск, Россия

Рассмотрено устройство и работа созданной в ИАиЭ СО РАН системы измерения основных параметров защитных голограмм. Система объединяет два метода измерений — микроскопический с микронным разрешением и дифракционный. При формировании данных измерения формируется характеристическое изображение с основными параметрами голопикселей синтезированной защитной голограммы: шаге дифракционных решеток, их угловой ориентацией, нормированной интенсивностью отраженного света, а также изображение голограммы в рассеянном свете.

*Ключевые слова:* Дифракционная решетка, Голопиксел, Цифровая голограмма.

*Цитирование:* **Бессмельцев, В. П.** Высокоразрешающая система измерения основных параметров защитных голограмм для оперативного контроля качества и экспертного анализа / В. П. Бессмельцев, В. В. Вилейко, М. В. Максимов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 102–108.

### Введение

В большинстве случаев, при создании защитных голограмм с помощью дот-матрикс или лучевых технологий, информация кодируется и записывается в виде элементарных дифракционных матриц микрорешеток — так называемых голопикселей, положение, форма и размер которых, а также период и угол ориентации содержащихся в них микрорешеток может быть описан функцией:

$$F_{dm} [(x, y, d(x, y), S(x, y), \alpha(x, y))],$$

где  $x, y$  — координаты голопикселя,  $d(x, y)$  — период микрорешетки,  $S(x, y)$  — функция, описывающая размер и форму контура голопикселя,  $\alpha(x, y)$  — локальный угол ориентации микрорешетки относительно выбранного направления на поверхности голограммы.

Известные оптические методы определения подлинности таких цифровых синтезированных защитных голограмм (СЗГ), (в зарубежной литературе цифровые синтезированные голограммы часто обозначаются термином DOVID, сокращенно от Diffractive Optically Variable Imaging Device) можно разделить на методы микроскопического исследования, в которых исследуются изображения структуры СЗГ с помощью микроскопов высокого и сверхвысокого разрешения, например конфокальных, и дифракционные методы, в которых регистрируются и исследуются дифракционные картины, полученные от СЗГ или её фрагментов при различных условиях освещения.

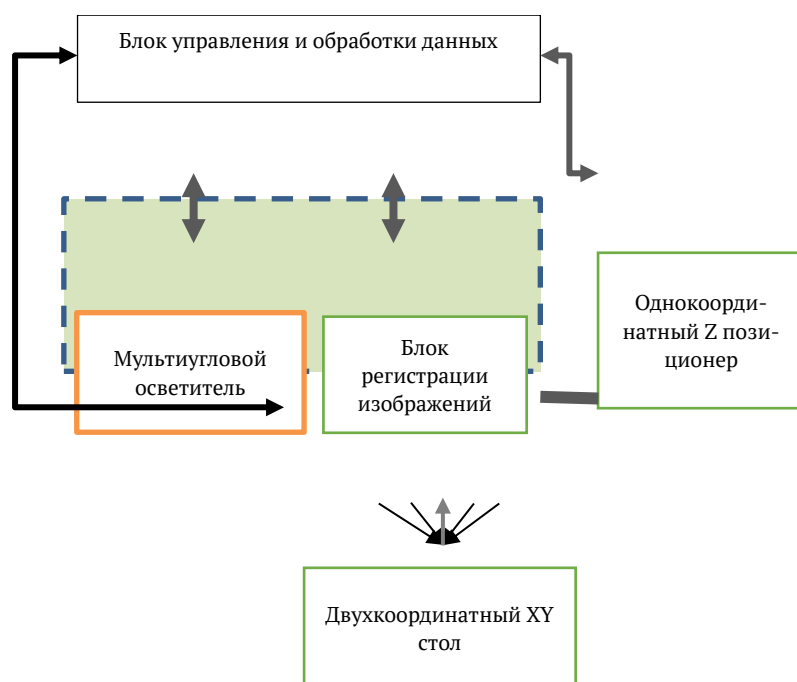


Рис. 1 Блок схема системы измерения основных параметров защитных голограмм

Недостатком микроскопического метода исследования при получении информации с предельным для микроскопии разрешением является низкое быстродействие метода [1, 2], при низком разрешении можно увидеть только форму и размер голопикселя, но не определить период микрорешетки и ее относительный угол наклона.

Методы анализа дифракционных картин освещаемых, как когерентными так и некогерентными источниками, в основном основаны на создании серии низкоразрешающих изображений зоны или всей поверхности голограммы при различных условиях освещения и последующем сравнении их с данными, полученными при тех же условиях освещения от оригинальной голограммы [3, 4]. Невозможность точного сравнения данных полученных на разных приборах, работающих по такому принципу (поскольку положение и спектр источников освещения для разных приборах могут существенно отличаться), а также невозможность сравнения измеренных данных с данными проектирования оригинальной голограммы, ограничивают применение таких приборов для определения как подлинности, так и качества изготовления голограммы.

Целью разработки являлось создание системы, измеряющей основные характеристики исследуемой голограммы — расположение, размер и форму голопикселей, период дифракционной решетки внутри голопикселя, угол ее ориентации и нормированную интенсивность отраженного света, с высокими разрешением, точностью и быстродействием, при этом имеющей возможность исследования либо малой выбранной зоны голограммы либо всей ее поверхности. Указанные измеренные данные можно сравнивать как с данными, полученными с помощью высокоразрешающих микроскопических способов исследований, так и с цифровым проектом голограммы [1].

### **Состав системы**

Разработанная система фактически объединяет два метода: микроскопический с микронным разрешением и дифракционный, поскольку при формировании полных данных измерения параметров голограммы используются: цифровое изображение голограммы в рассеянном свете, полученное с помощью микроскопа, и основные параметры синтезированной защитной голограммы, полученные по дифракционным картинам при различных углах освещения.

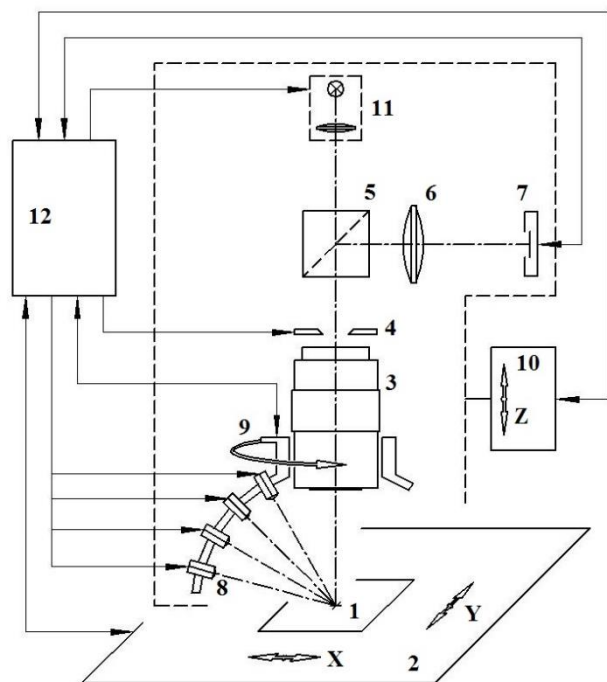
На рисунке 1 представлена блок схема системы

Система содержит: Мультиугловой осветитель, в котором в различных известных азимутальных и зенитных угловых положениях расположены некогерентные коллимированные источники излучения с известной длиной волны, Блок регистрации изображений, оптическая часть которого выполнена в виде цифрового микроскопа в режиме работы на отражение, с дополнительной регулируемой диафрагмой и скоростной видеокамерой в качестве регистрирующего устройства, моторизированный Двухкоординатный XY стол, Однокоординатную Z подвижку для перемещения микрообъектива блока регистрации изображений и мультиуглового осветителя по вертикали, Блок управления и обработки данных, который обеспечивает прием, сохранение и обработку данных от скоростной видеокамеры, управление осветителями и позиционирующими устройствами.

### **Оптико-механическая конструкция**

Рассмотрим более подробно особенности конструкции системы. На рисунке 2а, представлена структурная схема оптикомеханических узлов поясняющая работу системы, на рисунке 2б показано конструктивное размещение в мультиугловом осветителе некогерентных коллимированных источников излучения.

Исследуемая голограмма 1 устанавливается на поверхности Двухкоординатного моторизованного XY стола 2, (рисунок 2а). Блок регистрации изображений, кроме микрообъектива 3, содержит регулирующую диафрагму 4, расположенную вблизи задней фокальной плоскости микрообъектива, светоделитель 5, тубусную линзу 6, скоростную видеокамеру 7. Некогерентные коллимированные источники излучения 8 Мультиуглового осветителя 9 конструктивно расположены на поверхности полусферы под известными углами, как в азимутальной так и зенитной плоскости (рисунок 2б). Полусфера установлена над поверхностью исследуемой голограммы и может вращаться вокруг оптической оси микрообъектива. Угловые направления источников излучения 8 пересекаются в точке, совпадающей с фокусом микрообъектива. При выполнении измерения характеристик голограммы производится совмещение указанной точки с поверхностью голограммы с помощью Однокоординатного позиционера 10, одновременно перемещающего в направлении, совпадающим с нормалью к поверхности исследуемой голограммы и оптической осью микрообъектива, мультиугловой осветитель и элементы блока регистрации изображений (перемещаемые компоненты системы выделены пунктиром).



а) структурная схема оптомеханических узлов



б) пример конструктивного размещения некогерентных коллимированных источников излучения

Рис. 2

Осветитель 11 применяется для работы в режиме микроскопа для освещения поверхности исследуемой голограммы под углом, совпадающим с нормалью к поверхности голограммы. Светоделитель позволяет совместить прием рассеянного и дифрагированного света от поверхности исследуемой голограммы видеокамерой при прямом освещении голограммы вертикальным осветителем 11. Блок управления и обработки данных 12, управляет включением источников излучения Мультиугольного осветителя, осветителя 11, перемещением голограммы по  $XU$  координатам в заданную позицию с помощью двухкоординатного стола, перемещением Блока регистрации изображений вместе с мультиугольным осветителем по  $Z$  координате и обрабатывает данные от матричного фотоприемника видеокамеры и датчиков, определяющих угловое положение источников излучения Мультиугольного осветителя и координатных перемещений подвижек 2 и 10.

### Описание работы системы

При работе системы в дифракционном режиме производится последовательное освещение каждым источником излучения 8 (рисунок 2а) расположенными под зенитным углом  $\theta_n$  и азимутальным  $\varphi_n$  (где  $n$  номер источника излучения) исследуемой цифровой голограммы, находящейся в поле зрения блока регистрации изображений. Сформированные в первом порядке дифракции изображения  $G_n(x, y, \theta_n, \varphi_n)$  поверхности исследуемой голограммы освещаемой источником расположенным под углами  $\theta_n \varphi_n$  регистрируются скоростной видеокамерой 7, если зенитный угол  $\theta_n$  источника излучения 8 близок к  $\arcsin \lambda/d$ , где  $\lambda$  — длина волны источника излучения,  $d$  — период микрорешеток, попадающих в поле зрения блока регистрации

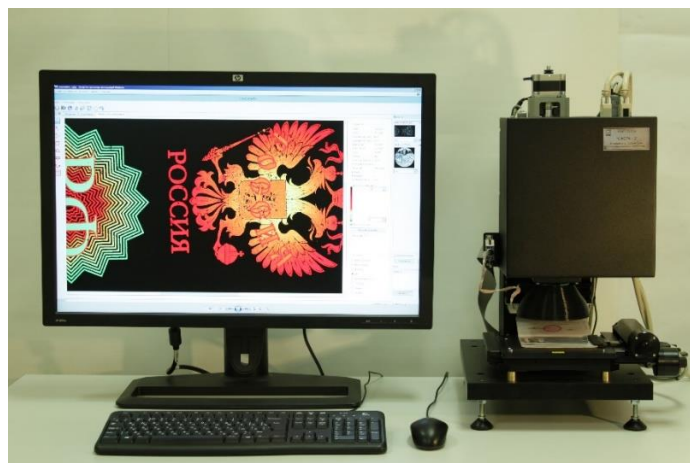


Рис. 3. Внешний вид системы измерения основных параметров защитных голограмм «Сфера 2» (блок управления и обработки данных не показан)

изображений, а азимутальный угол  $\varphi_n$  источника излучения ортогонален направлению штрихов дифракционных структур на поверхности голограммы. Свет, дифрагированный на поверхности голограммы при освещении её источниками, для которых указанные условия не соблюдаются, а также свет от других порядков дифракции, задерживается диафрагмой 4 и не попадает на матрицу видеокамеры,

Из полученного стека последовательных изображений  $G_n(x, y, \theta_n, \varphi_n)$ , формируется характеристическое изображения того же размера  $G_{CH}(x, y)$ , таким образом что для каждого пиксела характеристического изображения определяется пара углов расположения источников излучения  $(\varphi_{max}, \theta_{max})$ , при которых интенсивность зарегистрированного сигнала в данном пикселе максимальна, и каждому пикселу характеристического изображения назначаются следующие параметры: координаты пиксела  $(x, y)$ , угол ориентации  $\alpha$ , период  $d$ , интенсивность  $I_{max}$ . Интенсивность  $I_{max}$  определяется как максимальная интенсивность для пиксела с данными координатами в исходном стеке изображений, период  $d$  однозначно определяется из зенитного угла источника излучения к поверхности исследуемой голограммы  $\theta_{max}$ , длины волны источника излучения и выбранного для регистрации порядка дифракции:

$$d = \lambda / \sin(\theta_{max}).$$

Угол ориентации штрихов решетки относительно выбранного направления определяется как:  $\alpha(x, y) = \varphi_{max}$ . Так как при таком методе измерения точность измерения периода и угла ориентации элементарных решеток напрямую зависит от точности и дискретности задания угловых направлений источников излучения, с целью увеличения разрешения измерений в конструкцию введен привод вращения мультиугольного осветителя с малой дискретой поворота по азимутальному углу  $\varphi$ , а источники излучения в конструкции мультиугольного осветителя расположены таким образом, чтобы при вращении мультиугольного осветителя они занимали промежуточные между угловыми положениями соседних источников излучения как по  $\theta$ , так и по  $\varphi$ . Пример такой конструкции приведен на рисунке 2б.

Таблица. Основные технические характеристики системы «Сфера 2»

Параметр	Значение
Измеряемые параметры микроэлементов голограммы (голопикселей)	Шаг дифракционной решетки, угол дифракционной решетки, дифракционная эффективность
Максимальный размер образца	120 × 100 мм
Поле зрения кадра	1,79 × 1,43 мм
Максимальное оптическое разрешение	2 мкм
Глубина фокуса оптическая	14 мкм
Дискретность изображения, приведенная к поверхности образца	0,7 мкм
Повторяемость при перемещении по XY	2 мкм
Максимальная частота съёма кадров	506 кадров/с
Диапазон перемещения по Z координате	25 мм
<b>Диапазон определяемых периодов дифракционных элементов без алгоритмического расширения диапазона</b>	
при сканировании в видимом диапазоне	0,475–1,024 мкм
при сканировании в ИК диапазоне	0,89–1,916 мкм
Дискрета измерения периода дифракционных микрорешеток	10–55 нм
Дискрета измерения угла ориентации дифракционных микрорешеток	0,25°
Сканирование и обработка данных производится в реальном времени	
Скорость регистрации данных	до 0,5 мм <sup>2</sup> /сек
Размеры устройства (Д × Ш × В) без управляющей ПЭВМ	не более 500 × 300 × 1000 мм

Работа системы в режиме цифрового микроскопа (при выключенном Мультиугловом осветителе, включенном Осветителе 11 и полностью открытой диафрагме 4) позволяет получать изображение той же зоны голограммы в рассеянном свете, что дает возможность зарегистрировать изображение с разрешением, определяемым максимальной апертурой объектива. Совместная обработка полученного изображения и стека мульти угловых изображений позволяет получить характеристические изображения  $G_{CH}(x, y)$  с высоким пространственным разрешением.

Для получения характеристического изображения всей голограммы или выбранной области интереса служит двухкоординатной моторизированный стол. В этом режиме голограмма в соответствии с заданным алгоритмом последовательно перемещается на расстояние, меньшее чем размер поля зрения блока регистрации изображений так, чтобы характеристические изображения зон  $G_n(x, y)$  покрыли указанную область. Последующая программная «сшивка» характеристических изображений зон образует полное характеристическое изображение всей исследуемой поверхности СЗГ.



### Заключение

Метрологические характеристики разработанной в ИАиЭ СО РАН системы обеспечивают достаточно высокое пространственное разрешение формы и расположения структурных элементов цифровой защитной голограммы и точность определения периода и угла ориентации микрорешёток голопикселей. Универсальный формат получаемых данных и разработанные для системы программно-аппаратные средства обеспечивают обнаружение, обработку и наглядное представление отличий измеренных голограмм от проекта или данных, полученных с помощью цифровых высокоразрешающих микроскопов.

### Список источников

- [1] **Бессмельцев, В. П.** Разработка программных средств контроля качества защитных синтезированных голограмм по данным различных оптических систем измерения / В. П. Бессмельцев, Я. А. Киприянов // HOLOEXPO 2018: XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям: Тезисы докладов. — М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 143–145.
- [2] **Бессмельцев, В. П.** Контроль качества отражающих голограмм методами конфокальной микроскопии / В. П. Бессмельцев // HOLOEXPO 2018: XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям: Тезисы докладов. — М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 80–85.
- [3] **Одинокоев, С. Б.** Методы и оптикоэлектронные приборы для автоматического контроля подлинности защитных голограмм / С. Б. Одинокоев // Москва: Техносфера, 2013. — 176 с.
- [4] Testing the Universal Hologram Scanner, Published in the Keesing Journal of Documents & Identity. — 2005. — № 12. — P. 7–10 (authorized text version).

## 20. Контроль подлинности защитных голограмм методом оптоэлектронного анализа пространственного спектра Фурье

Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский  
ФГУП «НТЦ «Атлас», Москва, Россия

Представлена реализация метода оптоэлектронного анализа пространственного спектра Фурье для аппаратного контроля подлинности защитных голограмм.

*Ключевые слова:* Голография, Контроль подлинности, Преобразование Фурье, Оптическая система.

*Цитирование:* **Кайтуков, Ч. Б.** Контроль подлинности защитных голограмм методом оптоэлектронного анализа пространственного спектра Фурье / Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 109–112.

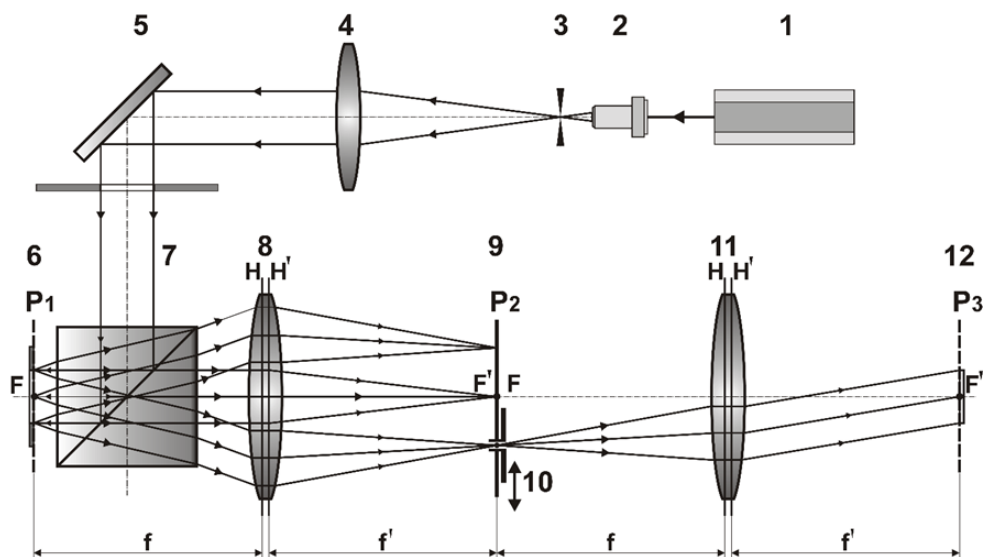
Возрастающая потребность в оптических защитных знаках и повышающиеся требования к надёжности их использования, инициирует разработку систем автоматизированного контроля подлинности.

Приборный контроль защитных голограмм давно применяется для ускорения и упрощения процедуры проверки подлинности документов сотрудниками различных ведомств. Принцип действия, существующих в настоящее время приборов, базируется на сравнении основных свойств и характерных особенностей голограмм с эталонными образцами.

Существующие методики и применяемые приборы, используют сравнительный анализ картин дифракции на периодических структурах идентичных областей сравниваемых голограмм в одном (обычно первом) порядке дифракции. Основной анализ состоит в выявление степени подобия углов дифракции света, отражённого от идентичных зон на поверхности сравниваемых голограмм.

Можно констатировать, что подобные приборы не обладают достаточным быстродействием и, в настоящее время, являются в большей степени средствами экспертного, но не оперативного контроля. Связанно это с тем, что для проведения достоверного колориметрического анализа необходимо осуществить большое количество замеров дифракционных углов из многих зон на поверхности сравниваемых голограмм. Дополнительные трудности возникают в случае, если голограмма наносится на документ в прозрачном ламинационном слое, из-за различий в фоновых изображениях, находящихся непосредственно под проверяемой голограммой и эталонной.

Для преодоления указанных трудностей предлагается осуществлять анализ спектра Фурье, получаемого путём аналогового преобразования, от всей поверхности исследуемой голограммы. При таком подходе не требуется набирать изображения картин дифракции для



1 — лазер; 2 — микрообъектив; 3 — микродиафрагма; 4 — коллимационная линза; 5 — зеркало;  
 6 — голограмма; 7 — светоделительный кубик; 8, 11 — линза; 9, 12 — экран;  
 10 — подвижная диафрагма

Рис. 1. Оптическая схема анализатора пространственного спектра Фурье

разных углов освещения и наблюдения, а будет достаточно однократной регистрации картины Фурье-образа для дальнейшей цифровой обработки.

Голограмму можно представить как совокупность разнообразных дифракционных решеток, которые образуют её единое комплексное световое поле. Если осветить такую голограмму целиком и произвести преобразование Фурье отражённого от её поверхности света, то в частотной плоскости возникнет картина, состоящая из набора пространственных частот всех дифракционных решёток присутствующих в голограмме. Визуально подобный Фурье-образ представляет собой набор пар светлых точек (максимумов) расположенных симметрично относительно центрального максимума (нулевого порядка дифракции). Интенсивность сфокусированных максимумов в частотной плоскости соответствует дифракционной эффективности и площади поверхности, которую занимает на голограмме соответствующая дифракционная решётка. Полная картина положений и интенсивностей всех пространственных частот Фурье-образа будет присуща только данной голограмме. И незначительное отклонение от её характеристик будет говорить о несоответствии исследуемой голограммы эталонной.

Разработанная оптическая схема (рисунок 1), позволяет регистрировать картину Фурье-образов голограмм.

В начале оптической схемы расположено приспособление для фиксации исследуемой голограммы или дифракционной решётки 6, находящееся в узле совместно со светоделительным кубиком 7. Приспособление расположено в плоскости P1 перпендикулярной оптической оси схемы и находящейся в фокальной плоскости линзы 8. На светоделительный кубик сбоку

падает коллимированный, монохроматический, когерентный пучок света, от лазера 1 ( $\lambda = 532$  нм), сформированный элементами 2–5. Свет, отражаясь от границы раздела кубика, падает перпендикулярно на голограмму и, отражаясь от неё, распространяется в направлении линзы 8, которая осуществляет прямое преобразование Фурье на фокусном расстоянии в частотной плоскости P2. В ней расположен экран 9, с закреплённой на нём ирисовой диафрагмой (10). Экран установлен на координатном столе, что позволяет перемещать отверстие диафрагмы в плоскости Фурье-образа в двух направлениях. Линза 11 осуществляет обратное Фурье-преобразование. В плоскости P3 (12) формируется исходное изображение исследуемой голограммы, в случае отсутствия экрана 9, или изображение зон, содержащих определённую дифракционную решётку, в случае использования диафрагмы в качестве пространственного фильтра.

Общая картина всех сфокусированных максимумов отраженного от голограммы света регистрируется на экране 9 на цифровую ПЗС-матрицу для дальнейшего анализа.

Программное обеспечение позволяет находить координаты сфокусированных максимумов в частотной плоскости. Количество парных максимумов на экране в плоскости P2, исключая нулевой порядок, соответствует количеству дифракционных решёток присутствующих на освещённом участке голограммы, которые различаются периодом и/или углом поворота. Определив координаты максимумов можно рассчитать параметры дифракционных решёток. Расстояние между порядками дифракции, симметричными относительно максимума нулевого порядка, связано с периодом соответствующей дифракционной решётки следующим соотношением:

$$d = \frac{\lambda}{\sin\left(\arctg\left(\frac{2f}{D}\right)\right)}$$

где  $d$  — период дифракционной решётки,  $\lambda$  — длина волны,  $f$  — расстояние от линзы до экрана (фокусное расстояние линзы),  $D$  — расстояние между дифракционными максимумами +1 и –1 порядков. Угол между линией, соединяющей максимумы  $\pm 1$  порядков и, например, горизонтальной линией, равен углу поворота дифракционной решётки в плоскости голограммы. Полученный таким образом набор параметров сравнивается с данными, полученными с эталонной голограммы. Алгоритм работы программы обработки на этом этапе основан на поиске максимума функции корреляции при повороте вокруг нулевых порядков Фурье-образов тестового и эталонного образцов.

Примечательно, что для проверки подлинности голограммы, на этом этапе анализа можно обойтись без предварительного исследования эталона. Вполне достаточно информации о параметрах дифракционных решёток, которая может быть предоставлена производителем голограмм в текстовом виде. Из значений координат максимумов вычисляются периоды и углы поворота дифракционных решеток проверяемой голограммы, как было описано выше, а сравнение осуществляется между таблицей параметров переданной производителем

голограммы и таблицей данных, полученной в результате обработки данных тестируемого образца.

На следующем этапе исследования проводится сравнение интенсивностей дифракционных максимумов в Фурье-образах соответствующих дифракционных решёток эталона и проверяемого образца. Фотометрические данные в этом случае получают обработкой цифровых изображений дифракционных максимумов, формируемых в плоскости P2 (9). Интенсивности максимумов нормируются по максимумам нулевых порядков. Приведенные значения интенсивностей света, сфокусированного в плоскости наблюдения от разных элементов дизайна голограммы, являются её уникальным свойством. В данном случае, для сравнения полученных значений с эталонными, требуется предварительное документирование подлинного образца.

Применение описанного метода позволит сократить время аппаратного контроля подлинности голограмм.

## 21. Динамические эффекты в трекограммах

А. Ф. Смык<sup>1</sup>, А. В. Шурыгин<sup>1</sup>, С. Б. Одинокоев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ООО «Джеймс Ривер Бранч»

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

*Цитирование:* Смык, А. Ф. Динамические эффекты в трекограммах / А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин, С. Б. Одинокоев // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 113–115.

Человек воспринимает объект как объемный двумя основными способами [1]:

1. С помощью бинокулярного зрения, когда каждый глаз видит свое изображение, и на этих изображениях имеются точки с окрестностями сходной фактуры, совмещение которых требует сведение лучей зрения под разными углами — чем меньше угол, тем дальше кажется точка:

$$L = 0,5 B \operatorname{tg}(d - 0,5U) \quad (1)$$

где  $L$  — удаление,  $B$  — бинокулярная база,  $U$  — угол сведения;

2. С помощью кинематического восприятия, когда части изображения перемещаются по сетчатке с разными коллинеарными скоростями в одном направлении, и чем быстрее движется фрагмент, тем ближе он воспринимается:

$$L/L' = \operatorname{tg} U' / \operatorname{tg} U \quad (2)$$

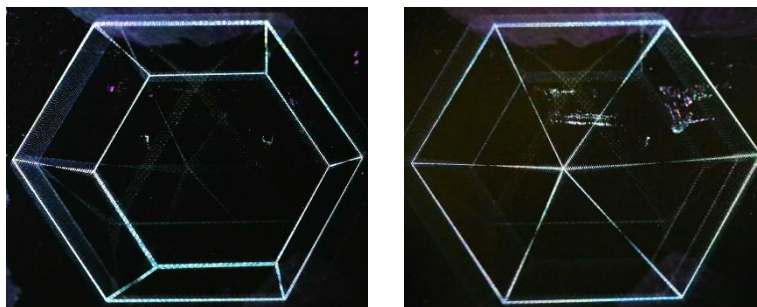
где  $L, L'$  — удаления фрагментов,  $U, U'$  — их угловые перемещения. При совмещении обоих способов восприятие объема усиливается. Дополнительное впечатление объема связано с анализом загораживания идентифицированных частей изображения и с профессиональными навыками, такими, как типичные угловые размеры известных предметов.

Трекограммы используют оба механизма стереоскопического восприятия объема: бинокулярный и кинематический. Изображение в них формируется поточечно как блик на поверхности трека. Каждой точке объекта соответствует ряд концентрических в плане окружностей, а воспринимаемая глубина точки определяется радиусом этих окружностей. Профиль поперечного сечения окружностей может быть как симметричным, так и асимметричным. В первом случае формируется два изображения каждой точки: одно воспринимается расположенным за плоскостью голограммы, другое — перед плоскостью. Профиль трека в плане определяет текущую видимую глубину точки. Если делать трек прерывистым с разной кривизной, то можно получить эффект переключения изображений, и произвольную динамику изображения.

Изображение таким образом состоит как бы из отдельных точек, однако вполне реально сформировать изображения и со сплошной заливкой. Точечная структура изображения остается заметной, размер точки определяется шириной тороидальной канавки. Ее уменьшение



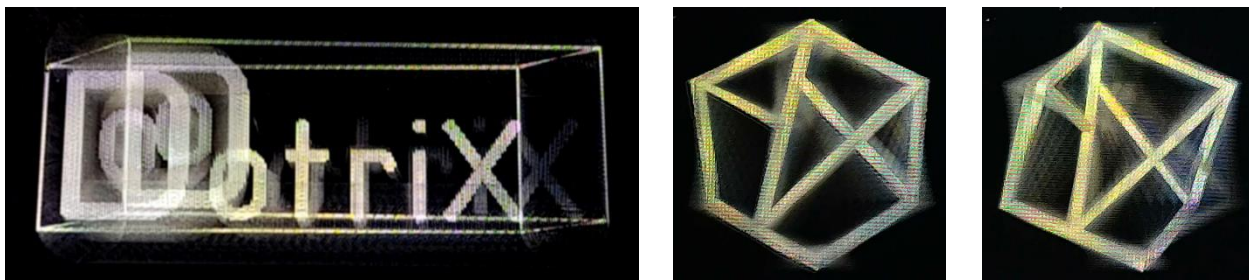
Рис. 1. Примеры трекограмм



а)

б)

Рис. 2. Примеры трекограмм



а)

б)

в)

Рис. 3. Примеры трекограмм

ведет к потере ахроматичности, что, впрочем, можно использовать для получения радужно окрашенных изображений.

При этом можно условно разделить подход к созданию изображения на три типа.

Первый — когда каждая точка изображения перемещается в зависимости от положения источника света по замкнутой кривой. При такой структуре наблюдатель будет видеть два изображения, отличающиеся только масштабами по координатам  $X$  и  $Y$ .

Второй случай — построение сравнительно простых геометрических фигур из нескольких участков дуг. Тогда можно получить эффект вращения псевдообъемной структуры и даже переключение между несколькими, но близкими по количеству узлов. Наиболее подходящими объектами для воспроизведения в данном случае могут оказаться так называемые «проволочные» или каркасные 3D изображения.

И третий вариант — воспроизведение изображения, содержащего большие однотонные области, представленного множеством ракурсов. В данном случае переход на большое, от 16 и выше, количество отдельных участков дуг приводит к тому, что становится эффективнее формировать изображение, разбив его на пиксели и сопоставив с каждым из них набор мельчайших штрихов. Дальнейшее развитие подхода связано с получением динамически изменяющихся изображений, содержащих сплошные яркие области, как показано на рисунке 3. Аналогичным способом можно добиться эффекта 2D/3D, заключающегося в изменении изображения при изменении угла освещения. Данный метод позволяет получить ахроматические изображения. При таком подходе каждый ракурс будет виден под своим углом, а также появляется возможность формировать полутона.

### Список источников

- [1] **Коганов, А. В.** Формирование стереообраза на фрактализованной поверхности (треугограммы) / А. В. Коганов // Вопросы кибернетики (Распознавание видеографической информации) / под ред. В. Б. Бетелина. — М.: РАН, 1999. — С. 110–123.
- [2] **Колейчук, В. Ф.** Штриховая стереография / В. Ф. Колейчук, Н. Г. Власов. — М.: Журнал научной и прикладной фотографии. — 1997. — Том 42. — № 1. — С. 68–71.
- [3] **Смык, А. Ф.** Асимметричные профили в поверхностно-рельефных голограммах / А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин // Мир техники кино. — 2018. — №1(12). — С. 23–30.



## 22. Средства защиты от подделок с визуальной и визуализируемой компонентами на основе двойного голографического рельефа

Л. В. Танин<sup>1</sup>, П. В. Моисеенко<sup>1</sup>, А. Г. Бобореко<sup>1</sup>, М. Н. Лущиков<sup>1</sup>, В. А. Танин<sup>1</sup>, В. В. Еверкин<sup>1</sup>,  
А. И. Горчарук<sup>1</sup>, В. С. Микулич<sup>1</sup>, С. В. Кислухин<sup>2</sup>, А. В. Рак<sup>3</sup>, А. Я. Гореленко<sup>3</sup>, М. П. Захарич<sup>3</sup>,  
С. П. Плиска<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ЗАО «Голографическая индустрия», Минск, Республика Беларусь

<sup>2</sup> Департамент государственных знаков Министерства финансов Республики Беларусь, Минск, Республика Беларусь

<sup>3</sup> РУП «Криптотех», Минск, Республика Беларусь

Предлагается комплекс защитных средств на основе полимеризованных жидких кристаллов (ПЖК). С помощью ПЖК создаются скрытые поляризационные изображения, которые визуализируются линейными, циркулярными или специальными поляризаторами. В комплексе кроме ПЖК могут присутствовать визуальные средства защиты, такие как дифракционные элементы, голограммы, полиграфические защитные элементы и т. д. Жидкие кристаллы представляют собой раствор акрилатных мономеров в сольвентном растворителе с необходимыми добавками и являются по существу полиграфическими красками. Синтез необходимых акрилатных мономеров налажен на самом предприятии «Голографическая индустрия». Так как жидкие кристаллы являются аналогами полиграфических красок, то и способы их нанесения предусматривают широко известные полиграфические процессы такие как, флексопечать, глубокая печать, трафаретная печать и т. д., что позволяет использовать современное полиграфическое оборудование, соответствующим образом модернизированное. Возможно нанесение жидких кристаллов посредством принтеров, в частности струйных, что дает возможность нанесения скрытой переменной информации, например, порядкового номера или бар-кода. Для того чтобы получить скрытые изображения необходима ориентация жидких кристаллов. Ориентирующий слой, который формирует скрытое изображение, является основным структурным компонентом системы ПЖК. Ориентация жидких кристаллов, определяющая защитные свойства кристаллограммы, построена на дифракционных голографических решетках, которые лежат в основе рельефно-фазовых голограмм.

*Цитирование:* **Танин, Л. В.** Средства защиты от подделок с визуальной и визуализируемой компонентами на основе двойного голографического рельефа / Л. В. Танин, П. В. Моисеенко, А. Г. Бобореко, М. Н. Лущиков, В. А. Танин, В. В. Еверкин, А. И. Горчарук, В. С. Микулич, С. В. Кислухин, А. В. Рак, А. Я. Гореленко, М. П. Захарич, С. П. Плиска // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 116–116.

## 23. Защитные 3D нанокomпозиционные голограммы на криволинейной поверхности

*Е. Б. Шекланова, М. В. Гусев*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

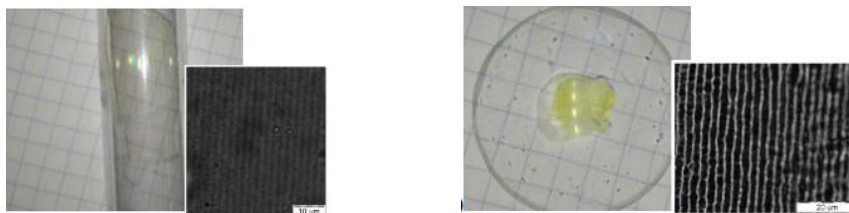
Работа посвящена исследованию возможности использования нанокomпозиционного материала, состоящего из уретан-акрилатных мономеров и наночастиц для записи защитных голограмм на криволинейных поверхностях.

*Ключевые слова:* Голографический нанокomпозиционный материал, Наночастицы, Защитные голограммы, Криволинейные поверхности.

*Цитирование:* Шекланова, Е. Б. Защитные 3D нанокomпозиционные голограммы на криволинейной поверхности / Е. Б. Шекланова, М. В. Гусев // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 117–118.

Исследуемый в работе материал — это жидкая смесь мономеров и наночастиц оксида кремния или оксида цинка. Добавление в состав материала тех или иных мономеров позволяет менять как свойства жидкой композиции, ее вязкость, так и свойства готовой полимерной пленки, например, ее твердость. Полимеризация проходит по радикальному принципу и начинается под действием света. В результате образуется поперечно-сшитая полимерная матрица с зафиксированными в ней наночастицами. При помещении жидкого материала в световое поле с периодическим распределением интенсивности в светлых областях начинается полимеризация, а наночастицы перемещаются в темные области. Таким образом формируется полимерная пленка, в объеме которой формируется периодическая структура. Модуляция показателя преломления для такой структуры лежит в диапазоне от 0,045 до 0,065 [1]. Составы материалов и способы их приготовления представлены в работе [2]

Проведенные исследования показывают, что дифракционная эффективность записанных голографических элементов зависит от энергии экспозиции. Таким образом дифракционной эффективностью защитных голографических элементов можно управлять уже на этапе записи. Нанокomпозиционные голограммы не требуют никакой обработки ни перед, ни после записи, устойчивы к воздействиям высоких температур до 150 °С и 100 % влажности в течение 60 минут [2]. Нанокomпозиционный материал позволяет записывать голограммы на различных типах подложки, как на стекле, так и на бумаге. Все это позволяет успешно использовать нанокomпозиционные голограммы для защиты различных товаров от подделки, а также устанавливать срок годности продукции. Особенность материала позволяет наносить его на любые поверхности в том числе на криволинейные. Правильное восстановление голограмм на криволинейных поверхностях возможно только на тех же поверхностях на которых они были записаны. Попытка снятия голограммы влечет за собой ее повреждение. При записи



а) кривизна поверхности 4 мм

б) кривизна поверхности 25 мм

Рис. 1. Голографические дифракционные решетки на криволинейных поверхностях

голограмм на криволинейных поверхностях даже для элементарной голограммы пространственная частота голограммы не будет постоянной. Фотографии полученных голографических решеток представлены на рисунке 1.

В работе рассчитаны диапазоны пространственных для нанокomпозиционных голограмм на криволинейных поверхностях. Показано влияние на записанные голограммы и их дифракционную эффективность радиуса кривизны поверхности и угла отклонения от начальной точки (точка где пространственная частота обратна периоду), определены оптимальные размеры нанокomпозиционных голограмм для поверхностей с различной кривизной. Проведенные исследования позволяют определить границы областей применения защитных нанокomпозиционных голограмм, записанных в том числе на криволинейных поверхностях.

#### Список источников

- [1] **Burunkova, J. A.** Holographic nanocomposite and a related diffraction element / J. A. Burunkova, I. Y. Denisyuk, D. I. Zhuk, E. B. Shekhanova // Optics and spectroscopy. — 2017. — Vol. 122. — № 2. — P. 341–343.
- [2] **Шекланова, Е. Б.** Голографический фотоотверждаемый нанокomпозит и оптические элементы на его основе: дис. канд. техн. наук: 01.04.05. — Университет ИТМО, С.-Петербург, 2019. — 105 с.

## 24. Оценка погрешности фазовых сдвигов в порядках дифракционных решеток интерференционного датчика линейных перемещений

*М. В. Шишова<sup>1</sup>, С. Б. Одинокоев<sup>1</sup>, А. Ю. Жердев<sup>1</sup>, М. С. Ковалев<sup>1</sup>, М. Л. Галкин<sup>1</sup>,  
В. Ю. Венедиктов<sup>2,3</sup>*

<sup>1</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»  
им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В статье рассматриваются фазовые сдвиги света в порядках дифракционных решеток для интерференционного датчика линейных перемещений. Применение фазовой дифракционной решетки с заданными геометрическими параметрами поверхностного рельефа позволяет стабилизировать фазовые соотношения в оптических сигналах и, в результате, в итоговой паре квадратурных сигналов, снимаемых с датчика перемещений. На основе математического моделирования предложены технически реализуемые параметры поверхностного рельефа дифракционных решеток для создания требуемых фазовых сдвигов между дифрагированными пучками, сигналами квадратурной модуляции и достижения требуемой точности измерений с нанометрическим разрешением.

*Ключевые слова:* Фазовый сдвиг, Датчик линейных перемещений, Квадратурные сигналы.

*Цитирование:* Шишова, М. В. Оценка погрешности фазовых сдвигов в порядках дифракционных решеток интерференционного датчика линейных перемещений / М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Жердев, М. С. Ковалев, М. Л. Галкин, В. Ю. Венедиктов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 119–129.

### 1. Введение

На сегодняшний день измерения линейных и угловых перемещений с нанометрическим разрешением обеспечиваются интерференционными оптическими датчиками [1–4]. В таких датчиках при равномерном линейном перемещении измерительной головки относительно кодирующей шкалы формируются гармонические сигналы, последующее декодирование которых в электронном блоке, позволяет получить величину перемещения. Оптические сигналы, характеризующие линейные перемещения, формируются в оптической системе датчика и сохраняют постоянный период интерференционной картины в пространстве с помощью рельефно-фазовых дифракционных решеток — измерительных шкал. Для обеспечения высокого разрешения датчика, а также для определения направления линейного перемещения необходимо как минимум два оптических сигнала, составляющие квадратурную пару (синусоидальный SIN и косинусоидальный COS) [5, 6]. Период оптических сигналов пропор-

ционален периоду измерительной шкалы. Шаг измерения формируется путём дискретизации уже электрических сигналов в электронном блоке и вычисления обратной гармонической функции. Тогда величина линейного перемещения внутри периода гармонического сигнала будет определяться фазой текущего уровня оптического сигнала. Причём стабильность разности фаз между оптическими сигналами в процессе перемещения определяет погрешность дискретизации внутри периода сигнала, а значит, величины разрешения и погрешности измерения самого датчика.

Традиционно в оптических системах интерференционных датчиков линейных перемещений стабилизация разности фаз оптических сигналов достигается либо добавлением новых фазовых оптических элементов, либо различными юстировками [5–8] оптико-механических элементов датчика, например, сдвигом и поворотом дифракционной решетки в измерительной головке, наклоном лазера, перекрытием части апертуры пучка и др. Проблема данного подхода выражается в следующем недостатке. В процессе оптико-механических юстировок, движения привода и перемещения измерительной головки относительно кодирующей шкалы, вследствие несовершенства каретки привода, погрешностей направляющих и др., происходит нарушение параллельности измерительной кодирующей шкалы и измерительной головки с анализирующей шкалой. Это приводит к дестабилизации фазовых сдвигов в оптических сигналах из-за изменения длины пути и внесению дополнительной погрешности при измерениях. Использование пропускающей дифракционной решетки с заранее сформированными фазовыми сдвигами в рабочих дифракционных порядках в качестве элемента фазовой задержки позволит обеспечить в оптической схеме датчика стабильную квадратурную модуляцию оптических сигналов без проведения сложной дополнительной оптико-механической или оптической юстировки.

Данная статья посвящена моделированию фазовых сдвигов в порядках дифракционных решеток и расчету параметров их поверхностного рельефа, обеспечивающих повышение точности измерения перемещений до единиц нанометров, выполняемых с помощью интерференционного датчика линейных перемещений.

## **2. Принцип работы интерференционного датчика линейных перемещений**

Оптическая схема интерференционного датчика линейных перемещений построена на основе дифракционных решеток с одинаковыми периодами, сравнимыми с длиной волны источника излучения: кодирующей шкалы (КШ), которая линейно перемещается относительно измерительной головки, и анализирующей шкалы (АШ), расположенной внутри измерительной головки. На рисунке 1 подробно показан ход лучей в оптической схеме датчика и формирование интерференционных оптических сигналов при линейных перемещениях шкал: сплошными линиями изображены пучки света, используемые для формирования оптических сигналов, а пунктирной линией обозначены пучки света, не используемые в оптической схеме и в которых дифракционная эффективность минимизируется. На рисунке 1а показан

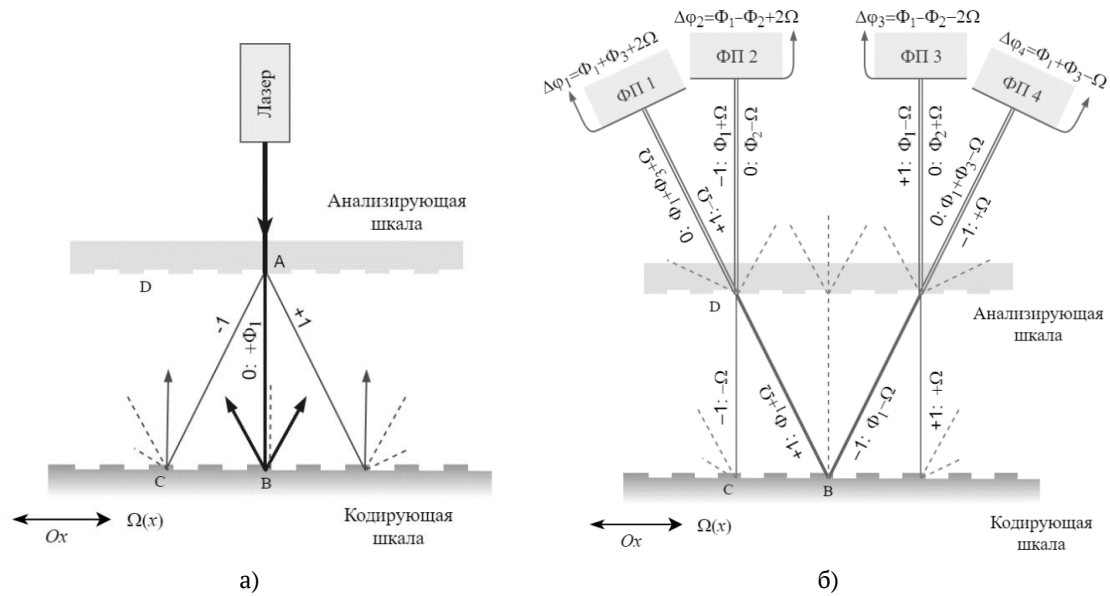


Рис. 1. Ход лучей в оптической схеме при распространении излучения от источника до кодирующей шкалы (а) и при распространении после дифракции на кодирующей шкале(б)

ход лучей пучков лазерного излучения дифрагировавших на АШ (пропускающей дифракционной решетке) и до КШ (отражательной дифракционной решетки), а также дифрагировавших на ней пучков в обратном ходе. На рисунке 1б показан обратный ход лучей при распространении дифрагировавших пучков, отраженных от КШ и до АШ. Причем рассматриваются только пучки в  $\pm 1$  дифракционных порядках, а пучки лазерного излучения более высоких дифракционных порядков не попадают в оптическую схему датчика и в дальнейшем моделировании не рассматриваются.

Рис. 2а иллюстрирует внесение фазового сдвига при первой дифракции на АШ в трех направлениях соответственно  $+1$ ,  $0$  и  $-1$  порядкам дифракции. АШ должна быть сконструирована таким образом, чтобы прошедший луч (отрезок  $AB$ ) опережал дифрагировавшие (отрезок  $AC$ ) по фазе. Обозначим эту величину фазового сдвига  $\Phi_1$ . Далее излучение дифрагирует на КШ, которая является подвижной и вносит фазу  $2\pi$  при её перемещении на величину в один период  $d$ . Тогда при перемещении на величину  $x$  вносимая в дифракционный порядок фаза света равна  $\Omega = \pm 2\pi x/d$ . Причем данный сдвиг фазы прибавляется к текущему при дифракции в  $+1$  порядок ( $+\Omega$ ) и вычитается при дифракции в  $-1$  порядок ( $-\Omega$ ). После дифракции на КШ, каждый пучок снова попадает на АШ, на которой опять дифрагирует в обратном ходе. Прошедшие пучки снова приобретают некоторый фазовый сдвиг относительно дифрагировавших пучков, как показано на рисунке 1б. При нормальном падении излучения со стороны решетки в направлении  $CD$  в  $0$ -ом порядке относительно  $+1$  формируется фазовый сдвиг  $\Phi_2$ . При наклонном падении излучения в направлении  $BD$  величина фазового сдвига в  $0$ -ом порядке относительно  $+1$  составляет  $\Phi_3$ . Пары пучков, которые распространяются в одном направлении, интерферируют в плоскости каждого ФП1–ФП4. В предложенной оптической схеме в силу симметрии обеспечивается равенство оптических путей интерферирующих пучков.

В отъюстированной оптической системе на каждом из приемников наблюдается интерференционная полоса бесконечной ширины. Интенсивность света каждого из интерференционных оптических сигналов, полученных при интерференции пучков с комплексными амплитудами световых волн  $A = |A| \exp(i\Phi_A)$  и  $B = |B| \exp(i\Phi_B)$  в плоскости каждого  $k$ -го фотоприемника (от ФП1 до ФП4), определяется по формуле

$$I_k = |A_k|^2 + |B_k|^2 + 2|A_k||B_k| \cos(\Phi_{Ak} - \Phi_{Bk}) = \frac{1}{|A_k|^2 + |B_k|^2} [1 + V_k \cos(\Delta\varphi_k)].$$

где  $V_k = \frac{2|A_k||B_k|}{\sqrt{|A_k|^2 + |B_k|^2}}$  — интерференционный контраст.

На рисунке 1b показаны фазовые составляющие  $\Delta\varphi_k$ , сформированные в оптических сигналах в плоскости каждого фотоприемника после прохождения всей оптической схемы. Пары ФП1 и ФП2, а также ФП3 и ФП4, можно использовать для определения величины линейного перемещения  $x$  при условии сохранения разности фаз  $90^\circ$  между итоговыми оптическими сигналами на фотоприемниках [9]. К такой реализации приводит комбинация фазовых сдвигов  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  и  $\Phi_3$ , сформированных в оптических сигналах после прохождения излучения через АШ в оптической схеме.

Таким образом, АШ в схеме должна не только обеспечивать эффективное деление пучка, но и начальную разность фаз для квадратурной модуляции пар интерференционных сигналов. В условиях рассматриваемой задачи моделирования одинаково важно учитывать, как накопленную фазовую составляющую, так и энергетический расчет, для каждого из пучков.

Вносимые в дифрагировавшие пучки фазовые сдвиги (как показано на рисунках 1a и 1б) в представленном моделировании рассматриваются для пучка 0-го порядка относительно  $\pm 1$ -х порядков и представляют собой разности накопленных фаз [10]. Неравенство представленных значений фазовых сдвигов  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$ ,  $\Phi_3$  для различных условий освещения подтверждено экспериментально и при решении задачи дифракции на основе электромагнитной теории [11]. Если бы все три случая обеспечивали одинаковый фазовый сдвиг  $\Phi$ , то это упростило бы формирование фазовой составляющей  $\Delta\varphi_k$  для боковых приемников излучения ФП1 и ФП4 она бы включала удвоенный фазовый сдвиг  $2\Phi$ , а на осевые фотоприемники ФП2 и ФП3, в таком случае, поступали бы интерференционные сигналы только с вкладом  $\Omega(x)$ . Такой подход не является физически справедливым и на практике приводит к значительным отклонениям параметров модуляции итоговых сигналов от ожидаемых. Для конкретной схемы оптического датчика линейных перемещений, если излучение дифрагирует несколько раз, каждый случай требует собственного анализа.

Накапливаемые фазы в каждом из дифракционных порядков физически зависят от пространственных параметров анализирующей шкалы (высота, период, фактор заполнения, геометрическая форма профиля пропускающей дифракционной решетки) и изменяются при различных условиях освещения (длина волны, поляризация, угол падения и др.). Строгий подход к решению задачи дифракции математически описывает преобразование электромагнитного поля и позволяет понять процесс аккумуляции фазы в зоне модуляции дифрак-

ционной решетки [12]. В математической реализации, моды в наборе плоских волн, распространяющихся под разными углами для всех направлений дифракции, складываются на выходе зоны модуляции дифракционной решетки, таким образом формируя значение комплексной амплитуды. Абсолютное значение фазы (как и амплитуды) для каждого дифракционного порядка содержит вклад каждой моды, существующей в рассматриваемом направлении. В свою очередь фаза для каждой моды зависит от входных параметров задачи дифракции: длины волны света, условия поляризации, углов падения и азимута, показателей преломления материалов и пространственных характеристик геометрического профиля.

### 3. Моделирование фазового распределения в оптической схеме

Чтобы сформулировать требования к АШ, в качестве которой используется пропускающая дифракционная решетка, необходимо проанализировать совместное влияние фаз, накапливающихся по ходу распространения каждого светового пучка от источника излучения до плоскости интерференции. Для конкретной схемы датчика, если свет дифрагирует несколько раз, как в нашем случае, каждый случай требует собственного расчета. Расчет оптической схемы интерференционного датчика линейных перемещений, приведенной на рисунке 1, сводится к расчету фазовых сдвигов, вносимых в соответствующие дифракционные порядки решеток с помощью электромагнитной теории дифракции [12–13]. В частности, необходимо рассчитать результирующую фазу света для пары оптических сигналов при линейном перемещении и значения интерференционного контраста, сформированного на каждом фотоприемнике

Численное решение задачи дифракции было проведено в среде Matlab. Для моделирования дифракции на решетке с прямоугольным профилем использован строгий метод RCWA (rigorous coupled-wave analysis) [13]. Для моделирования синусоидальных решеток использован аналогичное программное обеспечение с реализованным методом криволинейных координат, который применяется для анализа структур со сглаженным профилем рельефа [14].

Далее приведено описание исходных данных для расчета. Рассмотрено два случая скрещенных поляризаций (TE и TM). Длина волны падающего излучения соответствует красному полупроводниковому лазеру и составляет 660 нм. Зона модуляции дифракционной решетки выполнена из полиметилметакрилата с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{sub}} = 2,21$ . Пложка дифракционной решетки выполнена из стекла K8 с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_{\text{gr}} = 2,29$ . Абсолютное значение фазы, накопленной в подложке дифракционной решетки не влияет на результат вычисления разности фаз в силу симметрии оптической схемы. При моделировании были выбраны типовые значения параметров дифракционной решетки, используемых на практике, а именно, периоды АШ в диапазоне от 0,8 до 1,8 мкм высоты профиля рельефа в диапазоне от нулевого значения до 1,8 мкм. Рассматривается синусоидальный рельеф и прямоугольный рельеф с различным фактором заполнения структуры (отношение ширины выступа к периоду).



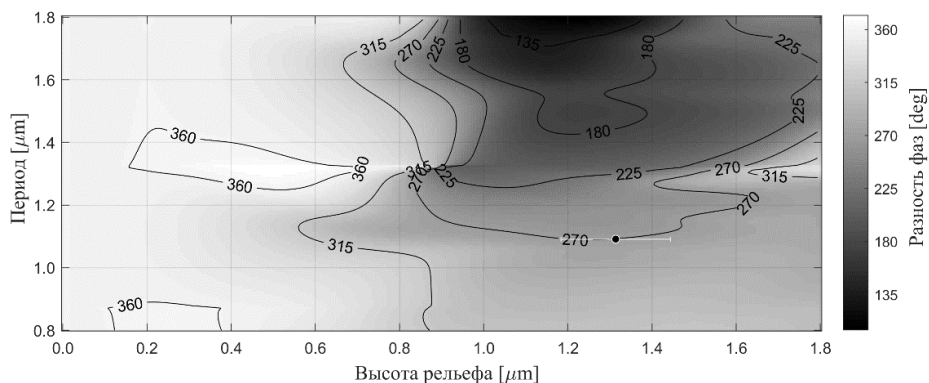


Рис. 2. Итоговая разность фаз для синусоидального профиля дифракционной решетки (АШ), случай ТЕ поляризации

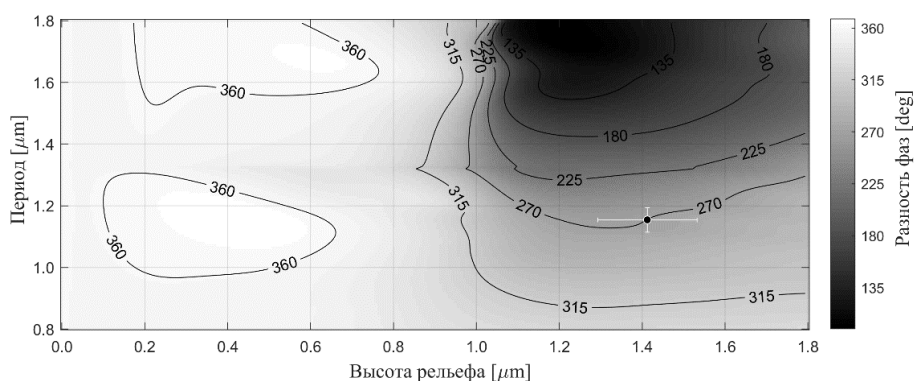


Рис. 3. Итоговая разность фаз для синусоидального профиля дифракционной решетки (АШ), случай ТМ поляризации

Требования для выбора конкретных параметров рельефа пропускающей дифракционной решетки сформированы для удовлетворения задачи квадратурной модуляции. В электронном блоке электрические сигналы, полученные с фотоприемников дискретизируются внутри периода на требуемое количество отсчетов. К примеру, если период кодирующей шкалы составляет  $d = 1$  мкм, то интерференционный период оптического сигнала, поступающего на фотоприемник, составляет  $d/2 = 500$  нм в силу присутствия удвоенной фазовой составляющей  $\Omega$  (рисунок 16). Тогда, если мы хотим добиться погрешности определения перемещения  $\pm 0,5$  нм, нам необходимо провести 1000-кратную интерполяцию. Таким образом, на основе требований высокого разрешения, отклонение расчетной фазы от значения, кратного  $90^\circ$ , не должно превышать  $\pm 0,36^\circ$  или  $\pm 2\pi/1000$  рад, что соответствует тысячной доле периода. Значение интерференционного контраста  $V$  оптических сигналов, поступающих на каждый фотоприемник ниже чем 0,85. Данное значение выбрано для обеспечения глубины модуляции как оптического, так и последующего электрического сигнала. Для анализирующей шкалы также установлены требования по дифракционной эффективности (ДЭ): не ниже 20 %, как в 0-ом, так и в  $\pm 1$ -ых порядках. На практике для тонких рельефно-фазовых решеток, применяемых в качестве измерительных шкал [15], дифракционные эффективности достигают 20–25 %, что ниже теоретического предела [16].

На рисунке 2, 3 приведены контурные диаграммы одинаковой фазы в виде зависимости разности фаз оптических сигналов перемещения  $\Delta\psi_{1-2} = \Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2 = \Phi_3 + \Phi_2$  между ФП1 и ФП2 (рисунок 1б) от периода и глубины рельефа пропускающей дифракционной решетки с синусоидальным профилем. Значение разности фаз оптических сигналов перемещения  $\Delta\psi_{3-4}$  между ФП3 и ФП4 по модулю равно  $\Delta\psi_{1-2}$  (но противоположно по знаку), поэтому отдельно не приводится (рисунок 1б). Разности фаз  $\Delta\psi_{3-4}$  между ФП3 и ФП4 всегда составляет  $180^\circ$  из-за симметричности оптической схеме (рисунок 1б).

Рисунки 2 и 3 соответствуют ТЕ и ТМ поляризациям. Значение разности фаз приведено к диапазону от 0 до  $360^\circ$  градусов. Контурными показаны линии разности фаз с шагом  $45^\circ$ . Моделирование показало, что синусоидальный профиль с глубиной менее 800 нм не обеспечивает какого-либо фазового сдвига между результирующими оптическими сигналами (соответственно итоговыми электрическими сигналами). На диаграммах обозначены «черная точка с белой линией», показывающие решения, обеспечивающие описанные выше требования по квадратурной модуляции оптических сигналов и энергетические требования к ним. Для ТЕ поляризации (рисунок 2) решение предоставляет более широкий допуск на высоту профиля рельефа, но малую возможность к варьированию периода. Решение для ТМ поляризации (рисунок 3) соответствует достаточно большому допуску как для высоты профиля, так и для периода.

На рисунках 4–7 приведены аналогичные контурные диаграммы одинаковой фазы в виде зависимости разности фаз  $\Delta\psi_{1-2}$  оптических сигналов между фотоприемниками ФП 1 и ФП 2 от периода и глубины профиля уже для прямоугольного рельефа пропускающей анализирующей шкалы. Рисунки 4 и 5 соответствуют случаям ТЕ и ТМ поляризации для прямоугольного рельефа АШ с фактором заполнения 0,3. Рисунки 6 и 7 иллюстрируют соответственно случаи ТЕ и ТМ поляризации для прямоугольного рельефа АШ с фактором заполнения 0,5. Значение разности фаз приведено к диапазону от  $-180$  до  $180^\circ$ , а контурными показаны линии разности фаз с шагом  $45^\circ$ .

В таблице 1 приведены геометрические параметры АШ и соответствующие энергетические параметры оптической схемы, которые позволяют обеспечить разность фаз, кратную  $90 \pm 0,36^\circ$ . Некоторое сочетание периода и высоты рельефа шкал позволяет выполнить данное условие для каждого из приведенных типов профиля (синусоидального, прямоугольного с факторами заполнения 0,3 и 0,5) и получить стабильные оптические сигналы. Изменение геометрической формы профиля позволяет добиться технологически более простого в реализации сочетания периода и высоты профиля рельефа [17]. Для энергетической оценки приведены значения интерференционного контраста, а также суммарная дифракционная эффективность (ДЭ) для оптических сигналов, поступивших на приемники ФП1 и ФП2 (рисунок 1).

Моделирование показало необходимость изготовления относительно «глубокого» рельефа, по высоте профиля превышающего значение периода. Глубина профиля может превышать ширину выступав в три раза, что технологически вполне реализуемо, хоть и может по-

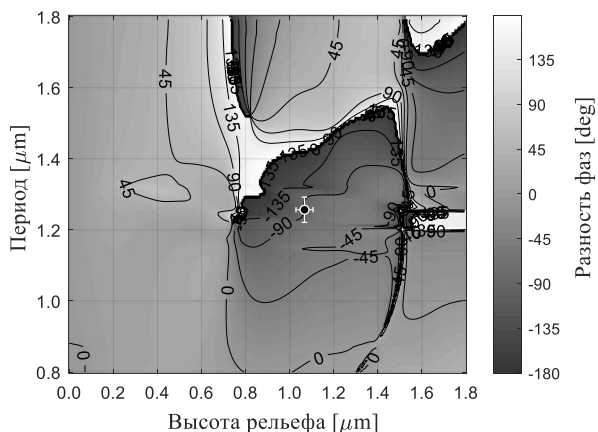


Рис. 4. Итоговая разность фаз для прямоугольного профиля с фактором заполнения 0,3, случай ТЕ поляризации

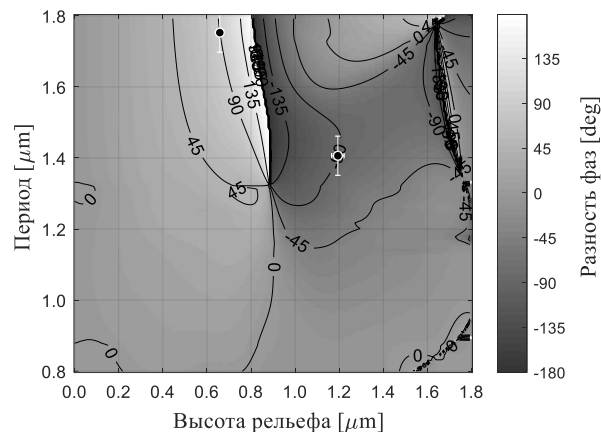


Рис. 5. Итоговая разность фаз для прямоугольного профиля с фактором заполнения 0,3, случай ТМ поляризации

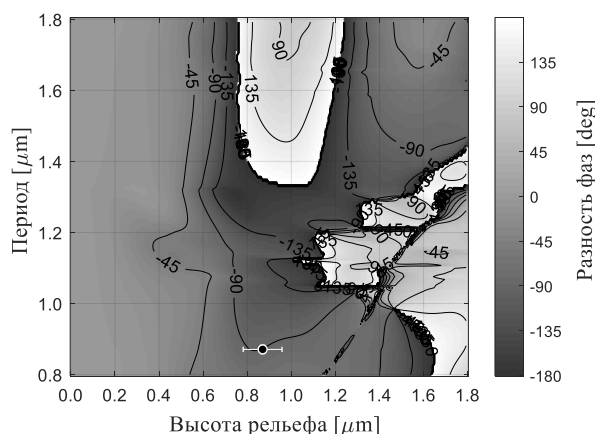


Рис. 6. Итоговая разность фаз для прямоугольного профиля с фактором заполнения 0,5, случай ТЕ поляризации

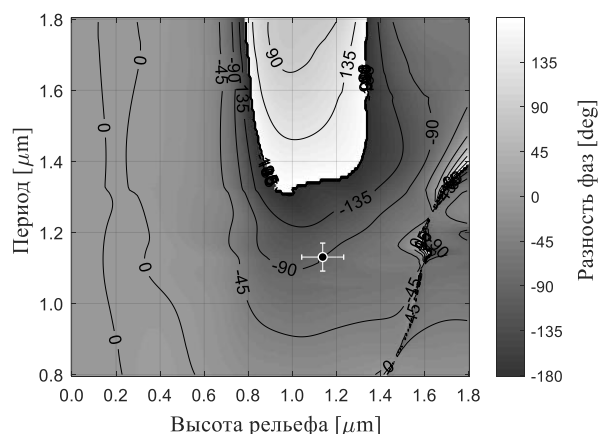


Рис. 7. Итоговая разность фаз для прямоугольного профиля с фактором заполнения 0,5, случай ТМ поляризации

влекать некоторые технологические сложности при изготовлении. Для прямоугольного профиля рельефа с фактором заполнения 0,3 отдельно приведены параметры для реализации квадратурной модуляции оптических сигналов, когда высота профиля значительно меньше периода. В этом случае, наблюдается падение интерференционного контраста на боковом фотоприемнике и уменьшение эффективности потока излучения, приходящего на осевой фотоприемник.

Необходимо отметить, что приведенные отклонения для периода и высоты профиля, представленные в таблице 1, позволяют обеспечить требуемое значение разности фаз, а не являются технологическими допусками на изготовление. При создании датчиков линейных перемещений важную роль играет постоянство значения периода в пределах всей рабочей зоны шкал. От значения периода напрямую зависит период гармонических квадратурных сигналов перемещения, а, следовательно, и разрешение датчика. Непостоянство периода мо-

Таблица 1. Рассчитанные параметры анализирующей шкалы для формирования квадратурных сигналов

Тип профиля рельефа	Поляризация	Разность фаз $\Delta\Psi_{1-2}$ (или $-\Delta\Psi_{3-4}$ ), град	ДЭ		Контраст на ФП 1	Контраст на ФП 2	Период, нм	Высота профиля, нм				
			для ФП 1	для ФП 2								
Синусоидальный	TE	270±0,36	0,099	0,176	0,952	1,000	1091±12	1314±130				
	TM		0,121	0,185					0,921	1,000	1154±40	1412±120
Прямоугольный с фактором заполнения 0,3	TE	-90±0,36	0,122	0,184	0,984	1,000	1257±35	1067±38				
	TM		0,123	0,173					0,911	1,000	1406±55	1194±28
	TM		90±0,36	0,118					0,087	0,712	1,000	1753±55
Прямоугольный с фактором заполнения 0,5	TE	-90±0,36	0,119	0,229	0,999	1,000	871±12	870±88				
	TM		0,113	0,211					0,977	1,000	1131±39	1138±95

жет привести к нарушению геометрии хода лучей и соответствующему смещению интерференционной полосы в плоскости фотоприемников. Для конкретного датчика линейных перемещений после выбора величины периода, в соответствии с расчетами устанавливается допуск на изменение глубины профиля рельефа.

Сдвиг фазы, приобретаемый при каждой дифракции в схеме, чувствителен к поляризации. Для подобранных параметров анализирующей шкалы, одно и то же значение разности фаз для скрещенных поляризаций обеспечивается при различии глубины профиля рельефа более чем на 100–200 нм. Аналогичный вывод справедлив и для значений периода. Например, для прямоугольного профиля с фактором заполнения 0,3 разность рассчитанные высоты для разных поляризаций различаются на 127 нм, а периоды на 149 нм. Выбор параметров дифракционной решетки, функционирующей как устройство внесения фазового сдвига, возможен и независимо от поляризации. Но подобное решение будет сопровождаться как снижением дифракционной эффективности, так и отклонением вносимого фазового сдвига. На практике мы рекомендуем использовать TE поляризацию. В таком случае, вектор напряженности электрического поля колеблется согласно направлениям штрихов дифракционной решетки и не претерпевает поворота. Использование TM поляризации требует дополнительного исследования поляризационных свойств анализирующей шкалы [18].

#### 4. Заключение

Проектирование высокоточных интерференционных датчиков линейных перемещений требует проведения как анализа фазовых соотношений для каждого из интерферирующих пучков, так и энергетического расчета оптической системы. Применение в качестве анализирующей шкалы дифракционной решетки, изготовленной только в соответствии с требованиями деления пучка, влечет за собой формирование случайного соотношения фаз. Это, в свою оче-

редь, может привести к невозможности создания квадратурной модуляции оптических сигналов. Представленный в статье анализ позволяет реализовать стабильную квадратурную разность фаз в схеме интерференционного датчика линейных перемещений, не зависящий от сложной юстировки оптической схемы. Результаты расчета показывают, что для создания разности фаз с высокой стабильностью можно использовать достаточно широкий допуск на высоту профиля рельефа.

Рельефно-фазовые дифракционные решетки обеспечивают внесение фазового сдвига в одном направлении дифракции относительно другого. Представлены параметры анализирующей шкалы и соответствующие энергетические параметры оптической схемы, которые позволяют обеспечить стабильную разность фаз, кратную  $90^\circ$ , с погрешностью не более  $\pm 0,36^\circ$ , что достаточно для обеспечения работоспособности датчика с нанометрическим разрешением. Приводятся данные по соотношению периода и высоты для каждого из приведенных типов синусоидального и прямоугольного профиля с факторами заполнения 0,3 и 0,5 анализирующей дифракционной решетки.

### Благодарность

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (Проект № 18-79-00304).

### Список источников

- [1] **Ly, Q.** Simple and compact grating-based heterodyne interferometer with the Littrow configuration for high-accuracy and long-range measurement of two-dimensional displacement / Q. Ly, Z. Liu, W. Wang, X. Li, S. Li, Y. Song, H. Yu, W. Li // *Appl. Opt.* — 2018. — Vol. 57. — № 31. — P. 9455. — DOI:10.1364/AO.57.009455.
- [2] **Hausotte, T.** Interference signal demodulation for nanopositioning and nanomeasuring machines / T. Hausotte, B. Percle, U. Gerhardt, D. Dontsov, E. Manske, G. Jager // *Meas. Sci. Technol.* — 2012. — Vol. 23. — P. 074004. — DOI:10.1088/0957-0233/23/7/074004.
- [3] **Lee, J.-Y.** Displacement measurement using a wavelength-phase-shifting grating interferometer / J.-Y. Lee, G.-A. Jiang // *Opt. Exp.* — 2013. — Vol. 21. — № 21. — P. 25553. — DOI:10.1364/OE.21.025553.
- [4] **Комоцкий, В. А.** Исследование датчика линейных перемещений на основе двухфазовых дифракционных решеток / В. А. Комоцкий, В. И. Корольков, Ю. М. Соколов // *Автоматрия.* — 2006. — Том 42. — № 6. — С. 105–112.
- [5] **Jourlin, Y.** Compact diffractive interferometric displacement sensor in reflection // Y. Jourlin, J. Jay, O. Parriaux // *Prec. Engineering.* — 2002. — Vol. 26. — P. 1–6.
- [6] **Ye, G.** / G. Ye, S. Fan, H. Liu, X. Li, H. Yu, Y. Shi, L. Yin, B. Lu // *Meas. Sci. Technol.* — 2014. — V. 25. — P. 125003. — DOI:10.1088/0957-0233/25/12/125003.
- [7] **Yaqoob, Z.** Harmonically-related diffraction gratings-based interferometer for quadrature phase measurements / Z. Yaqoob, J. Wu, X. Cui, X. Heng, C. Yang // *Opt. Express.* — 2006. — Vol. 14. P. 8127.
- [8] **Teimel, A.** Technology and applications of grating interferometers in high-precision measurement / A. Teimel // *Precis. Engineering.* — 1992. — Vol. 4. — P. 147154.
- [9] **Шишова, М. В.** Математическое моделирование процесса передачи сигнала в оптической системе датчика линейных перемещений / М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев, Д. С. Лушников, А. Ю. Жердев, О. А. Гурылев // III международная конференция и молодежная школа «Информационные технологии и нанотехнологии»: Сборник трудов. Самара. — 2017. — С. 1438.

- [10] **Вишняков, Г. Н.** Метод измерения фазового сдвига на основе Фурье-анализа разностных интерферограмм / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, В. Л. Минаев // Оптика и спектроскопия. — 2015. — Том 118. — № 6. — С. 1005. — DOI:10.7868/S0030403415060240.
- [11] **Cordeiro, C. M. B.** Measurement of phase differences between the diffracted orders of deep relief gratings / C. M. B. Cordeiro, L. Cescato, A. A. Freschi, Li Lifeng // Opt. Lett. — 2003. — Vol. 28. — № 9. — P. 683. — DOI:10.1364/OL.28.000683.
- [12] **Clausnitzer, T.** Highly-dispersive dielectric transmission gratings with 100 % diffraction efficiency T. Clausnitzer, T. Kämpfe, E.-B. Kley, A. Tünnermann, A. V. Tishchenko, O. Parriaux // Opt. Express. — 2008. — Vol. 16. — № 8. — P. 5577. — DOI:10.1364/OE.16.005577.
- [13] **Moharam, M. G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. A. — 1995. — Vol. 12. — № 5. — P. 1068. — DOI:10.1364/JOSAA.12.001068.
- [14] **Chandezon, J.** A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application / J. Chandezon, D. Maystre, G. Raoult // J. Optics (Paris). — 1980. — Vol. 11. — P. 235.
- [15] **Шишова, М. В.** Методы анализа качества дифракционных решеток для датчиков линейного перемещения / М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев, Д. С. Лушников, А. Ю. Жердев // Опт. журнал. — 2018. — Том 85. — № 7. — DOI:10.17586/1023-5086-2018-85-07-27-32.
- [16] **Хорохоров, А. М.** Исследование влияния параметров фазовых дифракционных решеток на распределение интенсивности дифрагированного света при формировании цветокодированных изображений / А. М. Хорохоров, А. М. Клищук, И. К. Цыганов, С. Б. Одинокоев, А. Ф. Ширанков // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. — 2005. — Том 61. — № 4. — С. 13–26.
- [17] **Аксенов, В. П.** Формирование оптических вихрей с помощью голограмм с асимметричным профилем штриха / В. П. Аксенов, В. Ю. Венедиктов, А. А. Севрюгин, И. М. Турсунов // Опт. и спектр. — 2018. — Том 124. — № 2. — С. 275.
- [18] **Azzam, R. M. A.** Polarization characteristics of scattered radiation from a diffraction grating by ellipsometry with application to surface roughness / R. M. A. Azzam, N. M. Bashara // Physical Review B. — 1972. — Vol. 5. — № 12. — P. 4721.

## 25. Датчик измерения фазовых искажений волновых фронтов на основе оптического коррелятора с компьютерно-синтезированным голографическим фильтром

М. С. Ковалев<sup>1</sup>, Г. К. Красин<sup>1</sup>, П. А. Ручка<sup>1</sup>, Е. Ю. Злоказов<sup>1,2</sup>, С. Б. Одинокоев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Описан алгоритм, который позволяет в автоматическом режиме вычислять aberrации в предложенной авторами ранее схеме голографического датчика волнового фронта, позволяющей измерять aberrации на основе итерационного вывода голограмм на фазовый пространственный модулятор света (ПМС). Приведена практическая реализация данного алгоритма на основе обратной связи камеры и ПМС. С использованием предлагаемого алгоритма измерены различные aberrации с точностью  $\lambda/160$ .

*Ключевые слова:* Компьютерная голография, Голограмма Фурье, Измерение волнового фронта, Датчик волнового фронта, Корреляционное детектирование.

*Цитирование:* **Ковалев, М. С.** Датчик измерения фазовых искажений волновых фронтов на основе оптического коррелятора с компьютерно-синтезированным голографическим фильтром / М. С. Ковалев, Г. К. Красин, П. А. Ручка, Е. Ю. Злоказов, С. Б. Одинокоев // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 130–138.

### 1. Введение

Исследования лазерных волновых полей сегодня актуальны, поскольку они могут помочь решить многие исследовательские и прикладные задачи в области современных систем фотоники. Во-первых, это задачи оптической метрологии, в которых должны быть определены некоторые физические характеристики объекта. Это такие характеристики [1–6] как форма поверхности, показатель преломления, оптическая толщина и т. д. Характеристики необходимы для создания точных оптических систем и устройств [7–9] и могут быть определены с помощью измеренных параметров оптической волны от источника излучения, который прошел через объект или отразился от его поверхности. Во-вторых, есть задачи, которые содержат определение характеристик оптического излучения, образованного некоторыми внешними источниками. Эти задачи предшествовали в лазерной физике, где тесты контроля качества необходимы после генерации лазерных лучей [8] и при построении различных адаптивных систем. Кроме того, при решении определенных технических задач необходимо сформировать волновое поле с требуемыми пространственными характеристиками [2, 10–12].

Основной проблемой в исследовании лазерных волновых полей является регистрация их пространственного распределения амплитудно-фазового распределения, поскольку устрой-

ства, которые измеряют прямолинейные фазовые искажения, еще не были изобретены. Конечно, в настоящее время существуют некоторые методы, позволяющие зарегистрировать профиль фазового фронта и изучить волновое поле, образованное различными источниками света. Наиболее развитыми устройствами являются интерферометры [6] и датчики, основанные на методах Гартмана [13–14] и Шака — Гартмана. Самые ценные результаты в исследовании лазерных волновых полей были получены с помощью различных интерферометров. Однако они могут определять только разность фаз двух когерентных световых пучков. Один из них — эталонный луч, что существенно ограничивает область их применения. Другие фазометрические методы намного хуже по точности с интерферометрическими, а также не дают удовлетворительного решения задачи записи оптического волнового поля. В результате все еще популярна задача изобретения альтернативных методов измерения фазовых искажений светового поля.

В качестве перспективной альтернативы предлагается использовать голографический датчик волнового фронта (ГДВФ). При этом голограммная структура используется для разложения волнового фронта по абберрационным компонентам и позволяет заменить более дорогие и технологически сложные компоненты датчика Шака — Гартмана. В основе голограммных структур лежат голограммы Фурье, которые требуют вычисления преобразования Фурье или голограммы Френеля, для которых необходимо вычисление дифракционного интеграла в каждой точке распределения интенсивности светового поля в плоскости голограммы. Метод измерения ВФ основывается на принципе восстановления фазы световой волны от зарегистрированной на голограммной структуре интерференционной картины.

В настоящей статье для отображения цифрового синтезированного голографического изображения в ГДВФ используется отражающий ПМС фазового типа. Компьютерная голограмма Фурье специально рассчитана для формирования заранее определенного отклика (например, функции корреляции), когда модель закодированного волнового фронта соответствует функции волнового фронта луча, падающего на вход ГДВФ. Во время измерения волны неизвестной формы функция КСГ аппроксимируется с помощью цифровой постобработки оптических откликов, снятых матричным фотодетектором (ПЗС, КМОП и т. д.) и корректировки весовых коэффициентов ортогонального базисного выражения модели волнового фронта в КСГ. Максимизация оптического корреляционного отклика в +1 дифракционном порядке может использоваться в качестве контрольной функции в алгоритмах аппроксимации.

## **2. Принцип работы голографического датчика волнового фронта с корреляционным детектированием различных аббераций**

В работах [40, 41] была предложена схема ГДВФ, который измеряет искажения волнового фронта на основе компьютерно-синтезированных голограмм Фурье. Детектирование фазовых искажений, присутствующих в лазерном пучке, осуществляется с помощью специальной голограммы Фурье, которая представляет собой результат интерференции двух волн. На ри-



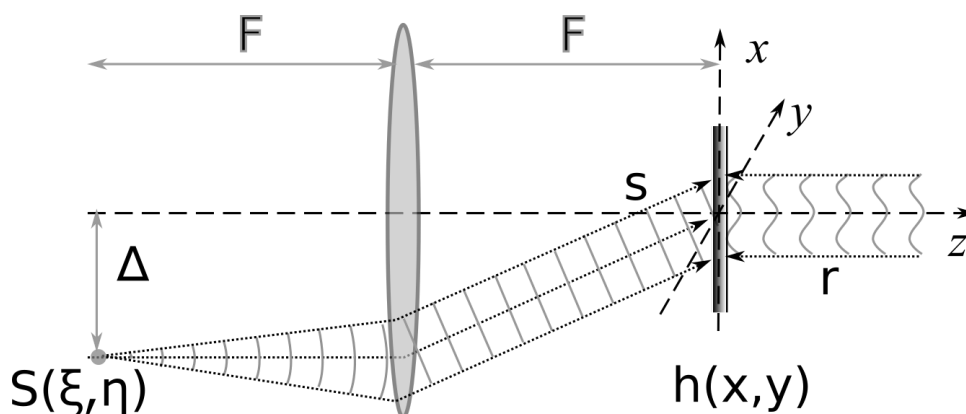


Рис. 1. Эквивалентная схема записи амплитудной голограммы Фурье

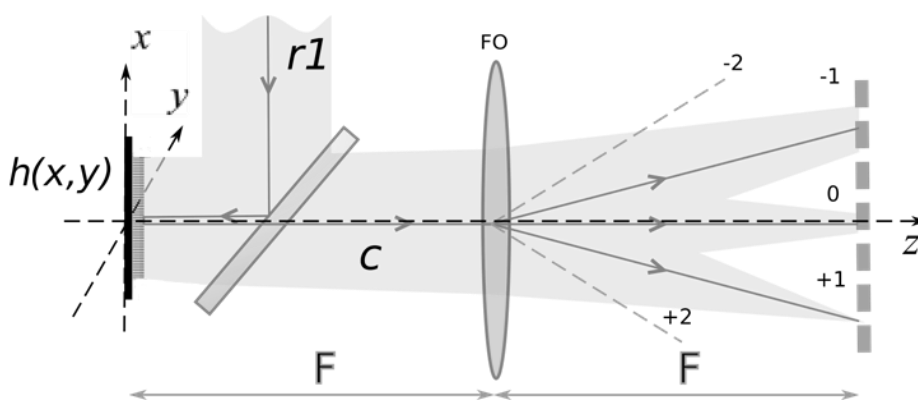


Рис. 2. Оптическая схема восстановления голограммы Фурье при падении на нее лазерного пучка с фазовыми искажениями

сунке 1 представлена схема синтеза такой голограммы. Первая, предметная волна, формируется с использованием точечного источника  $S$ , смещенного относительно оптической оси на величину  $\Delta$ . Сферическая волна, исходящая от источника, подвергается Фурье-преобразованию и падает на фоточувствительную пластинку  $h$ . Вторая, опорная волна  $r$ , представляет собой когерентный пучок единичной амплитуды с фазовым множителем  $f_{ref}(x, y)$ , который представляет собой функцию, описывающую абберации, внесенную в опорную волну.

При восстановлении голограммы Фурье лазерным пучком с фазовыми искажениями, излучение, дифрагированное на несколько порядков, регистрируется камерой, которая стоит в задней фокальной плоскости Фурье-объектива (рисунок 2). По интенсивности и размеру данных порядков дифракции можно судить о наличии и величине абберации, содержащейся в падающем пучке. Однако, для прецизионного измерения удобнее работать не с аналоговыми голограммами Фурье, которые могут вносить свои погрешности и нелинейности при записи, а рассчитывать компьютерно-синтезированные голограммы Фурье и выводить их на ПМС для существенного уменьшения погрешности определения фазовых искажений.

Функция пропускания КСГ может быть рассчитана как квадрат суммы комплексных амплитуд предметной и опорной волн. Запишем нормированную функцию пропускания голограммы, которая отображается на фазовом ПМС:

$$h_{ph}(x, y) \approx \exp \left\{ i\pi \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{\Delta}{F} x - f_{ref}(x, y) \right) \right] \right\},$$

где  $F$  — фокусное расстояние Фурье-объектива,  $\lambda$  — длина волны.

Согласно формуле Якоби — Ангера [42] можно преобразовать указанное выше выражение как сумму взвешенных функций Бесселя 1-го рода  $n$ -го порядка. Тогда при падении измеряемого лазерного пучка  $t(x, y) = \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} f(x, y) \right]$  с неизвестной aberrацией  $f(x, y)$  на фазовый ПМС, на который выводится голограмма, получится следующее распределение:

$$\begin{aligned} c(x, y) &= t(x, y)h_{ph}(x, y) = \\ &= \sum_{n \in \mathbb{Z}} i^n J_n(\pi) \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} \left( \frac{n\Delta}{F} x \right) \right] r_n^*(x, y)t(x, y), \end{aligned}$$

где  $r_n^*(x, y) = \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda} n f_{ref}(x, y) \right]$  — опорная волна,

$J_n(\pi)$  — взвешенные функции Бесселя 1-го рода.

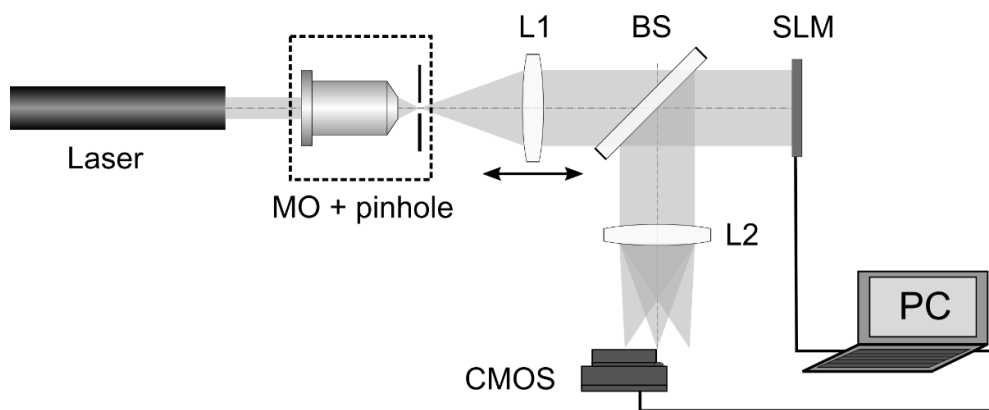
Пространственный модулятор света установлен в передней фокальной плоскости объектива, где формируется световое поле, комплексная амплитуда которого описывается Фурье-преобразованием комплексной амплитуды падающего на объектив поля. В задней фокальной плоскости Фурье-объектива установлена КМОП-камера, которая регистрирует следующее распределение интенсивности излучения:

$$\begin{aligned} |C(\xi, \eta)|^2 &\approx |\tilde{\mathcal{F}}^{-1}[c(x, y)]|^2 \approx \\ &\approx \left| \sum_{n \in \mathbb{Z}} i^n J_n(\pi) [R_n(\xi - n\Delta, \eta)] \otimes T(\xi - n\Delta, \eta) \right|^2, \end{aligned}$$

где  $\tilde{\mathcal{F}}$  — оператор преобразования Фурье,  $T(\xi, \eta)$  и  $R_n(\xi, \eta)$  — Фурье-образы от функций  $t(x, y)$  и  $r_n(x, y)$  соответственно, а  $\otimes$  — знак кросс-корреляции.

Таким образом, при выводе КСГ на ПМС независимо от конкретной амплитуды соответствующих фазовых искажений в aberrационной модели в плоскости регистрации можно будет наблюдать корреляционный отклик в порядках дифракции [43]. Пространственное распределение интенсивности отклика в плоскости регистрации и его положение, т. е. порядок дифракции, в котором наблюдается отклик, будут изменяться в зависимости от соотношения амплитуд волновых aberrаций, кодируемых в КСГ, и амплитуд aberrаций в пучке, падающем на ПМС.

При совпадении амплитуд искажений в падающем на пространственный модулятор световом пучке и в функции, описывающей aberrации в КСГ, в плоскости регистрирующей матрицы в плюс 1 порядке дифракции будет наблюдаться острый пик, амплитуда которого будет соответствовать теоретическому пределу для автокорреляции в данной системе. Важно отметить, что поскольку при синтезе голограммы в качестве объектной волны используется точечный источник света, то корреляционный отклик по своему распределению является изображением функции рассеяния точки данной оптической системы. Это обстоятельство обуславливает также то, что при несовпадении aberrаций в пучке и в голограмме, картина в плюс



MO — микрообъектив, pinhole — точечная диафрагма, L1 — линза на моторизированной платформе, BS — делитель пучка, SLM — пространственный модулятор света, L2 — Фурье-объектив, CMOS — КМОП-камера

Рис. 3. Схема экспериментальной установки для автоматической оценки дефокусировки в системе

1 порядке соответствует виду функции рассеяния точки для соответствующих фазовых искажений. Таким образом, при рассмотрении картины в плюс 1 порядке можно корректировать КСГ на ПМС для получения идеального корреляционного отклика.

### 3. Описание датчика измерения фазовых искажений волновых фронтов на основе оптического коррелятора с компьютерно-синтезированным голографическим фильтром

На рисунке 3 показана оптическая схема экспериментальной установки, которая позволяет реализовать автоматическое корреляционное детектирование искажений волнового фронта, используя компьютерно-синтезированные голограммы, выводимые на фазовый пространственный модулятор света отражательного типа. Для контрольных измерений была выбрана aberrация дефокусировки, так как ее весьма просто можно ввести в схему физически — перемещением какого-либо оптического элемента вдоль оптической оси.

В экспериментальной схеме излучение He-Ne лазера (632,8 нм) проходило через микрообъектив и точечную диафрагму и попадало на коллимирующую линзу L1 ( $f_1 = 75$  мм), установленную на моторизированную платформу для линейного перемещения Standa 8MT173-20-50. Далее коллимированный пучок, проходя через светоделительную пластину BS, попадал на фазовый модулятор света HOLOEYE Pluto  $1920 \times 1080$  (шаг пикселей — 8 мкм). Затем пучок падал на Фурье-преобразующую линзу L2 ( $f_2 = 1\ 000$  мм), формирующую 0 и  $\pm 1$  дифракционные порядки. КМОП-камера Thorlabs CS2100M-USB ( $1920 \times 1080$ ) была установлена так, что в плоскость изображения попадал только +1 дифракционный порядок.

Для экспериментального исследования возможностей разработанного алгоритма установка была доработана посредством введения связи через подключение ПМС и камеры к одному компьютеру.

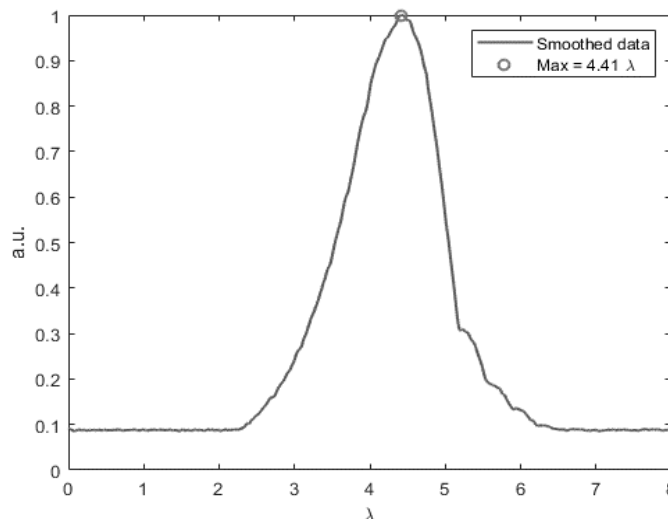


Рис. 4. График нормированной целевой функции для aberrации дефокусировки с амплитудой  $4,41 \lambda$ , полученный путем отображения голограмм с шагом aberrации  $0,01 \lambda$ . Для уменьшения влияния шумов камеры функция была сглажена с помощью локальной регрессии

На экспериментальной установке путем перемещения линзы L1 была создана дефокусировка величиной  $4,41 \lambda$ . Такое значение обусловлено в том числе дискретным шагом моторизованной платформы. Для проверки установленной величины aberrации мы провели предварительный эксперимент: были синтезированы голограммы с шагом  $0,01 \lambda$ , которые последовательно отображались на ПМС. Результат регистрации амплитуды корреляционного пика в плоскости камеры для этого эксперимента показан на рисунке 4. Таким образом, истинное значение aberrации было верифицировано путем простого перебора.

После предварительного эксперимента на ПК был запущен предлагаемый алгоритм. Для грубой оценки было синтезировано 38 голограмм, амплитуда aberrации в которых менялась с шагом  $0,4 \lambda$  в диапазоне  $(0-15) \lambda$ . Голограммы выводились на пространственный модулятор света последовательно. Частота смены кадров модулятора — 60 Гц. Массив изображения корреляционного отклика с КМОП-камеры подавался на вход вычислительного цикла, который оценивал максимум корреляционной функции для каждой конкретной голограммы. После отображения всех голограмм из массива выбирался максимум и следующая за ним по амплитуде точка. Эти точки образовывали интервал для локальной оптимизации и точного вычисления aberrации.

Для точной оценки величины aberrации на полученном интервале был использован метод Нелдера — Мида [25]. Данный метод обладает хорошей устойчивостью к шумам, а также позволяет найти экстремум за небольшое количество итераций.

#### 4. Обсуждение результатов

В результате серии экспериментов было получено среднее значение аберрации  $4,41375 \lambda$ . Таким образом, абсолютная погрешность метода составила  $0,00375 \lambda$ , что приблизительно соответствует  $\lambda/260$ . Относительная погрешность метода при таком результате —  $0,085 \%$ . Данные показатели точности существенно превосходят таковые у интерферометрических аналогов и типичных моделей датчиков Шака — Гартмана.

Также стоит отметить весьма значительное влияние шумов регистрирующей системы, что не позволяло проводить измерения по одному кадру и не использовать усреднение, не теряя при этом в точности. Так, при сигнале на уровне 250–255 градации серого, шум составлял 15–20 уровней серого, что эквивалентно  $10 \%$  погрешности. Этот факт можно наблюдать и на рисунке 4. В нашем эксперименте без усреднения удалось достичь точности определения дефокусировки лишь  $\lambda/50$ . Однако данное ограничение носит фундаментальный характер и при отсутствии того или иного вида фильтрации будет ограничивать точность любого метода, основывающегося на оценке амплитуды корреляционного отклика той или иной картины в плоскости регистрации.

При исключении амплитудного шума камеры существует возможность увеличить шаг грубого поиска. Так, при увеличении шага до  $0,6 \lambda$  количество голограмм для отображения сократится до 25, что позволит на  $30 \%$  быстрее вычислять интервал для точного поиска. Сходимость алгоритма точного поиска также существенно повысится при уменьшении влияния шумов, иными словами, количество итераций для определения одной аберрации сократится. В нашем эксперименте точное положение экстремума удавалось определить в среднем за 15 итераций, тогда как при отсутствии шума (на теоретической кривой) число итераций сокращалось вдвое.

#### 5. Заключение

В данной работе был предложен алгоритм автоматического вычисления волновых аберраций лазерного пучка в схеме голографического датчика волнового фронта. Была предложена модификация схемы, позволившая реализовать такой алгоритм на практике. Теоретически показано, что вычисление аберраций можно проводить в два этапа: на первом этапе осуществляется грубая оценка интервала, содержащего искомое значение аберрации, а на втором этапе происходит точная оценка значения аберрации на основе методов локальной оптимизации целевой функции. Данный подход проверен экспериментально при измерении дефокусировки, механически вводимой в схему путем перемещения линзы на моторизированной платформе, а полученная низкая погрешность подтверждает работоспособность предложенного подхода. Было показано, что при использовании усреднения по 10 кадрам, возможно получить точность определения аберрации порядка  $\lambda/260$ , а при работе по одному кадру —  $\lambda/50$ .

Апробация метода на большом количестве волновых aberrаций, характеризующимися полиномами Цернике, осложняется необходимостью введения в схему отдельного устройства, способного имитировать различные фазовые искажения. Таким устройством может быть адаптивное зеркало или фазовый модулятор с глубиной модуляции, превышающей  $2\pi$ .

Стоит отметить, что существует возможность применения более сложных способов оптимизации, например, метода роя частиц [26], которые могут показать существенно лучшие результаты по быстродействию, не требуя при этом выполнения предварительной грубой оценки. Практическая реализация подобных алгоритмов затруднительна для рассматриваемой задачи корреляционного детектирования на основе компьютерно-синтезированных голограмм и требует проведения отдельных экспериментов, однако использование столь гибких и комплексных методов глобальной оптимизации является весьма перспективным направлением исследований.

### Список источников

- [1] L. Freisem, G. S. M. Jansen, D. Rudolf, K. S. E. Eikema, and S. Witte // *Opt. Express*. — 2018. — Vol. 26. — № 6. — P. 6860. — DOI:10.1364/OE.26.006860.
- [2] Zhigang Jia, Kai Xu, and Fengzhou Fang // *Opt. Express*. — 2017. — Vol. 25. — № 18. — P. 22125. — DOI:10.1364/OE.25.022125.
- [3] Boer Zhu, Xiangzhao Wang, Sikun Li, Guanyong Yan, Lina Shen, and Lifeng Duan // *Appl. Opt.* — 2016. — Vol. 55. — № 12. — P. 3192. — DOI:10.1364/AO.55.003192
- [4] O. Azucena, J. Crest, J. Cao, W. Sullivan, P. Kner, D. Gavel, D. Dillon, S. Olivier, and J. Kubby // *Opt. Express*. — 2010. — Vol. 18. — № 16 — P. 17521. — DOI:10.1364/OE.18.017521.
- [5] Cornelis, C. de Visser and M. Verhaegen // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 2013. — Vol. 30. — № 1. — P. 82. — DOI:10.1364/JOSAA.30.000082.
- [6] M. A. A. Neil, M. J. Booth, and T. Wilson // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 2000. — Vol. 17. — № 6. — P. 1098. — DOI:10.1364/JOSAA.17.001098.
- [7] F. Ghebremichael, G. Andersen, and K. Gurley // *Appl. Opt.* — 2008. — Vol. 47. — P. A62. Doi 10.1364/AO.47.000A62.
- [8] G. Andersen, L. Dussan, F. Ghebremichael, and K. Chen // *Opt. Eng.* — 2009. — Vol. 48. — P. 085801. — DOI:10.1364/AO.49.005117.
- [9] Liu Changhai, Xi Fengjie, Ma Haotong, Huang Shengyang, and Jiang Zongfu // *Appl. Opt.* — 2010. — Vol. 49. — P. 5117. — DOI:10.1364/AO.49.005117.
- [10] Shihao Dong, Tobias Haist, and Wolfgang Osten // *Appl. Opt.* — 2012. — Vol. 51. — P. 6268. Doi 10.1364/AO.51.001318.
- [11] A. Zepp, S. Gładysz, and K. Stein // *Adv. Opt. Techn.* — 2013. — Vol. 2. — № 5–6. — P. 433. — DOI:10.1515/aot-2013-0050.
- [12] Esdras Anzuola, Andreas Zepp, Szymon Gladysz, and Karin Stein // *Proc. of SPIE*. — 2016. — Vol. 9979. — P. 99790X. — DOI:10.1117/12.2236341.
- [13] V. Yu. Venediktov // *Photonics*. — 2016. — Vol. 55. — № 1. — P. 132.
- [14] G. K. Krasin, D. S. Lushnikov, S. B. Odinokov, A. B. Solomashenko, V. Yu. Venediktov and E. Yu. Zlokazov // *Proc. of SPIE*. — 2018. — Vol. 10787. — P. 107870D. — DOI:10.1117/12.2325437.
- [15] V. V. Orlov, V.Yu. Venediktov, A. V. Gorelaya, E. V. Shubenkova, and D. Z. Zhamalatdinov // *Optics & Laser Technology*. — 2019. — Vol. 116. — P. 214. — DOI:10.1016/j.optlastec.2019.03.028.

- [16] S. Dong, T. Haist, W. Osten, T. Ruppel, and O. Sawodny // *Appl. Opt.* — 2012. — Vol. 51. — № 9. — P. 1318. — DOI:10.1364/AO.51.001318.
- [17] S. Konwar and B. R. Boruah // *J. Opt. Soc. Am. A.* — 2019. — Vol. 36. — № 5. — P. 741. — DOI:10.1364/JOSAA.36.000741.
- [18] V. I. Bobrinev, M. L. Galkin, M. S. Kovalev, P. I. Malinina and S. B. Odinkov // *Optoelectronics, Instrumentation Data Process.* — 2018. — Vol. 54. — № 1. — P. 26. — DOI:10.3103/S8756699018010053.
- [19] M. S. Kovalev, G. K. Krasin, S. B. Odinkov, A. B. Solomashenko and E. Yu. Zlokazov // *Opt. Express.* — 2019. — Vol. 27. — № 2. — P. 1563. — DOI:10.1364/OE.27.001563.
- [20] M. S. Kovalev, G. K. Krasin, P. A. Nosov, S. B. Odinkov and I. Yu. Filippov // *IJAER.* — 2017. — Vol. 12. — № 23. — P. 13303.
- [21] Colton, David and Kress, Rainer. *Inverse acoustic and electromagnetic scattering theory.* New York: Springer-Verlag. — 2013. — 406 p.
- [22] **Kumar, B.** *Correlation Pattern Recognition* / B. Kumar, A. Mahalanobis and R. Juday. — New York: Cambridge University Press, 2015. — 404 p.
- [23] Roger Fletcher. *Practical methods of optimization.* — New York: Wiley-Interscience, 2013. — 456 p.
- [24] J. Barzilai, J. M. Borwein // *IMA Journal of Numerical Analysis.* — 1988. — Vol. 8. — № 1. — P. 141. — DOI:10.1093/imanum/8.1.141.
- [25] J. A. Nelder, R. A. Mead // *The Computer Journal.* — 1965. — Vol. 7. — № 4. — P. 308. — DOI:10.1093/comjnl/7.4.308.

III. Формирование  
голографических  
изображений с помощью  
голограммной оптики и  
оптико-голографические  
дисплеи



## 26. Влияние формы представления объекта на глубину резкости изображений, восстановленных с помощью синтезированных голограмм — проекторов Френеля

*М. А. Фролова, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Выявлена и исследована зависимость глубины резкости изображений, восстановленных с помощью синтезированных голограмм-проекторов Френеля, от формы представления объекта. Исследование выполнено в интересах разработки оптических систем с увеличенной глубиной резкости. Особое внимание уделено случаю синтеза голограмм-проекторов двумерных бинарных объектов, предназначенных для использования в фотолитографическом процессе.

*Ключевые слова:* Глубина резкости, Разность фаз, Синтез голограмм, Форма представления объекта.

*Цитирование:* **Фролова, М. А.** Влияние формы представления объекта на глубину резкости изображений, восстановленных с помощью синтезированных голограмм — проекторов Френеля / М. А. Фролова, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 140–143.

### Введение

Современные тренды развития проекционных фотолитографических технологий «заточены» на увеличение разрешающей способности и полей проекционных оптических систем. Как правило, задача увеличения разрешающей способности решается путем уменьшения рабочей длины волны, что, в свою очередь, приводит как к уменьшению размеров участка изображения, свободного от aberrаций, так и глубины резкости оптической системы. Этим обусловлена необходимость значительного усложнения конструкции фотолитографического оборудования и, как следствие этого, необходимость поиска альтернативных способов изготовления фотолитографической продукции. Например, способов, основанных на принципах голографии, позволяющих обойтись без сложных проекционных оптических систем, заменив их плоскими отражательными рельефно-фазовыми голограммами-проекторами. Отметим, что поскольку в фотолитографии объекты представляют собой бинарные двумерные транспаранты, то требуемые голограммы-проекторы относительно легко можно синтезировать в виртуальном пространстве, что позволяет оказывать существенное влияние на их изображающие свойства, в том числе и на глубину резко отображаемого пространства, путем целенаправленных манипуляций с формой представления объекта в процессе синтеза. Затем такие голограммы можно отобразить на реальном носителе с последующим физическим восстановлением [1–3].

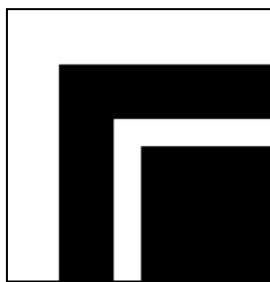


Рис. 1. Тест-объект «Уголки»

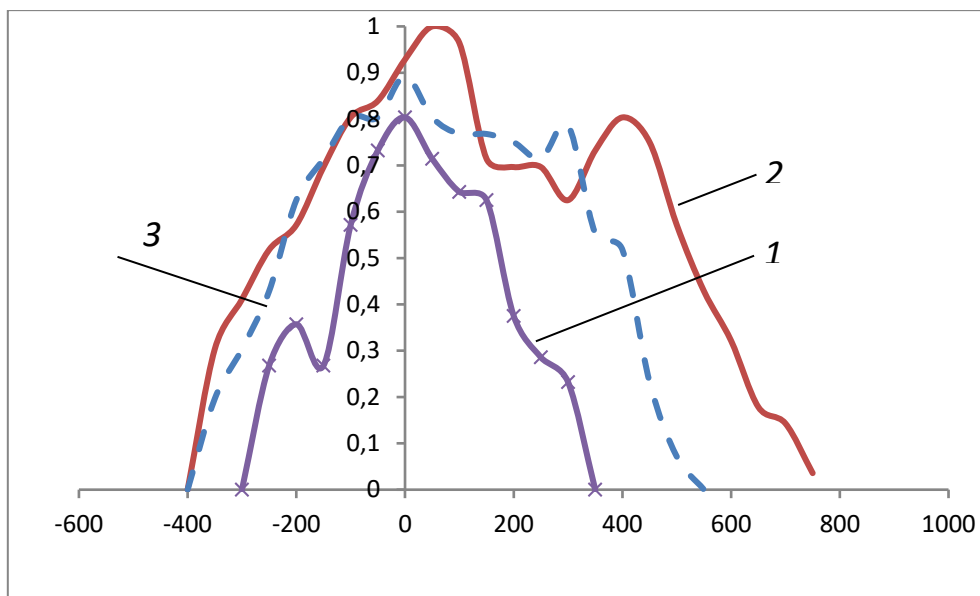
В настоящее время известны различные методы, позволяющие увеличить глубину резкости изображений. В частности, существуют способы, основанные на использовании фазовых масок [4], модификаций оптических установок [5] и особой цифровой обработки изображений на стадии их регистрации [6]. Однако не все из этих методов подходят для применения в фотолитографии. Наилучшие результаты в этом случае может дать метод увеличения глубины резкости восстановленного изображения, основанный на использовании голограммы-проектора, формирующей не одно, а сразу два или более изображений одного и того же объекта, расположенных на некотором небольшом расстоянии друг от друга [7]. Для синтеза такой голограммы следует использовать объектную волну, которая представляла бы собой суперпозицию двух или более объектных волн, формируемых одинаковыми транспарантами-фотошаблонами, расположенными параллельно плоскости голограммы на разных заданных расстояниях от нее. Расстояние между фотошаблонами при этом не должно превышать традиционной для оптики глубины резкости [8]. При этом остается открытым вопрос, должны ли быть одинаковыми все фотошаблоны, используемые при синтезе голограммы-проектора, или на дополнительных фотошаблонах необходимо отображать лишь мелкие элементы структуры объекта, характеризующиеся минимальной глубиной резкости. Поиску ответа на этот вопрос и посвящена настоящая работа. В ней приведены результаты исследования зависимости глубины резкости от использованной при синтезе голограмм-проекторов формы представления объекта, т. е. от структуры использовавшихся фотошаблонов.

### **Экспериментальное исследование метода увеличения глубины резкости**

Экспериментальная оценка зависимости глубины резкости восстановленного изображения от формы представления объекта включала в себя синтез голограмм-проекторов нескольких различных объектов (рисунок 1).

Объект, получивший название «уголки» общим размером  $10 \times 10$  пикселей состоял из двух отрезков шириной по 1 пикселю размером  $1 \times 7$  пикселей и двух отрезков шириной 2 пикселя размером  $2 \times 10$  пикселей.

Параметры синтеза были определены в соответствии с результатами работы [10], таким образом, при размерах пикселя объекта  $a_t$  равных  $20 \times 20$  нм размеры пикселя голограммы  $d_d$  составляли  $20 \times 20$  нм, а расстояние между голограммой и плоскостью ближайшего к ней объекта составляло  $R_h = 20345$  нм. Рабочая длина волны составляла  $\lambda = 13,5$  нм, а угол падения



1 — без установки второй плоскости; 2 — использование двух идентичных фотошаблонов;  
3 — использование второго фотошаблона, содержащего лишь часть «уголка»

Рис. 2. График зависимости качества восстановленного изображения объекта «уголки» от дефокусировки при различной форме представления объекта при синтезе

опорного пучка  $\alpha = 14,67^\circ$ . Для проведения экспериментов использовался специализированный программный комплекс, разработанный в Университете ИТМО и предназначенный для осуществления синтеза и цифрового восстановления голограмм-проекторов. Оценка качества восстановленного изображения производилась с использованием описанного в работе [9] критерия, основанного на подсчёте количества градаций пороговой обработки изображения. Изображение при этом не должно отличаться по структуре от исходного или может отличаться на несколько пикселей, чтобы процент нарушений не превышал 20 %. Это связано с тем, что изображение в данном случае восстанавливалось с более высоким, чем в предыдущих экспериментах, разрешением — размер одного пикселя восстановленного изображения составлял те же 20 нм.

Для непосредственной оценки глубины резкости изображений, восстановленных с помощью голограмм, синтезированных при некоторой форме представления объекта, был восстановлен ряд изображений на расстояниях, отличающихся от расстояния  $R_h$  на значения от – 500 до 1000 нм, с шагом 50 нм. Результаты исследования качества изображений, нормированные по максимальному числу градаций, приведены на рисунке 2. Первый объект использовался без дополнительных фотошаблонов. Для представления второго объекта использовались два транспаранта, расположенных друг от друга на расстоянии 199 нм, выбранном экспериментально как оптимальное, не превосходящее расчетной глубины резкости [10]. Третья форма представления заключалась в использовании второго шаблона, содержащего изображения только тонкой линии, располагаемого на расстоянии 199 нм, так как зависящая от апертуры дифрагировавшего на объекте излучения глубина резкости широкой линии превосходит глубину резкости тонкой линии.

На графике хорошо заметно, что использование второго фотошаблона, содержащего только часть «уголка» позволяет увеличить как глубину резкости 1,5–2 раза по сравнению с применением объекта без дополнительных фотошаблонов, так и качество изображения. Однако использование второго фотошаблона в полном объеме является более эффективным.

### Заключение

В результате выполнения настоящей работы была выявлена зависимость глубины резкости изображения объекта, восстановленного с помощью голограммы, синтезированной при использовании двух объектных транспарантов, от формы их представления при синтезе голограммы-проектора. В частности, было установлено, что полное представление объекта на транспарантах является более эффективным, чем представление только одной его части, содержащей лишь малоразмерные элементы структуры объекта.

### Список источников

- [1] **Levenson, M. D.** Projection photolithography by wave-front conjugation / M. D. Levenson, K. M. Johnson, V. C. Hanchett, K. Chiang // *J. Opt Soc. Am.* — 1981. — Vol. 71. — P. 737–743.
- [2] **Maiden, A.** Nonplanar photolithography with computer-generated holograms / A. Maiden, R. McWilliam, A. Purvis, S. Johnson, G. L. Williams, N. L. Seed and P. A. Ivey // *Optics Letters.* — 2005. — Vol. 30. — № 11. — P. 1300–1302.
- [3] **Bay, C.** Maskless photolithography via holographic optical projection / C. Bay, N. Hübner, J. Freeman and T. Wilkinson // *Optics Letters.* — 2010. — Vol. 35. — № 13. — P. 2230–2232.
- [4] **Shain, W. J.** Extended depth-of-field microscopy with a highspeed deformable mirror / W. J. Shain, N. A. Vickers, B. B. Goldberg, T. Bifano, J. Mertz // *Optics Letters.* — 2017. — Vol. 42. — № 5. — P. 995–998.
- [5] **Basov, I. V.** Methods of increasing the depth of field of optical-digital image recorders [In Russian] / I. V. Basov, A. A. Krasnobaev // *Preprints of Keldysh Institute of Applied Mathematics.* — 2010. — P. 37.
- [6] **Корешев, С. Н.** Распределение комплексной амплитуды и интенсивности в трёхмерной фигуре рассеяния, формируемой оптической системой при осевом расположении точечного объекта / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, О. В. Никаноров, М. А. Фролова // *Компьютерная оптика.* — 2018. — Том 42. — № 3. — С. 377–384
- [7] **Корешев, С. Н.** Методы увеличения разрешающей способности и глубины резкости синтезированных голограмм-проекторов / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, М. А. Фролова, Я. А. Новицкая, Р. И. Хисамов // *Оптический журнал.* — 2016. — Том 83. — № 12. — С. 62–68
- [8] **Корешев, С. Н.** Влияние периода дискретизации объекта на глубину резкости изображений, восстанавливаемых с помощью синтезированных голограмм-проекторов Френеля / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова // *Оптический журнал.* — 2017. — Том 84. — № 11. — С. 69–72
- [9] **Корешев, С. Н.** Изображающие свойства дискретных голограмм. I. Влияние дискретности голограммы на восстановленное изображение / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, Д. С. Смородинов // *Оптический журнал.* — 2014. — Том 81. — № 3. — С. 14–19.
- [10] **Корешев, С. Н.** Метод увеличения глубины резкости изображений плоских транспарантов, восстановленных с помощью синтезированных голограмм / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова, С. О. Старовойтов // *Оптический журнал.* — 2018. — Том 85. — № 11. — С. 50–57.

## 27. Изображающие системы на основе неизображающих обобщенных линз

В. С. Васильев<sup>1</sup>, Р. В. Скиданов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Самара, Россия

<sup>2</sup> Институт систем обработки изображений — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

Рассматривается возможность использования системы из 4-х неизображающих обобщённых линз в объективе. Для получения узкой функции рассеяния точки фазовая функция четвертой линзы рассчитывается так, чтобы на выходе системы также бы формировалась идеальная сферическая волна. Показано, что у такой системы функция рассеяния точки, рассчитанная геометрическим методом, по ширине меньше пятна Эйри.

*Ключевые слова:* Обобщённая гармоническая линза, Оптическая система, Фазовая функция обобщённой гармонической линзы, ФРТ.

*Цитирование:* **Васильев, В. С.** Изображающие системы на основе неизображающих обобщенных линз / В. С. Васильев, Р. В. Скиданов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 144–147.

### Введение

Оптические изображающие системы на основе асферических линз намного компактнее и проще в конструкции чем системы на основе сферических линз, поскольку содержат намного меньше элементов [1]. Однако технологии их изготовления намного сложнее технологий изготовления сферических линз, поэтому широкое использование асферических линз в массово выпускаемых изображающих системах началось относительно недавно (последние 20 лет).

В настоящий момент времени схема использования асферических линз в изображающих оптических системах довольно стандартная. В нашем же случае в объективе группа сферических линз заменяется на один асферический элемент, который проводит исправление волнового фронта, формируя практически идеальный гомоцентрический пучок. При этом, обычно используется что-то из стандартного набора асферических линз [1]. Однако под асферической линзой можно понимать гораздо более широкий класс элементов, в том числе и осесимметричные элементы свободной формы. Одним из таких элементов является обобщенная линза [2–4], однако, как следует из этих работ получение изображения с помощью одиночной обобщенной линзы практически невозможно.

Однако и изображение, получаемое с помощью одиночной сферической линзы также не очень высокого качества, хотя система из таких линз дает изображение вполне приемлемого качества. Так же и в системе из нескольких обобщенных линз. Если в такой оптической системе несколько элементов, то всегда можно подобрать фазовые функции нескольких эле-

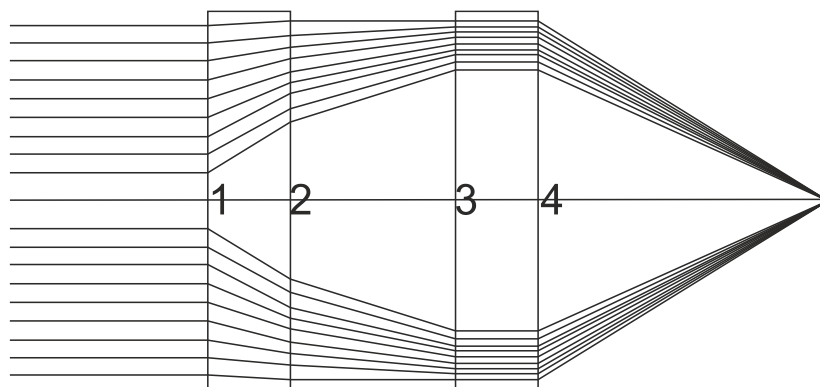


Рис. 1. Трассировка лучей через четыре гармонические обобщенные линзы

ментов таким образом, чтобы на выходе оптической системы был сформирован гомоцентрический пучок. В настоящее время развитие технологий формирования микрорельефов с высотой существенно больше микрометра, дает возможность изготовления дифракционных [5, 6] или гармонических линз [7], аппроксимирующих любую асферическую поверхность [8]. Конечно, в этом случае необходимо компенсировать хроматические искажения [8,9], но с увеличением высоты рельефа они быстро уменьшаются [7].

Использование асферических линз со свободной формой поверхности дает дополнительную степень свободы при проектировании многолинзовых объективов.

В настоящей работе будет рассмотрена система, в которой за счет использования системы обобщенных линз на выходном зрачке формируется гомоцентрический пучок с практически кольцевым распределением интенсивности, что дает эффект сопоставимый с эффектом от аподизирующего фильтра [10], но без потери светосилы. Это дает возможность уменьшить размер центрального пятна в картине Эйри.

### 1. Оптическая схема

В данной работе будем рассматривать обобщенную параболическую линзу как оптический элемент, функция пропускания которого выражается формулой:

$$T(r) = -\exp(-iCr^m), \quad (1)$$

где  $C$  — масштабный множитель,  $m$  — степень обобщенной линзы,  $r$  — координата радиус-вектора линзы. Надо понимать, что такая линза, за исключением случая  $m = 2$ , не будет изображающей, но есть возможность получения четкого изображения в системе из нескольких линз. Для этого надо подобрать такой фазовую функцию второй линзы, которая полностью компенсирует негомоцентричность пучка, сформированного первой линзой. Будем называть обобщенной линзой линзу с функцией пропускания

$$T(r) = -\exp[i\Phi(r)], \quad (2)$$

где  $\Phi(r)$  — произвольная функция.

На рисунке 1 показана схема работы такой системы.

Система сформирована на двух подложках. На первой подложке находятся две обобщенные линзы с  $m = 0,24$  и  $m = 0,57$ . На второй подложке две корректирующие линзы.

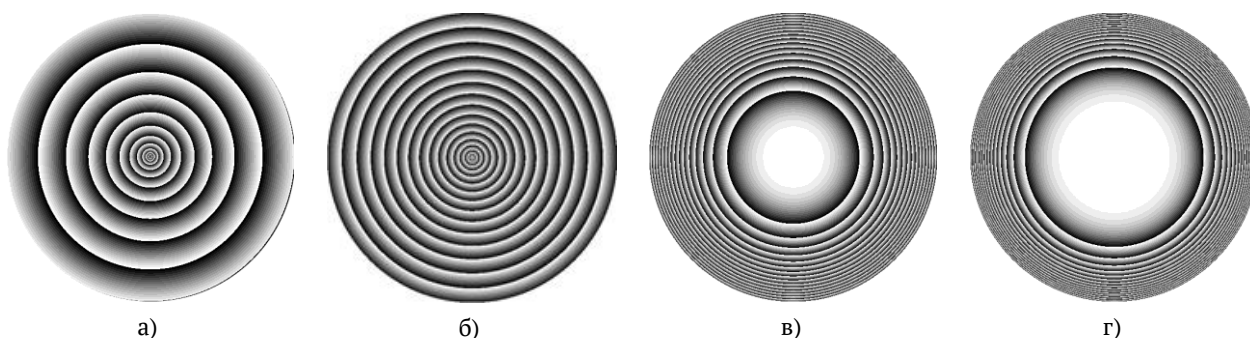


Рис. 2. Фазовые функции для линз 1 (а), 2 (б), 3 (в), 4 (г)

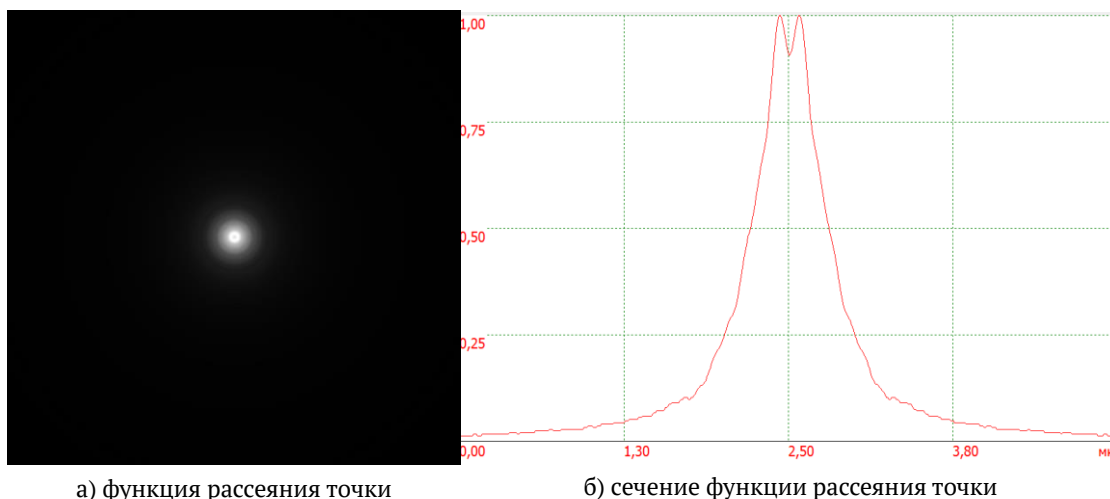


Рис. 3. Распределение интенсивности в плоскости фокусировки (функция рассеяния точки)

Линза номер 3 формирует параллельный пучок лучей, линза номер 4 формирует гомоцентрический пучок, сходящийся в одну точку на расстоянии 4 мм от последней поверхности системы. Диаметр всех линз одинаковый и равен 5 мм.

## 2. Результаты моделирования

Моделирование системы осуществлялось для монохроматического света с длиной волны 532 нм. Т. е. в настоящей работе не рассматривались эффекты, связанные с хроматической aberrацией, вызванной как наличием нескольких гармоник для линз с малой высотой рельефа, так и дисперсией материала. Это тема для дальнейших исследований. В результате моделирования для монохроматического света получена функция рассеяния точки, которая представлена на рисунке 3а. На рисунке 3б представлено сечение функции рассеяния точки.

Как видно из рисунка 3 функция рассеяния точки имеет ширину по полувысоте 0,6 мкм, что немного меньше дифракционного предела. При этом сам дифракционный предел для такой системы с фактически кольцевым выходным зрачком немного меньше, чем для систем с круглым выходным зрачком.

### Заключение

Главный вывод этой работы состоит в том, что при использовании системы неизображающих линз, которые не могут в одиночку формировать изображения в специально сконфигурированной системе из нескольких таких линз, изображение может быть построено. При этом характеристики получившегося объектива дают возможность говорить о дифракционно-ограниченной системе.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования РФ в рамках выполнения государственного задания 3.3025.2017/4.6., а также при поддержке ведущей научной школы НШ-6307.2018.8.

### Список источников

- [1] **Хонина, С. Н.** Фраксикон — дифракционный оптический элемент с конической фокальной областью / С. Н. Хонина, С. Г. Волоотовский // Компьютерная оптика. — 2009. — Том 33. — № 4. — С. 401–411.
- [2] **Хонина, С. Н.** Линзакон: непараксиальные эффекты / С. Н. Хонина, Н. Л. Казанский, А. В. Устинов, С. Г. Волоотовский // Оптический журнал. — 2011. — Том 78. — № 11. — С. 44–51.
- [3] **Устинов, А. В.** Обобщённая линза: анализ осевого и поперечного распределения / А. В. Устинов, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. — 2013. — Том 37. — № 3. — С. 305–315.
- [4] **Грейсхух, Г. И.** Сравнительный анализ хроматизма дифракционных и рефракционных линз / Г. И. Грейсхух, Е. Г. Ежов, С. А. Степенев // Компьютерная оптика. — 2005. — Том 28. — № 1. — С. 60–66.
- [5] **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. — Том 38. — № 3. — С. 425–434.
- [6] **Sweeney, D. W.** Harmonic diffractive lenses / D. W. Sweeney, G. E. Sommargren // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2475.
- [7] **Хонина, С. Н.** Сравнительное исследование спектральных свойств асферических линз / С. Н. Хонина, А. В. Устинов, Р. В. Скиданов, А. А. Морозов // Компьютерная оптика. — 2015. — Том 39. — № 3. — С. 363–369.
- [8] **Карпеев, С. В.** Исследование влияния широкополосного излучения на распределение интенсивности, формируемое дифракционным оптическим элементом / С. В. Карпеев, С. В. Алфёров, С. Н. Хонина, С. И. Кудряшов // Компьютерная оптика. — 2014. — Том 38. — № 4. — С. 689–694.
- [9] **Хонина, С. Н., Волоотовский С. Г.** Минимизация размера светового или теневого фокального пятна с контролируемым ростом боковых лепестков в фокусирующих системах с высокой числовой апертурой / С. Г. Волоотовский, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. — 2011. — Том 35. — № 4. — С. 438–451.



## 28. Голографические фильтры в оптических информационных технологиях

*В. М. Петров<sup>1</sup>, А. В. Глейм<sup>1</sup>, С. А. Козлов<sup>1</sup>, А. В. Шамрай<sup>2</sup>, К. А. Саечников<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

*Цитирование: Петров, В. М. Голографические фильтры в оптических информационных технологиях / В. М. Петров, А. В. Глейм, С. А. Козлов, А. В. Шамрай, К. А. Саечников // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 148–153.*

Голографические фильтры на основе отражательных решёток Брэгга оказываются востребованными в оптических информационных технологиях благодаря своей высокой спектральной селективности  $\delta\lambda$  [1]:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_B} \approx \frac{\Lambda}{T}, \quad (1)$$

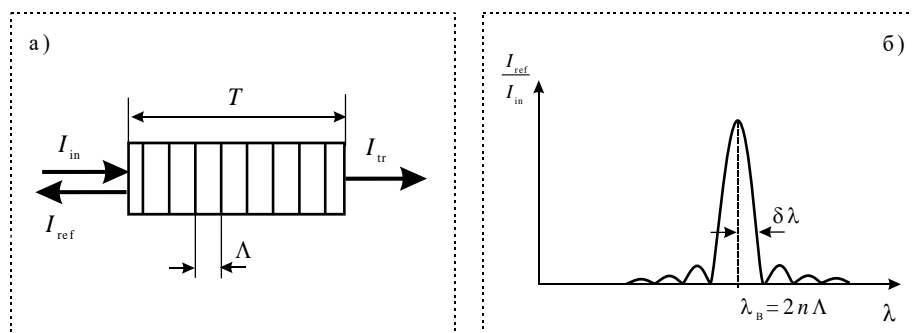
где  $\lambda_B$  — длина волны Брэгга,  $\Lambda$  — период решётки,  $T$  — толщина решётки.

Центральная, селективируемая длина волны фильтра определяется условием Брэгга для отражательной геометрии:

$$\lambda_B = 2n\Lambda, \quad (2)$$

где  $n$  — показатель преломления вещества. Для диапазона длин волн, используемых в современных волоконно-оптических линиях связи 1500–1600 нм, и для материала с показателем преломления  $n = 1,5$  (например, плавленый кварц, стандартное оптическое волокно), характерная величина периода решётки  $\Lambda$  лежит в диапазоне 500–533 нм, а спектральная селективность  $\delta\lambda = 0,4$  нм, достигается на толщине решётки порядка 2 мм. Аналогично, для материала с показателем преломления  $n = 2,2$  (ниобат лития), характерная величина периода решётки  $\Lambda$  лежит в диапазоне 340–360 нм, а спектральная селективность  $\delta\lambda = 0,4$  нм, достигается на толщине решётки порядка 1,5 мм. Приведённые значения требуемых периодов и толщин решёток вполне достижимы для современных технологий. В более общем случае, величины спектральных селективностей отражательных решёток, отвечающие требованиям Международного Союза Электросвязи (ITU)  $\delta\lambda = 0,2–0,8$  нм [2, 3], оказываются достижимыми при толщинах решётки  $T = 3,0–0,7$  мм соответственно.

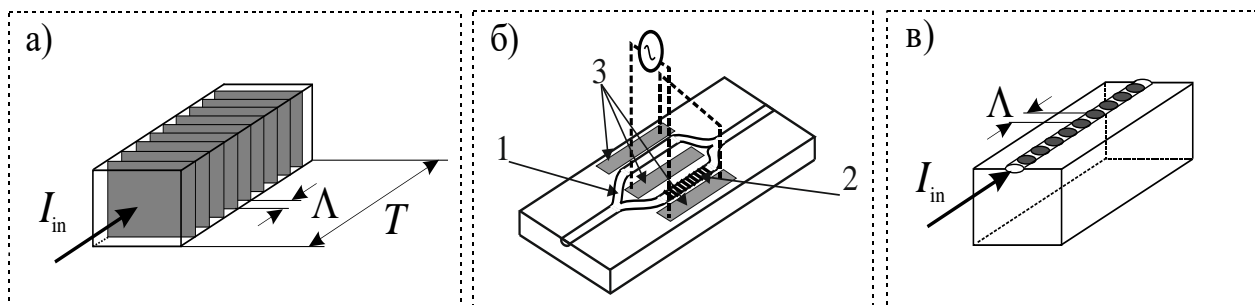
В современной литературе можно выделить три основных варианта исполнения фильтров на основе отражательных решёток: одномерное исполнение (1-D), например, решётки, сформированные в оптическом волокне; двумерное, плоское исполнение (2-D), например, решётки, созданные в приповерхностных оптических волноводах в интегральном исполнении; и трёхмерные (3-D) решётки, выполненные в объёмных образцах материала.



а) отражательная решётка Брэгга  
б) зависимость дифракционной эффективности отражательной решётки от длины волны

$T$  – толщина решётки,  $\Lambda$  – период решётки,  $I_{in}$  – падающая волна,  $I_{ref}$  – отражённая волна,  $I_{tr}$  – прошедшая волна,  $\lambda_B$  – длина волны Брэгга,  $\delta\lambda$  – величина спектральной селективности решётки

Рис. 1



а) трёхмерное, «объёмное» исполнение  
б) двумерное, интегральное исполнение  
в) одномерное исполнение

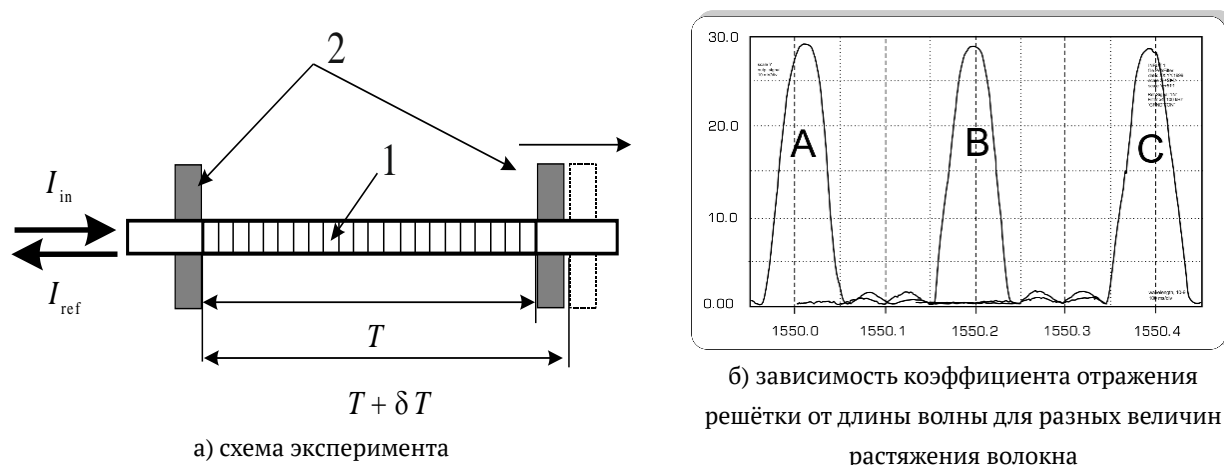
1 – оптический волновод, 2 – отражательная решётка Брэгга, 3 – управляющие электроды

Рис. 2. Отражательная решётка Брэгга

Материалом для трёхмерных решёток могут быть различные стёкла, светочувствительные полимеры (например, PMMA), а также сегнетоэлектрики ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ ), обладающие фоторефрактивным и электрооптическим эффектами. К несомненному достоинству фильтров на основе стёкол и полимеров следует отнести отсутствие зависимости характеристик от состояния поляризации света, так называемых поляризационно-зависимых потерь.

Выбор материала определяет возможность управления (или перестройки) длины волны Брэгга. Оптическое волокно, изготовленное из плавленого кварца, обладает определённой эластичностью. Механическое растяжение участка волокна, в котором создана решётка, позволяет изменять селектируемую длину волны  $\lambda_B$  до 10 нм. В этом случае используется зависимость длины волны Брэгга от периода решётки. Линейное увеличение периода решётки приводит к линейному увеличению длины волны Брэгга  $\lambda_B$ :

$$\begin{aligned} \lambda_B + \delta\lambda &= 2n(\Lambda + \delta\Lambda) \\ \delta\lambda &= \lambda_B \frac{\delta T}{T} \left(1 + \frac{\sigma}{n}\right) \end{aligned} \quad (3)$$



а) схема эксперимента  
1 — отрезок волокна с отражательной решёткой, 2 — муфты, одна из которых может перемещаться вдоль оси волокна, А — начальное состояние решётки, В — решётка растянута на 3,5 мкм, С — решётка растянута на 7 мкм

Рис. 3. Управление длиной волны Брэгга за счёт механического растяжения оптического волокна

где  $\delta T/T$  — относительное удлинение, а  $\sigma$  — фотоупругий коэффициент, учитывающий изменение показателя преломления за счет механических напряжений, возникающих при растяжении. Растяжение участка волокна с  $T = 3$  см на величину  $\delta T \approx 0,7$  мкм, приводит к перестройке длины волны Брэгга  $\lambda_B$  на  $\delta\lambda = 0,38$  нм.

Одним из важнейших параметров управляемых фильтров является время перестройки. В данном случае оно определяется механическими свойствами устройства, обеспечивающего растяжение, и не превышает долей секунды. Поскольку плавный кварц является оптически-изотропным материалом, то для решёток, созданных в таких материалах, отсутствуют какие-либо эффекты, связанные с ориентацией входной поляризации. Фильтры на основе таких решёток являются нечувствительными к ориентации поляризации падающего света.

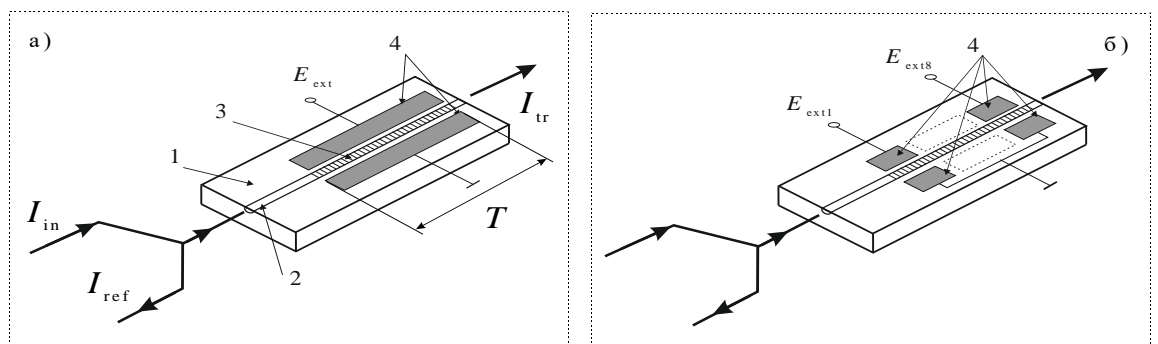
Использование кристаллов  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ , обладающих линейным электрооптическим эффектом, позволяет использовать зависимость длины волны Брэгга от величины показателя преломления [4, 5]:

$$\lambda_B + \delta\lambda = 2(n \pm \Delta n(E))\Lambda. \quad (4)$$

В этом случае принято говорить об электрическом управлении селективируемой длиной волны. Электрическое управление может быть реализовано в 1-D, 2-D, так и в 3-D исполнении.

В общем случае для линейного электрооптического эффекта изменение показателя преломления под действием приложенного электрического поля может быть выражено следующим образом:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = \sum r_{ij}E_j, \quad (5)$$



а) электрически управляемый фильтр в интегральном исполнении

б) оптический кодер, содержащий восемь пар электродов. Одна пара электродов образует одну секцию решётки

1 — подложка из ниобата лития, 2 — поверхностный волновод, 3 — отражательная решётка Брэгга, 4 — электроды

Рис. 4.

где  $r_{ij}$  — тензор электрооптических коэффициентов. Для ниобата лития можно использовать оценку  $\Delta n = (1/2)n^3 r_{33} E$  и величину  $r_{33} \approx 30$  пм/В. Для реалистичных значений напряжённости электрического поля  $E = 100$  кВ/см, изменение показателя преломления  $\Delta n \approx 1,6 \times 10^{-4}$ , что обеспечивает изменение длины волны  $\delta \lambda \approx 0,25$  нм для  $\lambda_B = 1550$  нм. Линейный электрооптический эффект является знакопеременным, что позволяет при соответствующем выборе полярности электрического поля, увеличивать или уменьшать селективируемую длину волны.

Время электрического управления селективируемой длины волны, т. е. время переключения отклика решётки из одного состояния в другое, в первом приближении определяется межэлектродной ёмкостью и техническими параметрами источника управляющего напряжения. Как показывает практика, при зазоре между электродами порядка 5–10 мкм, характерное время составляет десятки наносекунд. Фундаментальное ограничение связано с временем распространения света вдоль решётки. При длине электродов и решётки  $T$ , время распространения оптической волны на отрезке, ограниченной длиной электродов  $T$  составляет  $\tau = T/nc$ , где  $n$  — показатель преломления,  $c$  — скорость распространения света в вакууме. Для  $n = 2,2$  (ниобат лития) это время составит примерно 73,3 пс ( $73,3 \times 10^{-12}$  с). Данная величина определяет фактическое время перестройки центральной длины волны при изменении напряжения в виде ступеньки во временной области. Точный вид переходных процессов может быть определен, проводя анализ дифракции на решетке с изменяющейся во времени пространственной неоднородностью показателя преломления, при этом во время переходного процесса будет изменяться не только центральная длина волны, но и форма спектральной характеристики.

Заданная пространственная неоднородность для управления формой спектральной характеристики может быть легко создана за счет пространственной неоднородности электрического поля при использовании управляющих электродов сложной формы.

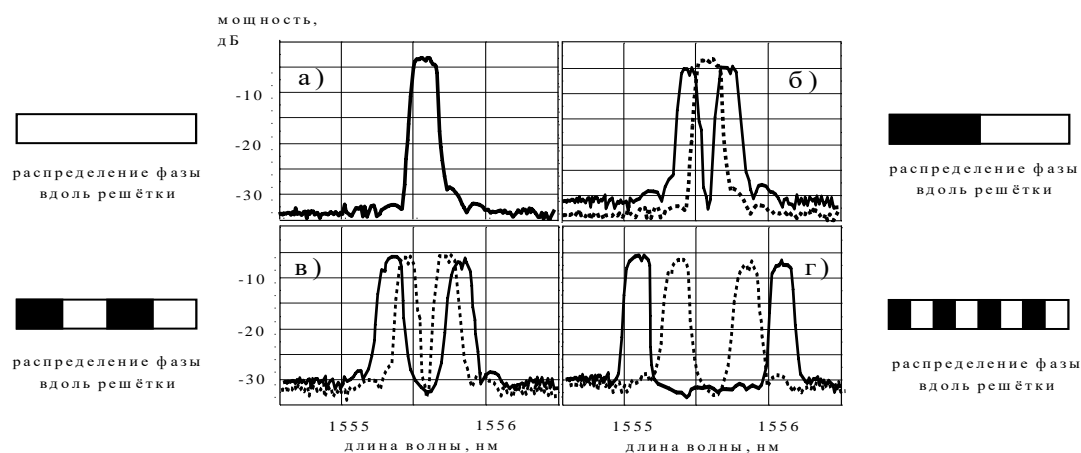


Рис. 5. Пример оптического кодирования. Показаны распределения фазы  $\Delta\varphi$  вдоль решётки.  
Белый цвет:  $\Delta\varphi = 0$ , чёрный цвет:  $\Delta\varphi = \pi$ .

В последние годы несомненный прогресс связан с развитием интегрально-оптических технологий [6], что позволило создавать электрически-управляемые фильтры, представляющие из себя комбинацию оптического волновода, отражательной решётки Брэгга и пар электродов, расположенных вдоль волновода [7, 8]. На всём протяжении решётка имеет одинаковую амплитуду и период. Управление формой отклика решетки осуществляется за счёт внесения электрически управляемых фазовых сдвигов  $\Delta\varphi$  между отдельными секциями решётки. Особый интерес такие устройства вызывают для задач оптического, в том числе квантового кодирования, информации. Оптический фильтры в интегральном исполнении, с несколькими парами электродов, расположенных вдоль решётки, представляет из себя оптический кодер. Принцип кодирования, используемый такими устройствами, состоит в синтезе отклика решётки (т. е. зависимости коэффициента отражения от длины волны), имеющего различное число максимумов.

Можно показать, что для рассмотренной здесь в качестве примера решётки, содержащей  $N = 8$  секций, можно реализовать как минимум 8 отличающихся друг от друга по профилю откликов решётки. Тогда информационную ёмкость такой системы можно оценить, как  $C = \log_2 8 = 3$  [бит]. А скорость передачи информации, с учётом сделанных выше оценок времени переключения  $\tau = 1-10$  нс, может быть оценена как  $c = 3 \times 10^8 - 3 \times 10^9$  [бит/с].

Как видно из представленных экспериментальных данных, спектральная селективность фильтра составляла примерно 0,2 нм. Потенциально имеется возможность улучшения спектральной селективности до 0,02 нм за счёт увеличения длины решётки примерно до 3 см. Это позволит увеличить число управляемых секций решётки до 16 или 32 и, соответственно, увеличить число отличающихся друг от друга профилей отклика решетки (т. е. число статистически-независимых состояний устройства), что, во-первых, позволит увеличить пропускную способность, и, второе, примерно на порядок уменьшить полосу спектра, используемую для кодирования.

### Список источников

- [1] **Kogelnik, H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — P. 2909–2947.
- [2] Международный Союз Электросвязи МСЭТ–Т, сектор стандартизации электросвязи МСЭ, серия G: Пассивные волоконно-оптические сети с поддержкой гигабитных скоростей передачи (GPON): Спецификация зависимого от физической среды (PMD) уровня. Рекомендация МСЭТ-Т G.984.2. — 2003.
- [3] Международный Союз Электросвязи МСЭТ–Т, сектор стандартизации электросвязи МСЭ, серия G: Системы и среда передачи, цифровые системы и сети: Характеристики передачи оптических компонентов и подсистем. Рекомендация МСЭ-Т G.671. — 2005.
- [4] **Петров, В. М.** Интерференция и дифракция для информационной фотоники / В. М. Петров, А. В. Шамрай // С.-Петербург: Лань. — 2019. — 446 с.
- [5] **Petrov, V. M.** Optical on-line controllable filters based on photorefractive crystals / V. M. Petrov et al. // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2003. — Vol. 5. — № 6. — P. 471–476.
- [6] **Ильичёв, И. В.** Оптимизация технологии изготовления канальных протоннообменных волноводов в кристаллах ниобата лития / И. В. Ильичёв, А. С. Козлов, П. В. Гаенко, А. В. Шамрай // Квантовая электроника. — 2009. — Том 39. — С. 98–104.
- [7] **Petrov, A. N.** Informational Properties of a DWDM electrically-controllable integrated optical filters with an additional polarizer / A. N. Petrov, V. M. Petrov, A. V. Shamray // Internet of Things, Smart Spaces and next Generation Networks and Systems, Edit. by S. Balandin et al., Springer-Verlag, Heidelberg. — 2014. — Vol. 8638. — P. 640–646.
- [8] **Petrov, V. M.** Optical Coder with a Synthesized Transfer Function for Optical Communication Line / V. M. Petrov, R. V. Kiyan // Internet of Things, Smart Spaces and next Generation Networks and Systems, Edit. by S. Balandin et al., Springer-Verlag, Heidelberg. — 2015. — Vol. 9247. — P. 705–711.

## 29. Исследование зависимости показателя преломления фоточувствительного слоя БХЖ от температуры

К. С. Коренной, Ф. А. Саттаров, А. Ф. Скочилов, Д. Я. Логинов  
АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

В представленной работе проведено исследование влияния температуры фоточувствительного слоя бихромированной желатины (БХЖ) на её средний показатель преломления. Показано, что чем больше разница показателей преломления фоточувствительного слоя и стеклянной подложки дифракционной решётки, на которую нанесён этот слой, тем больше становится разница между минимальным и максимальным значением дифракционной эффективности в зависимости от длины волны.

*Ключевые слова:* Бихромированная желатина, Показатель преломления.

*Цитирование:* Коренной, К. С. Исследование зависимости показателя преломления фоточувствительного слоя БХЖ от температуры / К. С. Коренной, Ф. А. Саттаров, А. Ф. Скочилов, Д. Я. Логинов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 154–158.

Для получения дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с высокой дифракционной эффективностью в качестве фоточувствительного слоя нередко используются слои бихромированной желатины (БХЖ). Такие ДОЭ имеют минимальные рассеивание и поглощение света, при этом, в случае необходимости, одновременно обеспечивают высокий показатель дисперсии в рабочем спектральном диапазоне и большую светосилу в приборе [1, 2]. Эти ДОЭ успешно используются в различных областях науки и техники: в спектральной аппаратуре [3], системах ночного видения [4], в средствах защиты фотоприёмных устройств [5] и т. д.

Теоретический расчёт [6] показал, что такие элементы, как голограммные селекторы, состоящие из комбинации призмы и объемной пропускающей ненаклонной дифракционной решётки, которые работают при условии полного внутреннего отражения, могут иметь высокую дифракционную эффективность при автоколлимации падающего излучения для центральной длины волны и при этом работать в широком спектральном диапазоне. Автоколлимация подразумевает, что дифракция на ДОЭ должна удовлетворять условию Вульфа — Брегга:

$$2nd \sin \theta = m\lambda \quad (1)$$

где  $n$  — показатель преломления среды,  $d$  — период ДОЭ,  $\theta$  — угол падения излучения,  $m$  — порядок дифракции,  $\lambda$  — рабочая длина волны.

Эффективность селектора [6, формулы (3) и (4)] напрямую зависит от показателя преломления слоя БХЖ селектора  $n_s$ , который, в ходе непосредственной работы в резонаторе лазера,

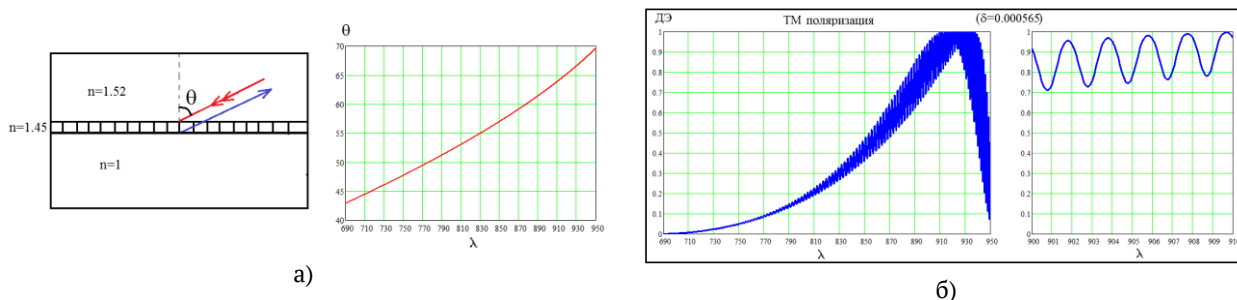


Рис. 1. Принцип работы голографического селектора (а) и зависимость дифракционной эффективности (при глубине модуляции  $\delta = 0,000565$ ) от длины волн  $\lambda$  (б) для ТМ-поляризации

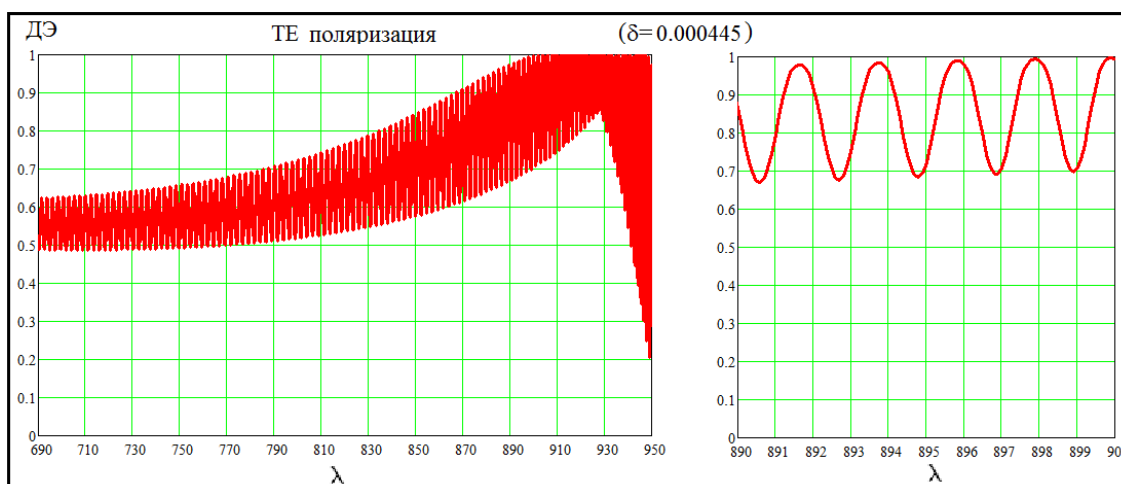


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности (при  $\delta = 0,000445$ ) от длины волн  $\lambda$  для ТЕ-поляризации

может изменяться в результате термического нагрева. Исходя из сказанного становится очевидно, что оценка изменения показателя преломления в зависимости от температурного воздействия требует отдельного изучения.

В качестве образцов были взяты голографические селекторы на основе БХЖ, изготавливаемые в АО «НПО ГИПО» для импульсного перестраиваемого Ti: Sapphire лазера. Согласно спецификации, два таких селектора должны перекрывать весь рабочий спектральный диапазон лазера (690–950 нм) в режиме ТМ-поляризации (рисунок 1).

Расчёты показывают, что ввиду разности показателей преломления дифракционной решётки на БХЖ (ДР) и призмы из стекла К8 возникает интерференция волн, отраженных от границ воздух-БХЖ и БХЖ-стекло, что приводит к синусоидальной модуляции дифракционной эффективности (ДЭ) селектора. Однако, такой разброс ДЭ оказывает незначительное влияние на общую выходную энергию лазерного излучения, поскольку на неё в большей степени влияет неравномерность энергии импульса задающего генератора, и поэтому, в целом, ДЭ можно усреднить. Специалистами АО «НПО ГИПО» проведено теоретическое исследование,



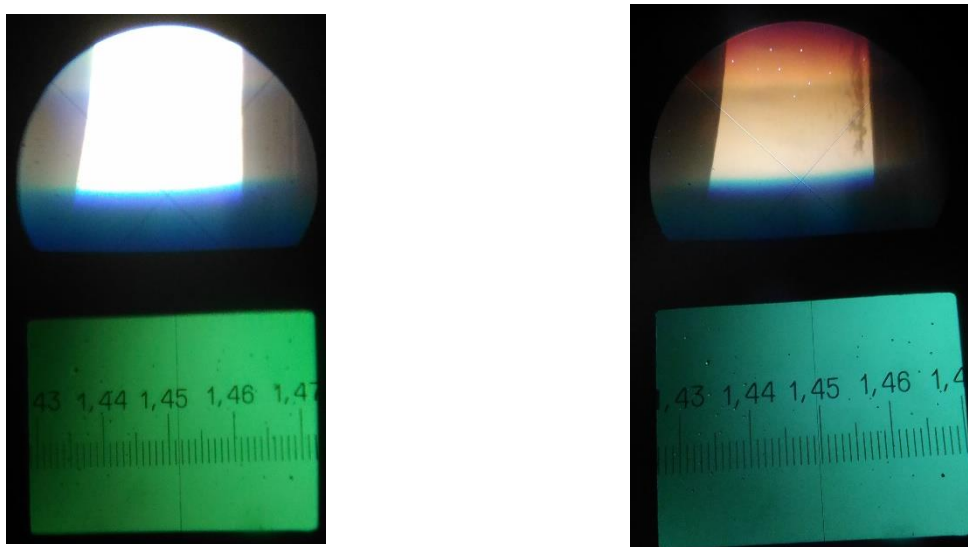


Рис. 3. Показатели преломления БХЖ селекторов 1 и 2 до проведения испытаний при НУ

Таблица. Значения показателей преломления  $n_{s1}$  и  $n_{s2}$  от температуры селектора

Показатель преломления	Значение при температуре		
	$t_s \approx 10 \text{ }^\circ\text{C}$	$t_s \approx 20 \text{ }^\circ\text{C}$	$t_s \approx 30 \text{ }^\circ\text{C}$
$n_{s1}$	1,453	1,4515	1,448
$n_{s2}$	1,4485	1,4495	1,447

которое показало, что наиболее оптимальным режимом работы лазера является вариант с использованием ТЕ-поляризации, при этом весь рабочий спектральный диапазон перекрывается при использовании одного селектора с меньшей  $\delta$  (рисунок 2).

После оценки результатов, представленных выше, проводилась оценка изменения показателей преломления двух образцов селекторов ( $n_{s1}$  и  $n_{s2}$ ) при изменении окружающих условий. На рисунке 3 показаны  $n_{s1}$  и  $n_{s2}$  до проведения испытаний при нормальных условиях (температура селектора  $t_s \approx 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ), измеренные с помощью рефрактометра ИРФ-454.

В течение времени работы лазера температура селектора неизбежно изменяется, что непосредственно влияет на  $n_s$ . На рисунках 4 и 5 показаны изменения показателя преломления слоёв БХЖ при температуре селектора  $t_s \approx 10 \text{ }^\circ\text{C}$  и  $t_s \approx 30 \text{ }^\circ\text{C}$ , соответственно.

Из представленных рисунков видно, что показатели преломления слоёв БХЖ меняются, однако корреляцию зависимости выявить трудно ввиду того, что параметры изготовления ДР на селекторах могут меняться: различное время экспонирования, проявления и т. д. Такое изменение показателей преломления влияет на оптический путь лазерного излучения и ДЭ селектора. В связи с этим требуется дальнейшее изучение приведённого выше явления.

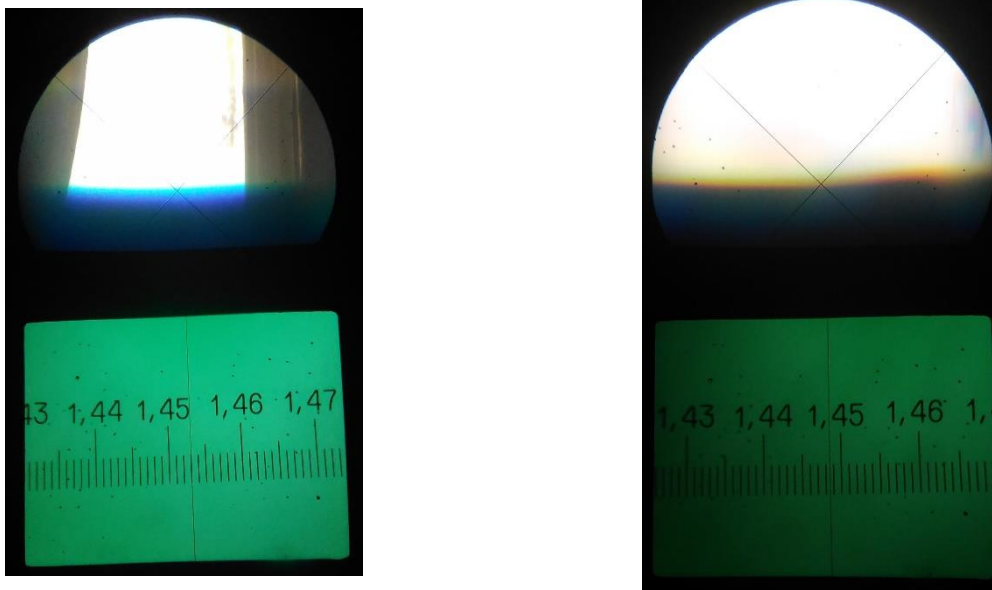


Рис. 4. Показатели преломления БХЖ селекторов 1 и 2 при температуре ДОЭ  $\approx 10$  °С

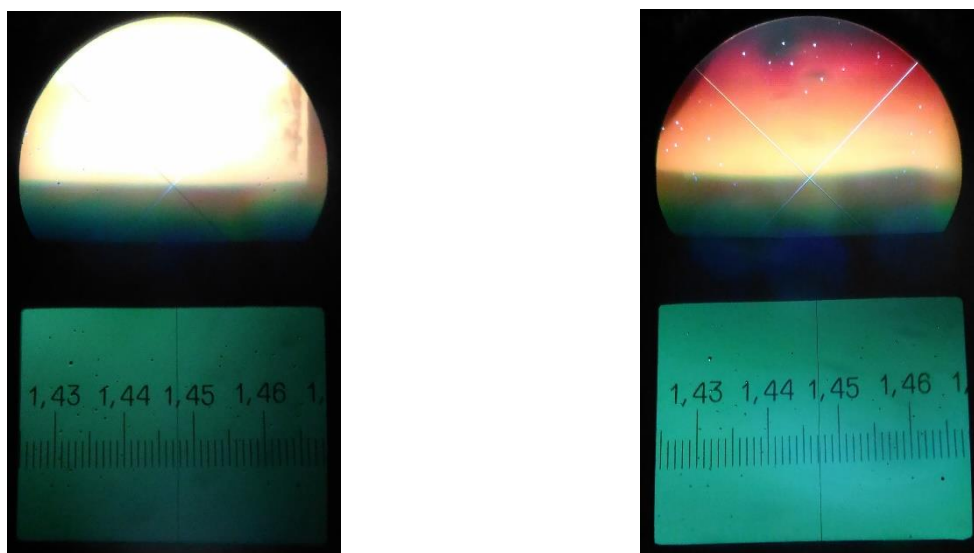


Рис. 4. Показатели преломления БХЖ селекторов 1 и 2 при температуре ДОЭ  $\approx 30$  °С

### Список источников

- [1] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин — М.: Мир. — 686 с.
- [2] **Лукин, А. В.** Крупногабаритные голограммные объемно-фазовые дифракционные решетки для спектральной аппаратуры высокого разрешения / А. В. Лукин, А. А. Белокопытов, Л. А. Максакова, Т. Б. Сидорова, Ф. А. Саттаров, А. Ф. Скочилов, С. Н. Тугаринов, Н. М. Шигапова // Сборник трудов 12 международной конференции «Голоэкспо-2015», г. Казань, 12–15 октября 2015г. — С. 295–297.
- [3] **Тугаринов, С. Н.** Новый класс спектрометров-полихроматоров высокого разрешения на основе пропускающих голографических дифракционных решеток / С. Н. Тугаринов, А. А. Белокопытов, А. В. Лукин, Н. Н. Науменко, Ф. А. Саттаров, В. В. Серов, Н. М. Шигапова, В. П. Ярцев // Контенант. — 2016. — Том 15 — № 3 — с. 43–50.

- [4] **Гусарова, Н. И.** Изготовление голограммных зеркал для систем ночного видения / Н. И. Гусарова, Д. С. Лушников, В. В. Маркин, С. Б. Одинокоев, В. В. Поздняков // Оптический журнал. — 2011. — Том 2 — № 78 — с. 36–41.
- [5] **Белокопытов, А. А.** Голограммные Notch-фильтры как эффективное средство защиты фотоприемных устройств оптико-электронных приборов от воздействия мощных лазерных пучков / А. А. Белокопытов, Т. А. Лукина, Т. Б. Сидорова, Н. М. Шигапова // Сборник трудов 12 международной конференции «Голоэкспо-2015», г. Казань, 12–15 октября 2015г. — С. 162–164.
- [6] **Скочиллов, А. Ф.** Дифракционная эффективность объёмной фазовой пропускающей голограммы при полном внутреннем отражении ТМ-волны на границе голограммы / А. Ф. Скочиллов // Оптический журнал. — 1993. — № 9 — С. 50–52.

## 30. Разработка системы дополненной реальности на базе призмы с поверхностями свободной формы

*И. А. Гуськов*

АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

В докладе рассматривается моделирование оптической схемы для формирования дополненной реальности на базе призмы свободной формы и оценка дифракционной эффективности голограммы, нанесенной на одну из поверхностей призмы. Данная работа предполагает одновременную численную оптимизацию показателей качества изображения системы и дифракционной эффективности голограммы. Была рассмотрена оптическая схема для диапазона 486–686 нм с одной асферической, одной сферической и одной биконической (поверхностью свободной формы) поверхностями.

*Ключевые слова:* Моделирование, Поверхность свободной формы, Голограмма, Численная оптимизация, Дифракционная эффективность, Дополненная реальность.

*Цитирование:* Гуськов, И. А. Разработка системы дополненной реальности на базе призмы с поверхностями свободной формы / И. А. Гуськов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 159–163.

### Введение

В настоящее время существует множество систем, позволяющих реализовать наложение дополненной реальности на существующую. Основными требованиями к таким системам являются: широкое поле зрения, высокое качество изображения, малые габаритные размеры и вес. Существует ряд приборов, в которых реализованы простые формы визоров, например, плоскопараллельная пластина [1]. Для формирования изображения в данной системе используется световод. Однако подобная компоновка сильно ограничивает возможное поле зрения. Для того, чтобы одновременно соответствовать всем заявленным требованиям, необходимо использовать новые варианты оптических систем. В частности, ряд технических решений предполагает совмещение нескольких функций в одном сложном оптическом элементе. Таким элементом является линза или призма с поверхностями свободной формы — Freeform, совмещающая в себе несколько различных поверхностей, при этом внутри линзы происходит отражение от двух поверхностей. Полное внутреннее отражение (ПВО) позволяет использовать одну и ту же поверхность дважды и уменьшить потери излучения. На вторую отражательную поверхность может быть нанесено полупрозрачное зеркало или, как показано в [2], голограмма для дополнительной коррекции изображения.

В настоящей работе рассматривается оптическая схема, в которой используется объемно-фазовая голограмма. Схема записи и схема работы такой голограммы, как правило, определяются исходя из условий минимизации aberrаций. Однако углы падения излучения на решетку в схемах записи и работы обычно не соответствуют условию максимума дифракцион-

ной эффективности (ДЭ). Для отдельной длины волны это отклонение может быть скомпенсировано за счет выбора толщины слоя и глубины модуляции показателя преломления, однако даже в этом случае ДЭ по рабочему диапазону спектра снижается.

Соответственно, основной целью данной работы является моделирование системы типа freeform, оценка качества изображения, оценка показателя ДЭ непосредственно при расчете и оптимизации абберационных характеристик.

### 1. Методика расчета

Методики расчета и оптимизации, сходные с предлагаемой, рассматривались ранее [3] и [4]. Однако они не позволяли учесть сложную геометрию записи и работы голограммы, либо не позволяли одновременно варьировать параметры схемы записи и схемы работы совместно с вариацией конструктивных параметров схемы. Предлагаемая методика устраняет указанные ограничения и содержит следующие этапы расчета:

1. Численная оптимизация схемы стандартными программными средствами Zemax.
2. Расчет параметров голографического слоя, обеспечивающих максимальную ДЭ для центра решетки [3].
3. Расчет ДЭ методом элементарных решеток. Используются аналитические соотношения теории связанных волн Когельника [5]. Вычисление производится непосредственно в среде Zemax с помощью подпрограммы-макроса. Рассчитывается среднеквадратическое, минимальное и максимальное значения ДЭ по поверхности решетки для набора контрольных длин волн.
4. Повторная численная оптимизация схемы с включением значений ДЭ, вычисляемых в п. 3, в качестве слагаемых оценочной функции.

### 2. Оптическая схема

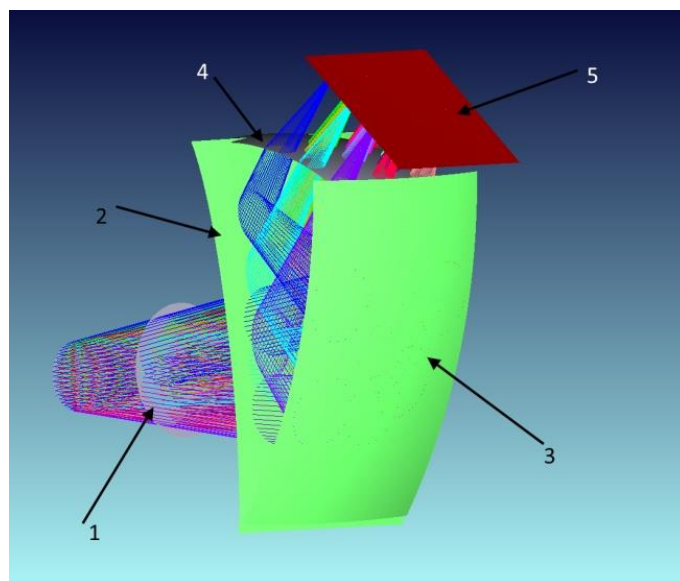
Данная система обладает следующими характеристиками: полное поле зрения  $2\omega = 20 \times 15^\circ$ , удаление визора от глаза 15–18 мм (соответствует удалению очков от зрачка глаза), диаметр зрачка глаза 6 мм, рабочий диапазон длин волн  $\lambda = 486\text{--}656$  нм. Размер изображения составил 14,5 мм. Призма изготовлена из оптического пластика E48R методом прессования. ПВО в призме происходят на 2 и 3 поверхностях. Голограмма нанесена на поверхность 3.

Толщина системы на превышает 12 мм на стороне поверхности 4 и 6 мм по оптической оси, высота системы составила 26 мм.

Общий вид схемы представлен на рисунке 1.

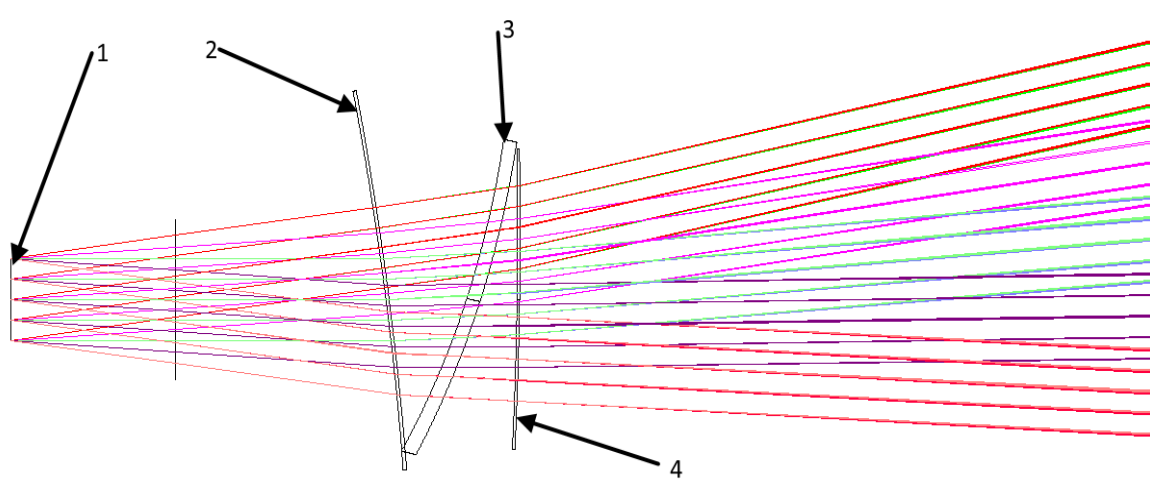
Голограмма записывается на длине волны 532 нм двумя точечными источниками и имеет частоту штрихов в вершине, равную 581 штр/мм. Глубина модуляции составила 0,024 мкм, толщина слоя подложки голограммы 15 мкм.

Для работы системы «на просвет» данная призма склеивается поверхностью 3 с компенсатором, который делает равной нулю оптическую силу поверхностей 1 и 3. Общий вид схемы приведен на рисунке 2.



1 — зрачок глаза, 2 — асферическая поверхность, 3 — сферическая поверхность, 4 — биконическая поверхность, 5 — поверхность LED матрицы.

Рис. 1. Оптическая схема на базе призмы свободной формы



1 — зрачок глаза, 2 — асферическая поверхность, 3 — сферическая поверхность, 4 — корректирующая сферическая поверхность

Рис. 2. Общий вид схемы

### 3. Анализ качества изображения

Для оценки качества изображения в полученной схеме используются точечные диаграммы и графики дисторсии. Графики дисторсии были выбраны, так как высокая децентрировка и наклоны поверхностей системы неизбежно приведут к усилению данной aberrации. Контроль дисторсии осуществлялся в ходе всего расчета.

Хочется отметить, что дисторсия не превышает 6 %, при том, что для систем, работающих с глазом человека, разрешается дисторсия до 8 %.

### III. Формирование голографических изображений с помощью голограммной оптики и оптико-голографические дисплеи

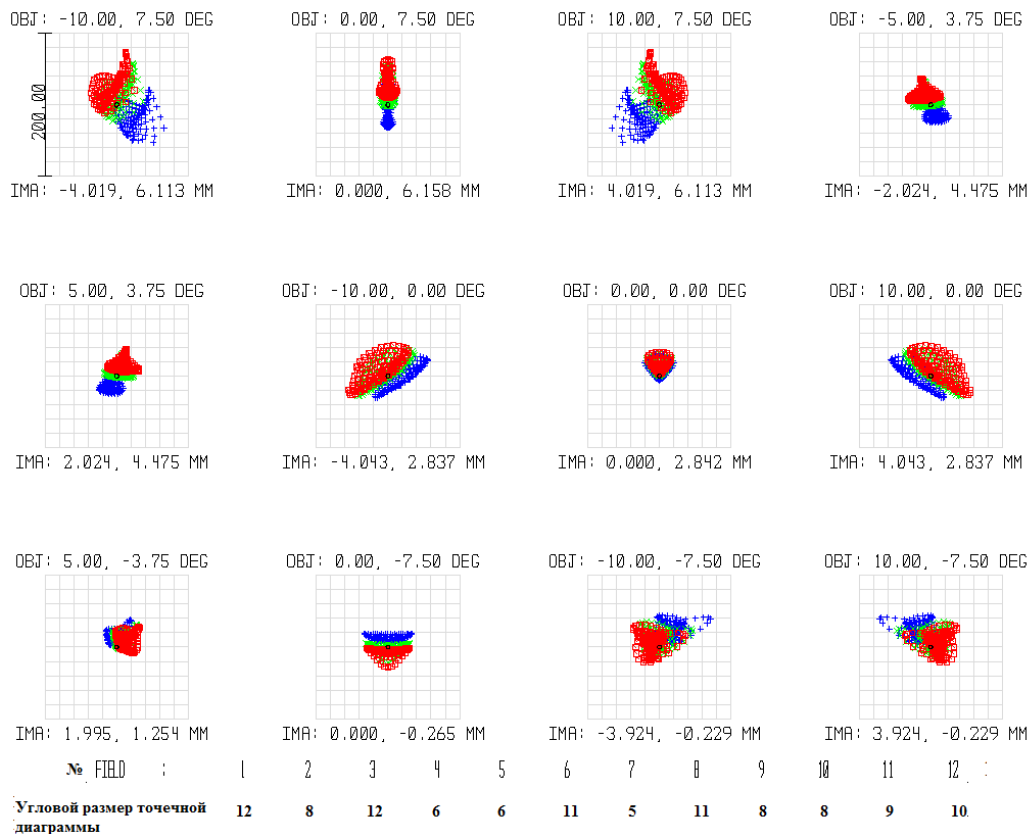


Рис. 3. Точечные диаграммы системы

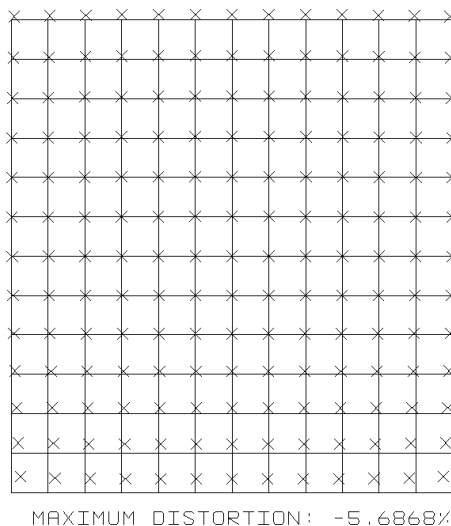


Рис. 4. Диаграмма дисторсии системы

#### 4. Анализ дифракционной эффективности

Расчет ДЭ проводится с использованием теории связанных волн. При расчете входной зрачок системы заполняется лучами в узлах сетки  $21 \times 21$  элемент. Для каждой точки определяются углы падения в схеме записи, из которых рассчитываются частота штрихов и наклон полос, а также угол падения в схеме работы. Расчет повторяется для 3 контрольных длин волн — цен-

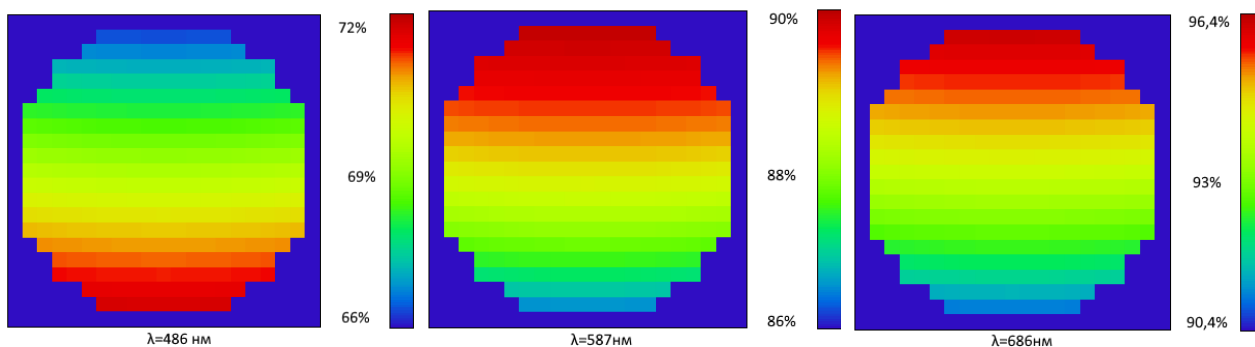


Рис. 5. Распределение ДЭ по поверхности голограммы

тра и краев рабочего диапазона. Результат расчета распределения ДЭ по поверхности решетки на длинах волн 486, 587 и 640 нм, полученный с помощью подпрограммы-макросов Zemax, показан на рисунке 5.

Представленный результат получен после оптимизации с включением значений ДЭ в оценочную функцию. Для оптимизации используется среднеквадратическое значение ДЭ.

### Заклучение

Таким образом, в настоящей работе показано моделирование системы дополненной реальности на базе призмы свободной формы, проведена оптимизация схемы с учетом ДЭ голограммы.

Показано, что за счет включения среднеквадратических значений ДЭ на контрольных длинах волн в оценочную функцию можно существенно повысить ДЭ для коротковолновой части рабочего диапазона, что позволит обеспечить высокую и равномерную освещенность изображения.

К преимуществам системы можно отнести наличие лишь одного оптического элемента, высокое поле зрения, хорошее качество изображения. Однако главным недостатком остается очень высокая сложность изготовления.

### Список источников

- [1] **William, P. Bleha** Binocular Holographic Waveguide Visor Display / William P. Bleha, Lijuan Alice Lei // HOLOEYE Systems Inc., San Diego CA, 2015. —URL: [http://www.holoeyesystems.com/uploads/media/Binocular\\_Holographic\\_Waveguide\\_Visor\\_Display\\_01](http://www.holoeyesystems.com/uploads/media/Binocular_Holographic_Waveguide_Visor_Display_01).
- [2] HoloLens 2, Mixed reality is ready for business. Microsoft corporation, 2018. — URL: <https://www.microsoft.com/en-CY/hololens>.
- [3] **Wissmann, P.** Simulation and optimization of volume holographic imaging systems in Zemax / P. Wissmann, S. B. Oh, and G. Barbastathis // Opt. Express. — 2008. — Vol. 16. — P. 7516–7524.
- [4] **Muslimov, E. R.** Transmission holographic grating with improved diffraction efficiency for a flat-field spectrograph / E. R. Muslimov // Proc. of SPIE. — 2012. — Vol. 8787. — P. 87870
- [5] **Kogelnic, H.** Coupled wave analysis for thick hologram gratings / H. Kogelnic // Bell Syst. Tech. J. — 1969. — Vol. 48. — P. 2909–2947.



## 31. Расчет и моделирование световодной системы дополненной реальности на базе голографических элементов

Г. Э. Романова<sup>1</sup>, С. Н. Корешев<sup>1</sup>, В. С. Сидоренко<sup>1</sup>

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены теоретические соотношения и результаты моделирования системы дополненной реальности, построенной на основе световодного голографического элемента. Рассматриваются особенности построения таких систем, а также их возможные характеристики. Подробно описывается процесс моделирования системы в программе оптического проектирования Zemax, выбор объектов для описания компонентов системы. Представлены результаты расчетов и моделирования системы, работающей с монохроматическим излучением.

*Ключевые слова:* Расчет оптических систем, Трассировка лучей, Дифракционные оптические элементы.

*Цитирование:* Романова, Г. Э. Расчет и моделирование световодной системы дополненной реальности на базе голографических элементов / Г. Э. Романова, С. Н. Корешев, В. С. Сидоренко // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 164–167.

### Введение

В последние десятилетия не утихает интерес к системам дополненной реальности [1–2], однако массово изготавливаемые и повсеместно используемые системы не так широко распространены. Это связано с тем, что, несмотря на известные принципы построения, разработка системы с заданными характеристиками с учетом возможных ограничений, как со стороны пользователя, так и со стороны технологии, представляется достаточно сложной задачей. Поэтому выбор оптимальной системы, вопросы улучшения характеристик, в том числе с учетом современных технологий производства оптических элементов.

Световодные системы обладают преимуществом по сравнению с системами, построенными на традиционных оптических элементах. Прежде всего, к таким достоинствам можно отнести компактные размеры. Тем не менее, есть некоторые особенности, ограничивающие их распространение. Это прежде всего вопросы достижимых характеристик, технологическая осуществимость, а также особенности формируемого такой структурой изображения.

Кроме того, представляют интерес вопросы моделирования таких систем с использованием широко распространенного программного обеспечения.

### 1. Расчет параметров световодного голографического элемента

Принципиальная схема световодного устройства показана на рисунке 1

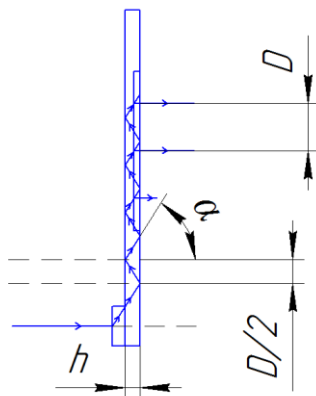


Рис. 1 Принципиальная схема световодного устройства

На рисунке 1  $D$  размер субапертуры,  $h$  — толщина световода,  $\alpha$  — угол дифракции. Поскольку выполняется соотношение [3]

$$\operatorname{tg} \alpha = D/(2h),$$

то можно выбрать параметры системы с учетом необходимого размера зрачка (субапертуры), а также возможной толщины подложки. Необходимо учитывать тот факт, что поскольку вне зависимости от принципа организации световодного устройства, световой пучок распространяется по подложке за счет явления полного внутреннего отражения, максимальное угловое поле системы будет определяться предельным углом полного внутреннего отражения.

## 2. Пример моделирования световодного голографического элемента

Для построения модели были выбраны следующие входные параметры:

- длина волны источника  $\lambda = 0,64 \text{ мкм}$ ;
- диаметр входного зрачка (субапертуры)  $D = 10 \text{ мм}$ ;
- угол дифракции  $\alpha = 62^\circ$

Для моделирования в программе Zemax Optic Studio [4] был выбран объект Дифракционная решетка (diffraction grating). На рисунке показан вид модели, а также результаты трассировки.

Особенностью объекта Diffraction Grating является возможность задания только круглой апертуры. Альтернативной возможностью может быть использование Lenslet Array (Массива микролинз) [4], используемого с соответствующими настройками. Для имитации нулевого и первого порядка дифракции использовались настройки с распределением энергии пучка в соответствии с таблицей (Split by table below) [4].

При прохождении через вторую решетку часть энергии выходит из волновода и направляется в глаз оператору, остальная часть продолжает свое распространение в световоде, этот процесс будет происходить при каждом столкновении пучка с дифракционной решеткой. Распределение энергии будет зависеть от дифракционной эффективности решетки. Для данной системы дифракционная эффективность второй решетки составляет 5 %.

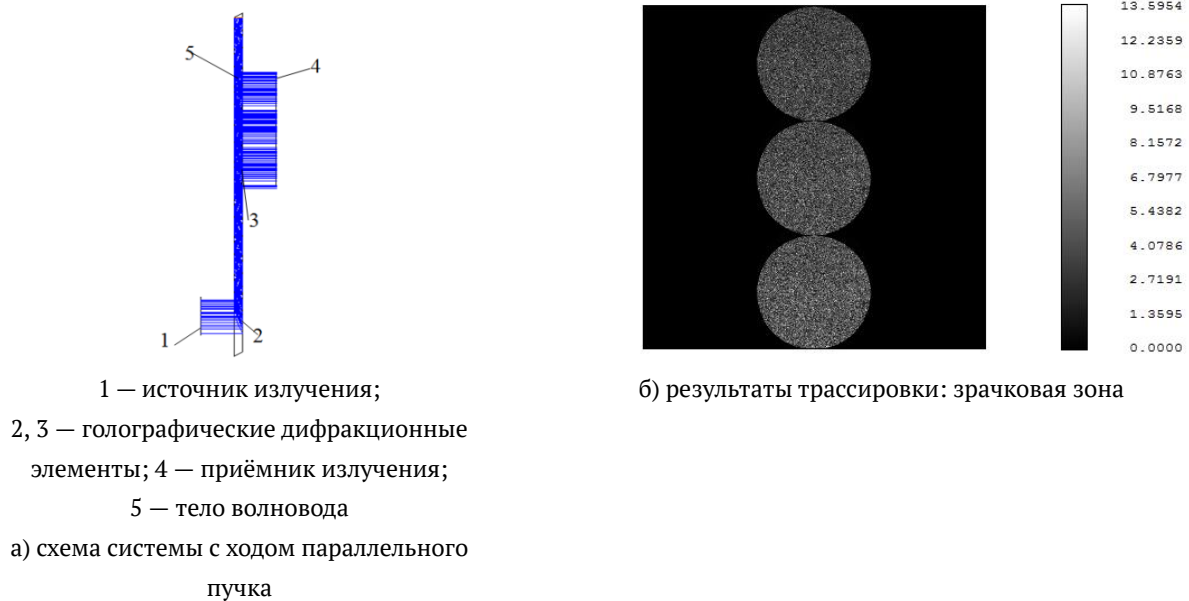


Рис. 2. Модель световода и результаты трассировки

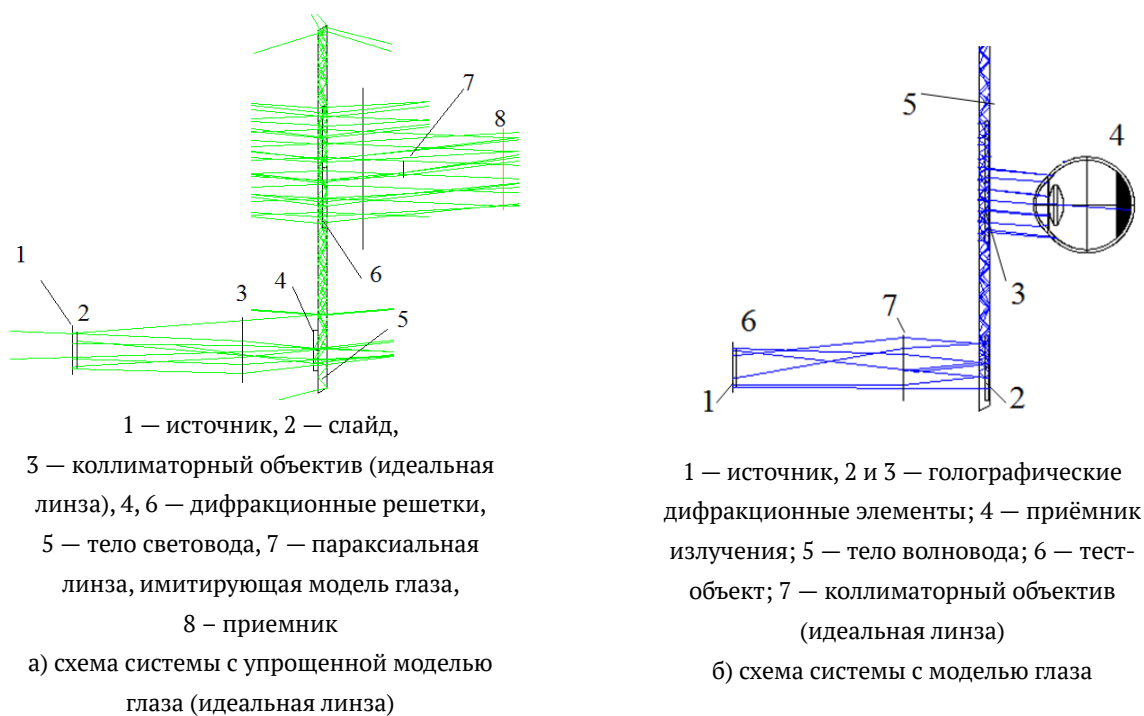


Рис. 3 Модель системы с учетом формирующего объектива (идеальной линзы) и упрощенной модели глаза

На рисунке 3а изображен ход лучей внутри устройства, на котором 1 — источник излучения, 2 — тест объект, 3 — параксиальная линза (формирующий изображение объектив), этими компонентами формируется и проецируется изображение, 4 и 6 — пропускающие дифракционные решетки ввода (дифракционная эффективность  $\approx 100\%$ ) и вывода (дифракционная эффективность  $\approx 5\%$ ) излучения соответственно, 5 — световод, 7 и 8 — параксиальная линза и приемник излучения в совокупности, моделирующие человеческий глаз.



Рис. 4. Вид тест объекта и изображение, сформированное системой

В качестве тест объекта использовался слайд из библиотеки Zemax, показанный на рисунке 4а. Для оценки корректности моделирования с учетом упрощенной модели глаза — идеальной линзы, было проведено моделирование с учетом модели глаза, доступной в базе статей Zemax [4].

Фокусное расстояние использованного объектива (идеальной линзы) в системах было выбрано 40 мм, размер тестового изображения соответствовал угловому полю 18 градусов. Наблюдаемая неравномерность освещенности по изображению может быть скорректирована за счет предискажения изображения на дисплее.

### Заключение

Определены требования, предъявляемые к голограммным оптическим элементам, входящим в состав систем ввода и вывода излучения. Показана возможность обеспечения равномерного распределения интенсивности виртуального изображения по апертуре выходного зрачка при использовании для вывода излучения из световода голограммных оптических элементов с невысокой дифракционной эффективностью, равной 5–7 %. Рассмотрены вопросы моделирования устройства дополненной реальности в программе Zemax.

### Список источников

- [1] **Jin Su Lee.** See-through display combined with holographic display and Maxwellian display using switchable holographic optical element based on liquid lens / Jin Su Lee, Yoo Kwang Kim, and Yong Hyub Won // Opt. Express. — 2018. — Vol. 26. — P. 19341–19355.
- [2] **Kasai, I.** A practical see-through head mounted display using a holographic optical element / I. Kasai, Y. Tanuiri, T. Endo, H. Ueda // Optical Review. — 2001. — Vol. 8. — № 4. — P. 241–244.
- [3] **Корешев, С. Н.** Оптические системы голографических коллиматорных прицелов / С. Н. Корешев, М. К. Шевцов // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — № 9. — С. 22–28.
- [4] <https://www.zemax.com/>.

## 32. Оптическая система дополненной реальности на основе голограммного оптического элемента, встраиваемая в шлем скафандра космонавта

А. С. Перевозникова<sup>1, 2</sup>, В. С. Кайдараква<sup>1</sup>, К. И. Львова<sup>1, 2</sup>, А. А. Болотова<sup>3</sup>, А. Н. Путилин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup> ООО «Исследовательский центр Самсунг», Москва, Россия

В работе представлена оптическая система дополненной реальности на основе голограммного оптического элемента (ГОЭ) для формирования изображения в шлеме скафандра космонавта. Авторами предложена биокулярный тип визуальной системы с пикопроектором в качестве источника излучения. Для переноса изображения на ГОЭ используется направленный диффузор. Поле зрения системы достигает 14°, и выходной зрачок — 120 мм.

*Ключевые слова:* Голограммные оптические элементы, дополненная реальность, космические технологии, скафандр космонавта, нашлемные системы.

*Цитирование:* **Перевозникова, А. С.** Оптическая система дополненной реальности на основе голограммного оптического элемента, встраиваемая в шлем скафандра космонавта / А. С. Перевозникова, В. С. Кайдараква, К. И. Львова, А. А. Болотова, А. Н. Путилин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 168–171.

В последнее время системы дополненной реальности стремительно врываются в наш мир и находят широкое применение в различных областях (мобильные технологии, медицина, военная техника, компьютерные игры и т. д.). Говоря о современных космических исследованиях, мы находим крайне актуальной задачу встраивания таких систем в шлем скафандра космонавта. Основной функцией этих систем является вывод вспомогательной информации на прозрачный экран шлема, что очень важно для работы в напряженных условиях выхода в открытый космос. Например, космонавту необходим удобный и быстрый доступ к такой информации, как показания датчиков состояния человека / среды внутри скафандра/снаружи скафандра (температура, давление, радиация...); распознавание объектов; ориентация относительно корабля (навигация, вывод карты корабля); вывод плана действий в экстренных ситуациях [1].

Представленная система принадлежит к биокулярному типу оптических систем. Основным свойством биокулярных систем является обеспечение двух одинаковых изображений от одного источника (т. е. с одной и той же перспективы). Биокулярные системы обладают одним из достоинств бинокулярных — надежностью различения, хоть и не обеспечивают глубины изображения. Излучение с источника излучения перенаправляет специальный комбайнер, представляющий собой голограммный оптический элемент (ГОЭ) [2].

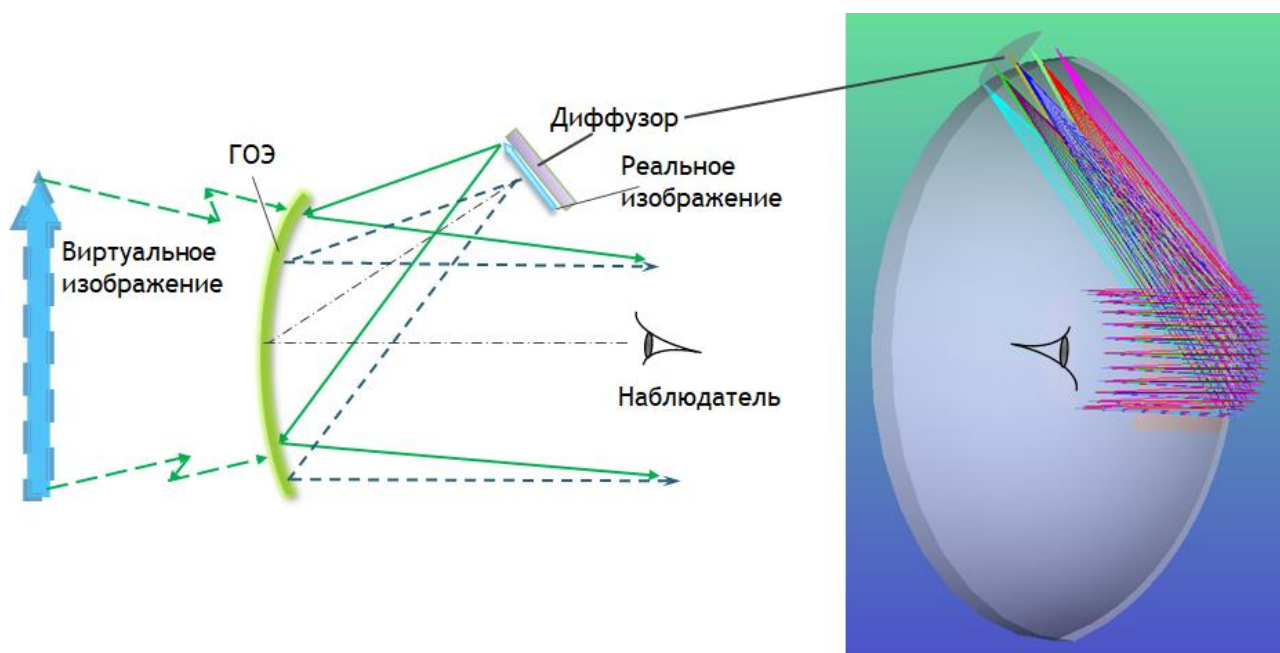


Рис. 1. Принципиальная схема системы дополненной реальности

В качестве источника излучения предлагается пикoprojectор, состоящих из трех лазеров (красный, синий, зеленый), излучение от которых собирается в один пучок и с помощью зеркальной сканирующей системы МЕМС проецируется в поле  $40^\circ \times 22^\circ$ . Пикoprojectор обладает некоторыми достоинствами над другими источниками излучения [3]:

- высокое разрешение,
- узкие спектральные полосы 2–3 нм,
- компактный размер,
- малая энергоёмкость.

Применение ГОЭ в системах дополненной реальности обусловлено тем, что они обладают рядом преимуществ по сравнению со стандартными оптическими элементами [4], такими как селективность по углу и длине волны, высокой дифракционной эффективности, значение которой может достигать 90 %, что позволяет формировать натуральное голографическое изображение, не вызывающее утомление глаз при продолжительном использовании устройства. Кроме того, ГОЭ пригодны для расположения непосредственно в поле зрения человека, так как они являются прозрачными и незаметными для глаз, что позволяет видеть окружающий мир сквозь них.

В данной работе приведен вариант решения поставленной задачи с внеосевым ГОЭ (рисунок 1). Излучение с пикoprojectора переносится специальной оптикой на диффузор, формируя промежуточное изображение. Затем излучение от диффузора попадает на ГОЭ, который перенаправляет его в область наблюдения космонавтом виртуального изображения, расположенного на дистанции 2,1 метров (рисунок 2).

Схема с внеосевым ГОЭ хороша тем, что между глазом наблюдателя и формируемым изображением не располагается никаких дополнительных элементов, которые потребовались бы для схемы устройства дополненной реальности с осевым голограммным элементом.

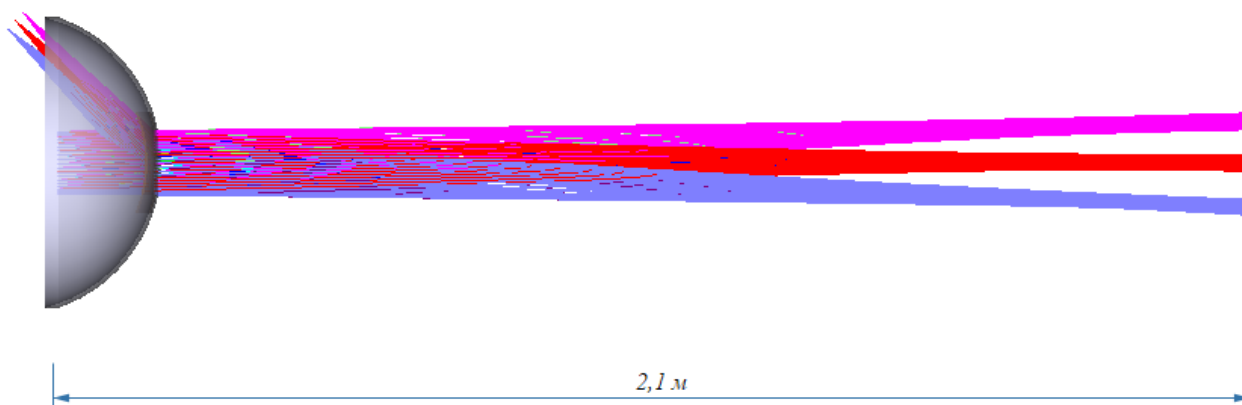


Рис. 2. Проекция изображения в системе дополненной реальности

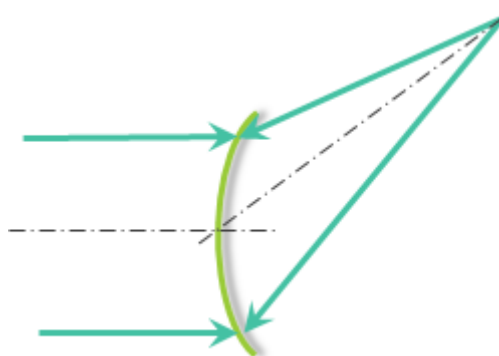


Рис. 3. Схема получения ГОЭ

А следовательно, отсутствуют потери на пропускание и препятствия в наблюдении объектов реального мира.

Получение такой голограммы осуществляется по внеосевой схеме (рисунок 3). Отражательная голограмма записывается во встречных пучках, одна из конструктивных точек которых находится условно в бесконечности, а вторая — под углом в  $45^\circ$  к оптической оси и на расстоянии 40 см.

В ходе моделирования получены следующие значения конструктивных параметров схемы: поле зрения —  $10^\circ$ , выходной зрачок — 120 мм. Стоит обратить внимание, что расстояние между зрачками (расстояние между зрачками глаз, от центра до центра) у большинства взрослых людей лежит в пределах от 54 до 68 мм. Таким образом выходной зрачок в 120 мм обеспечивает полное перекрытие обоих глаз космонавта. Поле зрения ограничивается отклонениями от угла Брэгга в полученном ГОЭ.

И в заключение стоит сказать, что предложенные схемы позволяют оптимизировать и упростить работу космонавта в условиях открытого космоса, визуализируя необходимые данные непосредственно в его поле зрения.

Использование голографического оптического выводного элемента позволяет эффективно перенаправить пучки лучей в область зрачка.

Дальнейшая оптимизация систем позволит подобрать наиболее комфортные параметры такого устройства дополненной реальности, которое сможет быть внедрено в стандартную комплектацию снаряжения космонавта.

#### Список источников

- [1] **Абрамов, И. П.** Скафандры и системы для работы в открытом космосе / И. П. Абрамов, Г. И. Северин, А. Ю. Сктоклицкий, Р. Х. Шарипов. — М.: Машиностроение, 1984. — 255 с.
- [2] **Путилин, А. Н.** Голографические оптические элементы в устройствах виртуальной реальности / А. Н. Путилин, А. В. Морозов, В. В. Дружин // Мир Голографии. — 2017. — Том 3. — № 1. — С. 35.
- [3] **Шишкин, И. П.** Разработка и исследование малогабаритных проекционных оптических систем высокого разрешения / Шишкин И. П. // Москва, 2017. — 142 с.
- [4] **Колфилд, Г.** Оптическая голография / Ж. Апрель, А. Арсено, Н. Баласубрамьян; пер. с англ. под ред. Г. Колфилда. — М. Мир, 1982. — Том 2. — 736 с.



### 33. Исследование дифракции лазерного пучка на двух фазовых дифракционных решетках

В. А. Комоцкий<sup>1</sup>, Ю. М. Соколов<sup>1</sup>, Н. В. Суетин<sup>1</sup>, Х. А. Пауйак Уаман<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

<sup>2</sup> Universidad Nacional de Ingenieria, Lima, Peru

В статье проведено исследование пространственных спектров при последовательной дифракции лазерного пучка на системе из двух фазовых дифракционных решеток с прямоугольным профилем, разнесенных на некоторое расстояние друг относительно друга. Проведен новый уточняющий теоретический анализ в среде Mathcad для расчета интенсивностей нулевого и первых дифракционных порядков. Проведены оценки составляющих нулевого дифракционного порядка, имеющего сложный состав, включающий в себя бесконечное число гармоник. Экспериментальные результаты для двух фазовых дифракционных решеток с периодом 200 мкм очень хорошо согласуются с проведенными расчетами.

*Ключевые слова:* Оптика, Двойная дифракция, Дифракционные решетки.

*Цитирование:* **Комоцкий, В. А.** Исследование дифракции лазерного пучка на двух фазовых дифракционных решетках / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, Н. В. Суетин, Х. А. Пауйак Уаман // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 172–179.

#### Введение

В настоящей работе поставлена задача исследования дифракции лазерного пучка при последовательном прохождении системы из двух фазовых дифракционных решеток с прямоугольным профилем. Эта задача уже исследовалась в работах [1–3], и были получены формулы для расчета интенсивностей дифракционных порядков. Стоит отметить, что данная схема нашла практическое применение для построения датчиков малых угловых и линейных перемещений с высокой разрешающей способностью. Например, в [4] описан профилометр для измерения неровностей и шероховатостей поверхности.

Оптическая волна, дифрагированная на первой решетке, получает пространственную фазовую модуляцию, затем проходит некоторое расстояние в свободной среде и получает пространственную фазовую модуляцию от второй решетки. При этом имеют место сложные явления дифракции и интерференции пучков. В данной работе теоретический анализ проведен с применением методов Фурье-оптики, в результате которого получаем формулы интенсивностей дифракционных порядков. Одной из главных задач этой работы является экспериментальное получение данных и их сравнение с расчетными зависимостями.

#### 1. Методика и результаты теоретического анализа

Общие формулы для расчета интенсивности дифрагированной оптической волны в схеме, содержащей две фазовые дифракционные решетки, были получены в [1] и имеют следующий вид:

$$I_m = \dot{A}_n \times \dot{A}_m^*, \quad (1)$$

где  $\dot{A}_m = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k b_{m-k} \exp\{-i[kr + k^2L + (m-k)2\pi\xi_1\Delta x_0]\}$ .

Выражение для  $\dot{A}_m$  определяет комплексную амплитуду дифрагированной волны в порядке с номером  $m$  в случае дифракции оптической волны на системе из двух решеток, одна из которых может перемещаться относительно другой. В этой формуле введено два безразмерных параметра: параметр наклона  $r = 2\pi\xi_0\xi_1\lambda\ell_z = 2\pi\xi_1\lambda\ell_z \sin\gamma$  и параметр расстояния между решетками  $L = \pi\xi^2\lambda\ell_z = 2\pi\lambda\ell_z/\Lambda^2$ .  $a_k$  и  $b_l$  — коэффициенты разложения функций пропускания дифракционных решеток 1 и 2 в ряды Фурье. После преобразований общее выражение для интенсивности дифракционного порядка с номером  $m$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} I_m(x) = & a_0^2 b_m^2 + \sum_{k=1}^{+\infty} a_k^2 (b_{m-k}^2 + b_{m+k}^2) + 2a_0 b_m \sum_{k=1}^{+\infty} a_k b_{m-k} \cos \left[ k \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x - r \right) - k^2 L \right] + \\ & + 2a_0 b_m \sum_{k=1}^{+\infty} a_{-k} b_{m+k} \cos \left[ k \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x - r \right) + k^2 L \right] + \\ & + 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \sum_{k'=1}^{+\infty} a_k b_{m-k} a_{k'} b_{m-k'} \cos \left[ (k' - k) \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x - r \right) + (k^2 - k'^2) L \right] + \\ & + 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \sum_{k'=1}^{+\infty} a_{-k} b_{m+k} a_{-k'} b_{m+k'} \cos \left[ (k' - k) \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x - r \right) - (k^2 - k'^2) L \right] + \\ & + 2 \sum_{k=1}^{+\infty} \sum_{j=1}^{+\infty} a_k a_{-j} b_{m-k} b_{m+j} \cos \left[ (k + j) \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x - r \right) + (j^2 - k^2) L \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В этом выражении имеется сумма постоянной составляющей и бесконечных рядов из гармонических функций с пространственными частотами, кратными основной пространственной частоте решетки  $\xi_1 = 1/\Lambda$ . В полученной формуле при двойных суммированиях индекс  $k \neq k'$ , а интенсивность падающей оптической волны  $I_{\text{пад}}$  принята равной 1. Выражение (2) определяет интенсивность в порядке с номером  $m$  для любых типов фазовых решеток коэффициентами разложения  $a_k$  и  $b_l$ .

В нашем анализе мы рассматриваем фазовые прямоугольные решетки с профилем вида «меандр». Для таких решеток в пространственном спектре отсутствуют четные порядки дифракции.

В этой работе был также применен альтернативный метод расчета зависимостей интенсивностей дифракционных порядков от перемещения решеток без вывода конечных формул. В этом методе интенсивности непосредственно рассчитывались в среде Mathcad по формуле (1). Были проведены сравнительные расчеты, произведенные по формулам (1) и (2). Результаты расчетов для различных параметров схемы показали полную тождественность двух методов расчета по формулам (1) и (2), что дополнительно подтверждает справедливость использования одних формул вместо других.

Новый метод расчета интенсивностей дифракционных порядков имеет некоторые достоинства. Во-первых, он более прост и не содержит большого количества слагаемых, как в формуле (2). Кроме того, формула (1) позволяет легко произвести оценки вклада различных пространственных гармоник в спектр выходного сигнала и найти сложную форму зависимостей интенсивности нулевого порядка с учетом различных компонент спектра.

## 2. Расчет зависимостей интенсивностей нулевого сигнала от параметров схемы

Вначале рассмотрим подробнее формирование сигнала в нулевом дифракционном порядке  $I_0$  при дифракции оптического пучка с апертурой  $A$  на системе из двух решеток. Этот сигнал образуется в результате интерференции оптических пучков в результате двойной дифракции на первой и второй решетках. Этот процесс можно наглядно продемонстрировать на рисунке 1. Выходной пучок нулевого дифракционного порядка формируется в результате суммирования (интерференции) множества элементарных пучков. Центральным является пучок, который проходит обе решетки без отклонения от основного направления распространения падающего светового пучка. Кроме того, вклад в суммарный выходной пучок нулевого порядка будут вносить также другие элементарные пучки, которые можно разделить на две группы. К первой группе можно отнести пучки, которые дифрагируют на первой решетке в  $+m$  порядок, а на второй решетке — в  $-m$  порядок. Например, пучок, дифрагирующий на первой решетке в плюс первый порядок, а на второй решетке — в минус первый порядок, будет распространяться по направлению нулевого порядка и вносит вклад в результирующий сигнал нулевого порядка. По такому же направлению будет распространяться пучок, который дифрагирует на первой решетке в третий порядок, а на второй решетке — в минус третий порядок и т. д. Аналогично ведут себя и более высокие порядки. Ко второй группе отнесем пучки, которые дифрагируют на первой решетке в  $-m$  порядок, а на второй решетке — в  $+m$  порядок. Эти пучки также будут распространяться по направлению нулевого порядка и будут интерферировать с другими пучками. Этот принцип иллюстрируется рисунком 1.

Описанный принцип образования полного сигнала нулевого дифракционного порядка отражается в общей формуле (1), которая описывает пространственный спектр на выходе системы из двух фазовых дифракционных решеток. Так, в этом выражении присутствует сумма произведений коэффициентов разложения функций пропускания двух решеток  $\sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k b_{m-k}$ . Для нулевого порядка следует положить  $m = 0$ , тогда сумма преобразуется в следующий вид:  $\sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_k b_k = a_0 b_0 + a_1 b_{-1} + a_{-1} b_1 + \dots$ . Смысл этой суммы как раз состоит в том, что сигнал в нулевом дифракционном порядке будет складываться из центрального пучка при  $k = 0$  (член суммы  $a_0 b_0$ ) и множества других пучков, образованных в результате дифракции падающего пучка поочередно на каждой из решеток в порядки с номерами  $k$  и  $-k$ , т. е. симметрично относительно нулевого порядка. Для положительных значений  $k$  это будут пучки, дифрагирующие на первой решетке в  $+k$  порядок, а на второй решетке — в  $-k$  порядок. А для отрицательных значений  $k$  — пучки, дифрагирующие на первой решетке в  $-|k|$  порядок, а на второй решетке — в  $+|k|$  порядок.

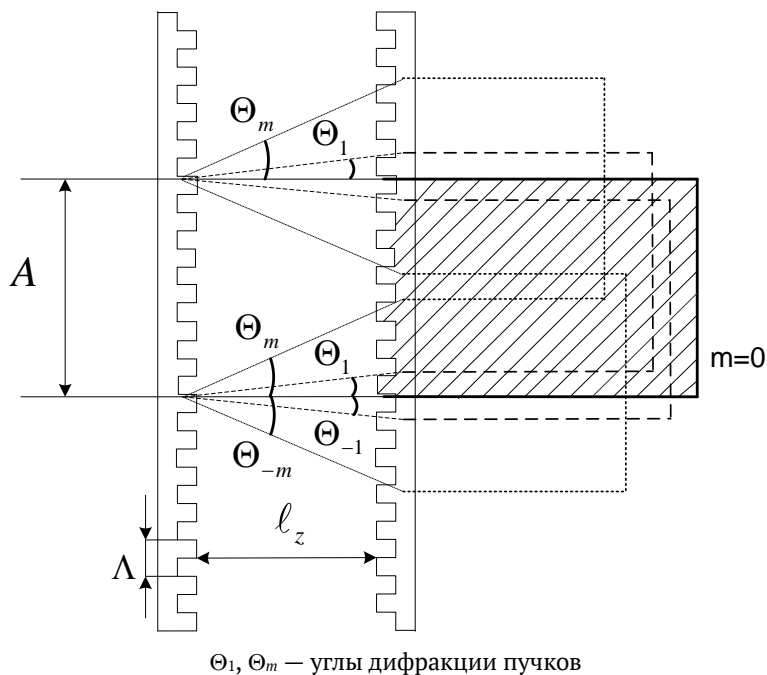


Рис. 1. Образование выходного пучка нулевого дифракционного порядка при дифракции оптического пучка с апертурой  $A$  на системе из двух решеток

Проведем расчет интенсивности нулевого дифракционного порядка при различных значениях расстояния между решетками. Будем полагать в расчетах, что период решеток  $\Lambda = 200$  мкм, длина волны лазера  $\lambda = 0,6328$  мкм, число гармоник в спектре ограничим числом  $k = 7$ . Благодаря формуле (1) такой расчет легко сделать. Кроме того, оценим вклад в полный сигнал величины интенсивности нулевого порядка центрального пучка и других пучков, дифрагирующих на первой решетке в первые, третьи, пятые и седьмые порядки. Следует отметить, что для дифракционных решеток с прямоугольным профилем вида «меандр» интенсивности четных порядков равны нулю и не участвуют в формировании полного сигнала. Вышеуказанные пучки учитывают в общем сигнале дополнительные приращения к центральному пучку пучков высших порядков, образованных в результате дифракции падающего пучка поочередно на каждой из решеток в порядки с номерами  $k$  и  $-k$ , т. е. симметрично относительно нулевого порядка. Результаты расчетов в программе MathCAD для трех значений расстояний между решетками  $l_z = 0$  мм,  $l_z = 8$  мм и  $l_z = 20$  мм, приведены на рисунках 2–4. На этих графиках приведены зависимости полной интенсивности нулевого порядка  $I_0(x)$  и ее составляющих  $I_0^{(=)}(x)$ ,  $I_{01}(x)$ ,  $I_{03}(x)$ ,  $I_{05}(x)$  и  $I_{07}(x)$ .

Зависимости интенсивностей нулевого порядка от смещения  $x$  состоят из множества слагаемых. При этом из рисунков видно, что фазы этих слагаемых сложным образом изменяются при изменении расстояния между решетками. В результате этого высшие гармоники могут существенно искажать форму зависимостей. Все это следует учитывать при построении различных устройств с применением дифракционных решеток, например, датчиков малых перемещений. В этом случае расстояние между решетками должно выбираться оптимальным

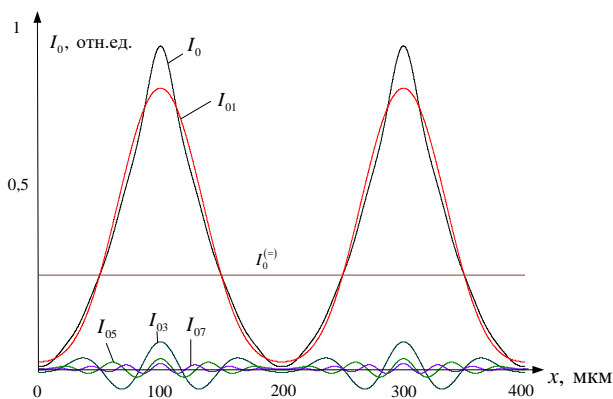


Рис. 2. Зависимости интенсивности нулевого порядка и различных компонент, входящих в его состав, от смещения решеток при расстоянии между решетками, равном  $l_z = 0$  мм

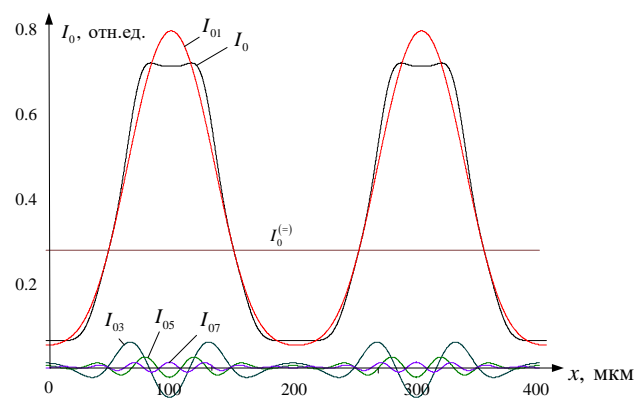


Рис. 3. Зависимости интенсивности нулевого порядка и различных компонент, входящих в его состав, от смещения решеток при расстоянии между решетками, равном  $l_z = 8$  мм

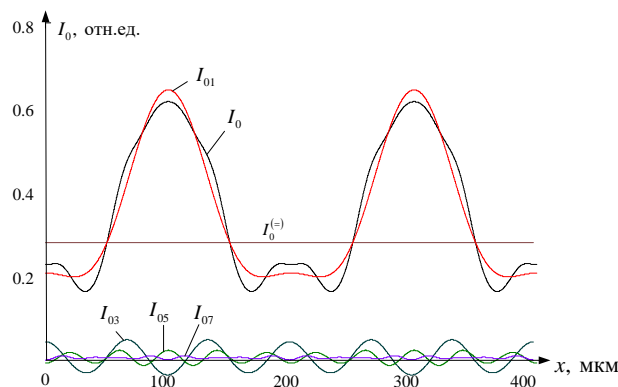


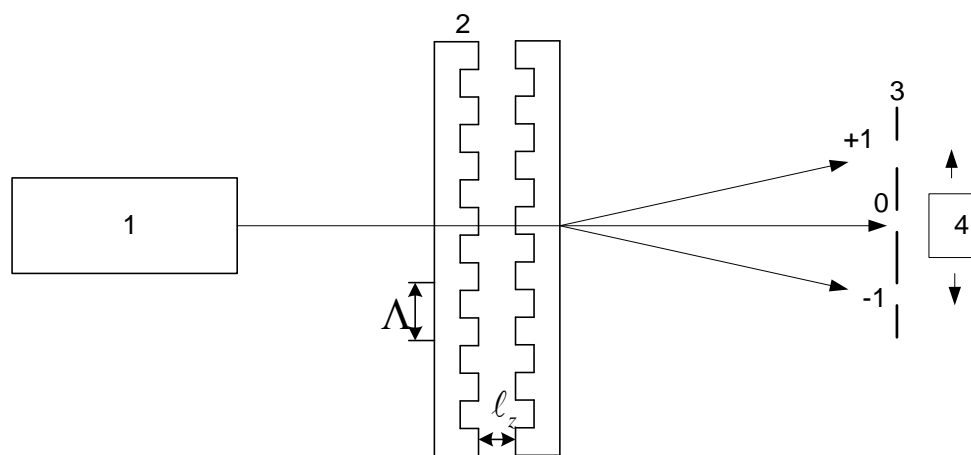
Рис. 4. Зависимости интенсивности нулевого порядка и различных компонент, входящих в его состав, от смещения решеток при расстоянии между решетками, равном  $l_z = 20$  мм

так, чтобы протяженность линейного участка была максимальной и при этом не изменялась при небольших изменениях расстояния между решетками.

Что касается первых дифракционных порядков, то в данном случае проведенные расчеты показали результаты, полностью аналогичные [1]. В этом случае форма полного сигнала интенсивностей первых порядков является гармонической и не искажена высшими порядками. Амплитуда сигнала в первых порядках имеет постоянное значение и не зависит ни от параметра расстояния  $L$ , ни от параметра наклона  $\gamma$ .

### 3. Результаты экспериментальных исследований

В экспериментах использовались фазовые решетки с прямоугольным профилем вида «меандр». Решетки были изготовлены методом химического травления стекла с использованием технологии фотолитографии. Для измерений были выбраны дифракционные решетки с периодом  $\Lambda = 200$  мкм и глубинами пространственной фазовой модуляции  $\Phi_1 = 41^\circ$  и  $\Phi_2 = 46^\circ$ ,



1 — лазер He-Ne, 2 — дифракционная решетка, 3 — диафрагма,  
4 — фотодиод измерителя мощности Ophir

Рис. 5. Схема экспериментальной установки

которые близки к оптимальным значениям глубины  $\Phi_{\text{opt}} = 45^\circ$ , при которых амплитуда колебаний в первых порядках принимает максимальное значение [1].

Блок-схема экспериментальной установки показана на рисунке 5. В установке использовались: гелий-неоновый лазер ГН-15-1, измеритель мощности Ophir Nova II с выносным фотодетектором. Этот измеритель позволяет измерять мощность лазера, а также усреднять и обрабатывать измерения в реальном времени с помощью специализированного программного обеспечения на компьютере. Для смещения решеток использовались высокоточные микрометрические подвижки фирмы Newport, позволяющие производить смещения с точностью до 0,5 мкм.

Измерения производили по схеме на рисунке 5. При этом шаг изменения по оси  $x$  составил 2 мкм, а усреднение каждого измерения составляло 1 секунда. Полные результаты детальных измерений в пределах одного периода для трех значений расстояний между решетками  $\ell_z = 0$  мм,  $\ell_z = 8$  мм и  $\ell_z = 20$  мм приведены на рисунках 6–8.

#### 4. Анализ экспериментальных данных

Отметим некоторые особенности полученных зависимостей. Во-первых, зависимости имеют периодический характер. Их период равен периоду решетки  $\Lambda$ , при этом зависимости мощности первых порядков имеют практически гармонический характер (что соответствует теории), а аналогичные зависимости нулевого порядка существенно отличаются от синусоиды. Кроме того, можно заметить, что при увеличении расстояния между решетками уменьшается амплитуда полного сигнала нулевого порядка, при этом становится более заметным влияние высших гармоник на форму сигнала. Это также проявляется в том, что минимальное значение интенсивности нулевого порядка увеличивается с ростом  $\ell_z$ . Для первых же порядков амплитуда сигнала практически не изменяется и примерно в два раза меньше, чем амплитуда в нулевом порядке. Также следует отметить, что минимальные значения мощности в первых порядках практически достигают нулевых значений.

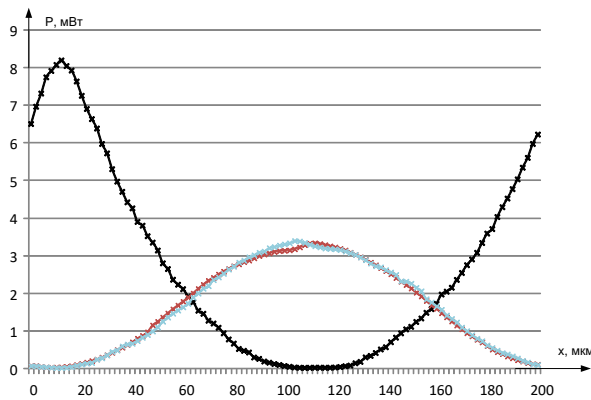


Рис. 6. Экспериментальные зависимости мощностей нулевого и первых порядков от смещения решеток при расстоянии между решетками, равном  $l_z = 0$  мм

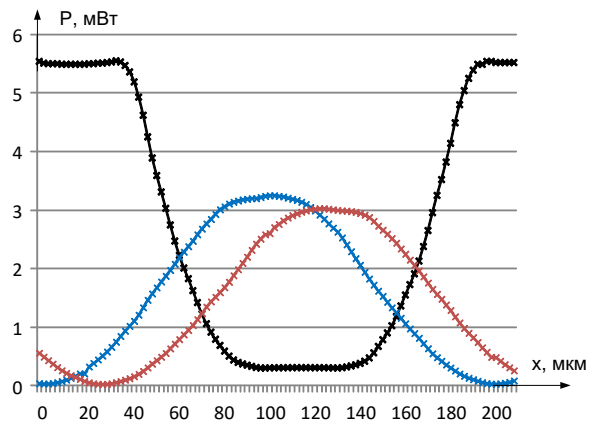


Рис. 7. Экспериментальные зависимости мощностей нулевого и первых порядков от смещения решеток при расстоянии между решетками, равном  $l_z = 8$  мм

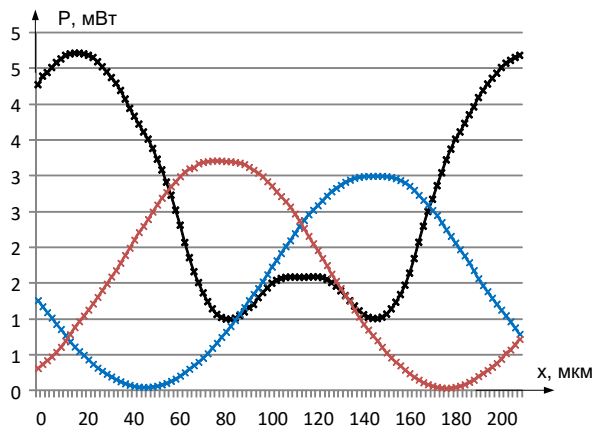


Рис. 8. Экспериментальные зависимости мощностей нулевого и первых порядков от смещения решеток при расстоянии между решетками, равном  $l_z = 20$  мм

Выявлено очень хорошее согласование экспериментальных данных с расчетными зависимостями. Например, на рисунке 9 приведены результаты сравнения расчетных и экспериментальных зависимостей мощностей нулевого порядка для расстояния  $l_z = 8$  мм. Совмещение вертикальных масштабов расчетных и экспериментальных кривых достигается путем нормировки значений на максимально измеренную величину мощности нулевого порядка.

### Заключение

Проведенный теоретический анализ дифракции оптического пучка на системе из двух фазовых прямоугольных решетка был проведен на основе новой математической модели. Эта модель позволила легко оценить вклад центрального и боковых симметричных слагаемых в составе полного сигнала мощности нулевого дифракционного порядка. Детальные экспериментальные исследования хорошо согласуются с расчетными результатами. Использование нулевого порядка в измерительной схеме может иметь свои преимущества, такие как высокая крутизна преобразования и неизменность направления оптического луча. Эти достоинства

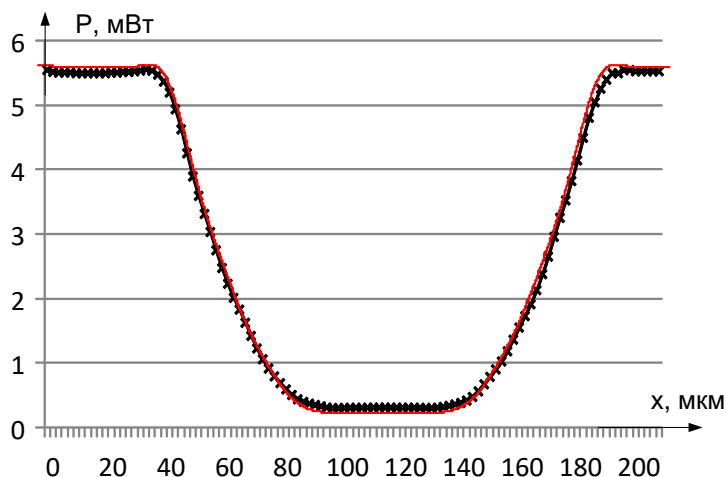


Рис. 9. Экспериментальные и теоретические зависимости мощностей нулевого порядка от смещения решеток при расстоянии между решетками равном  $\ell_z = 8$  мм

могут значительно упростить экспериментальную схему при построении датчиков малых угловых и линейных перемещений с высокой разрешающей способностью.

#### Список источников

- [1] **Комоцкий, В. А.** Теоретический анализ взаимодействия оптической волны с системой пространственно разделенных периодических решеток / А. Ниибизи, В. А. Комоцкий. — М.: ВИНТИ, 1985. — № 661-В86. — 33 с.
- [2] **Комоцкий, В. А.** Анализ интенсивностей дифракционных порядков в оптической схеме, содержащей две фазовые дифракционные решетки / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов // Вестник РУДН. Серия Физико-математические науки. — М.: Издательство РУДН, 2006. — № 1. — С. 90–95.
- [3] **Комоцкий, В. А.** Основы когерентной оптики и голографии // Изд. РУДН. 2011. 164 с.
- [4] **Комоцкий, В. А.** Исследование датчика малых линейных перемещений на основе двух фазовых дифракционных решеток / В. А. Комоцкий, В. И. Корольков, Ю. М. Соколов // Автометрия. — 2006. — Том 42. — № 6. — С. 105–112.



### 34. Формирование и свойства трехмерных объектов — объектов произвольной формы, структурированных элементов и голографических изображений

*Н. Д. Ворзובה, П. П. Соколов*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы дифракционные свойства структурированных голографических элементов, применительно к задачам солнечной энергетики и фотоники. Рассмотрен новый метод голографической 3D печати для получения объектов с произвольной трехмерной формой поверхности, исследованы факторы, определяющие характеристики проектируемых голографических изображений, требования к условиям получения и свойства трехмерных объектов.

*Ключевые слова:* голография, голографическая 3D-печать, периодические структуры, дифракционная эффективность, угловая селективность.

*Цитирование:* **Ворзובה, Н. Д.** Формирование и свойства трехмерных объектов — объектов произвольной формы, структурированных элементов и голографических изображений / Н. Д. Ворзובה, П. П. Соколов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 180–183.

Работа посвящена исследованию процессов формирования и свойств трехмерных объектов — периодических структур и элементов на их основе, а также элементов с произвольной трехмерной формой поверхности применительно к актуальным практическим задачам.

Одной из таких задач является задача получения дифракционных элементов солнечных концентраторов. Основным требованием к элементам является сочетание высоких дифракционных свойств с широким диапазоном углов падения излучения. Особенностью данной работы является исследование дифракционных и селективных свойств структурированных элементов при падении излучения в трехмерном пространстве. Структуры записывались в попутных пучках в фотополимерных материалах Bayfol NX и акрилатных композициях [1]. Условия записи оптимизировались для получения максимальной дифракционной эффективности. Для объемных решеток, выявлен ряд новых закономерностей и свойств (рисунок 1а). Установлено, что при падении излучения в брэгговской плоскости, максимальные значения ДЭ (80 %) сохраняются в широком диапазоне углов падения — до 40°. Установлено, также, что в решетке существуют направления распространения излучения, отличные от классического брэгговского направления (очень «косое» прохождение через решетку), при которых дифракционная эффективность достигает максимальных значений (более 80 %). При этом контур угловой селективности остается достаточно широким. Этот результат является важным и решает проблему использования солнечного излучения при больших углах падения (более 70°).

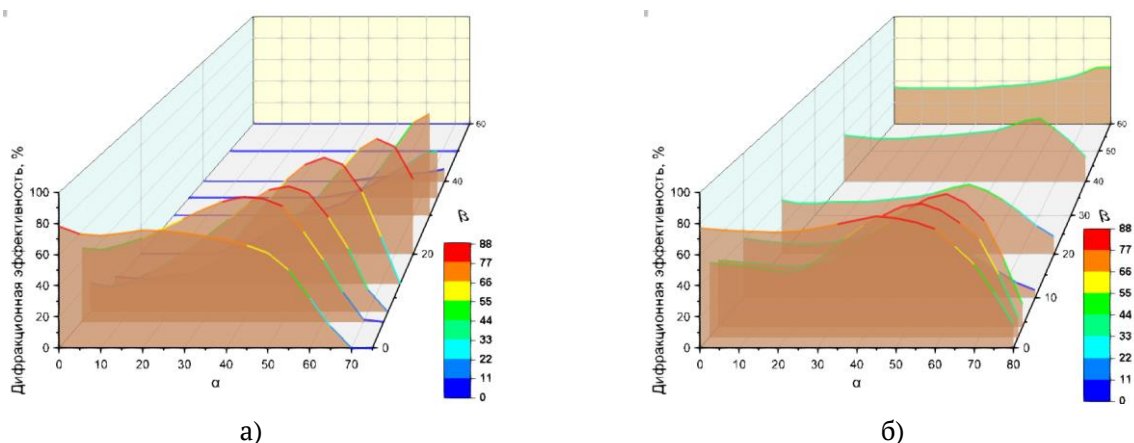


Рис. 1 Сравнение дифракционных свойств объемных (а) и гибридных (б) структур

Наряду со свойствами объемных решеток, в работе исследованы свойства гибридных структур — объемных решеток с модуляцией показателя преломления, на поверхности которых формируются рельефные решетки. Выявлены диапазоны углов падения излучения, в которых проявляются свойства объемной и рельефной составляющих составляющей гибридной структуры. На трехмерных графиках (рисунок 1) можно видеть направления прохождения излучения через объемные и гибридные структуры — значения углов  $\alpha$  и  $\beta$ , при которых значения дифракционной эффективности максимальны. Видно также преимущество гибридных структур, обеспечивающих достаточно высокие значения дифракционной эффективности в большем диапазоне углов по сравнению с объемными структурами. Применительно к задаче получения дифракционных дефлекторов солнечных концентраторов это означает, что структуры обеспечивают высокие дифракционные свойства не только при движении солнца в течение дня (угол  $\alpha$ ), но и при изменении его высоты над горизонтом (угол  $\beta$ ) в течение года.

Полученные результаты определяют возможность существенного расширения углового диапазона при высоких дифракционных характеристиках по сравнению с существующими решениями [2–6].

Второй задачей являлось исследование возможности получения дифракционных управляемых расщепителей световых пучков, обеспечивающих сочетание высокой дифракционной эффективности с угловой селективностью, позволяющей изменять интенсивности излучения в каналах при повороте элемента без предъявления высоких требований к точности угловых перемещений. Для получения расщепителей использовались промышленные фотополимеры Baufol NX и техника интерференционного копирования структур эталонов — двумерных решеток, полученных в промышленных галогенсеребряных материалах ПФГ-03М при последовательной записи. При оптимизации экспозиционных параметров в фотополимерах Baufol NX получены двух- и пятиканальные управляемые расщепители. Возможные применения элементов — техника физического эксперимента, защитные технологии, системы передачи информации.

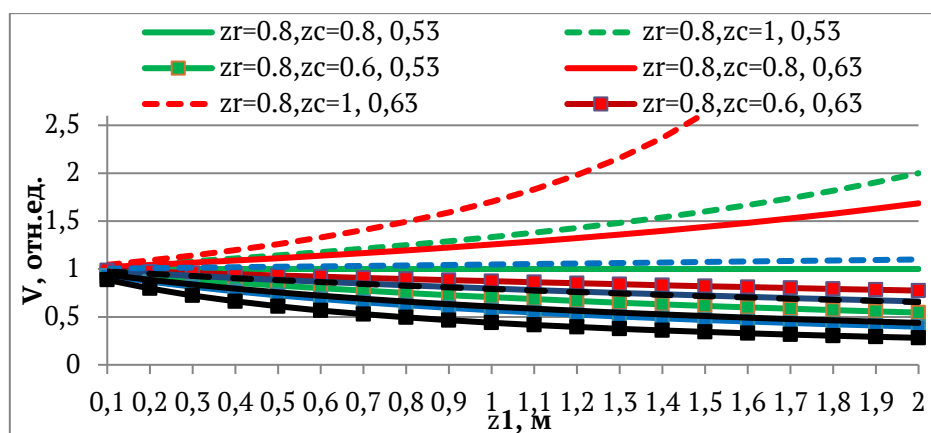


Рис. 2. Влияние длин волн и геометрических параметров схем записи проектирующей голограммы и восстановления изображений на размерные характеристики трехмерных объектов

Третьей задачей являлось исследование нового голографического метода получения трехмерных объектов произвольной трехмерной конфигурации. Метод заключается в проекции голографического изображения формируемого объекта в объем фотополимеризующего материала и полимеризации в области резкого изображения при ограничении полимеризации вне области наибольшей резкости. Преимуществом метода, относительно аддитивных технологий 3D печати является исключение последовательного синтеза трехмерного объекта — весь объект формируется в результате однократного экспонирования материала. В предыдущих работах [7] была показана принципиальная возможность реализации метода и получения элементов с трехмерной формой поверхности, соответствующей форме поверхности исходных объектов. Однако, метод практически не исследован. Задачей данной работы являлось выявление и исследование факторов, определяющих требования к условиям записи и свойства трехмерных объектов.

На основании зависимости, устанавливающей связь материальных и экспозиционных параметров построены графики, позволяющие определить требования к создаваемому поглощению формирующего излучения в объеме материала с целью ограничения полимеризации вне области наибольшей резкости проектируемого изображения, длительности экспонирования, локализации проектируемого изображения и глубине профиля формируемого трехмерного объекта.

Требования к условиям записи проектирующих голограмм, а также размерные характеристики трехмерных объектов определялись с использованием зависимости поперечного увеличения восстановленного изображения  $V$  от расстояния до объекта  $z_1$  для различных отношений длин волн записывающего и восстанавливающего излучений  $\mu$  и геометрических параметров схемы записи голограммы  $z_k$  и схемы проекции  $z_c$ .

На рисунке 2 можно видеть, в частности, что наибольшие изменения в размерах (в плоскости и по глубине изображения) наблюдаются при увеличении длины волны восстанавливающего излучения относительно длины волны записи проектирующей голограммы

(0,53 мкм), а также при уменьшении расстояния до опорного источника. Для длины волны формирующего излучения в УФ-области спектра (благоприятной с точки зрения спектральной чувствительности перспективных фотополимерных материалов и реализации метода в незатемненных помещениях) возможно уменьшение размеров проектируемых изображений при малых размерных трансформациях по глубине.

Полученные зависимости позволяют определить требования к длине волны формирующего излучения, геометрическим параметрам схемы записи проектирующей голограммы и схемы получения трехмерного объекта, а также глубине объекта (при заданных допусках на размеры). Метод может являться альтернативой аддитивных технологий 3D печати и использоваться в ряде областей техники, медицине, технологиях защищенной печати, изобразительной графике.

### Список источников

- [1] **Burunkova, Yu. E.** Nanomodified optical acrylate composites / Yu. E. Burunkova, S. A. Semina, L. N. Kaporski, and V. V. Levichev // *J. Opt. Technol.* — 2008. — Vol. 75. — P. 653–657.
- [2] **Akbari, H.** Using acrylamide-based photopolymers for fabrication of holographic optical elements in solar energy applications / H. Akbari, I. Naydenova, and S. Martin // *Appl. Optics.* — 2014. — Vol. 53. — № 7. — P. 1343–1353.
- [3] **De Jong, T. M.** Surface-relief and polarization gratings for solar concentrators / T. M. de Jong, D. K. G. de Boer, and C. W. M. Bastiaansen // *Optics Express.* — 2011. — Vol. 19. — № 16. — P. 15127–142.
- [4] **Marín-Sáez, J.** Characterization of volume holographic optical elements recorded in Bayfol HX photopolymer for solar photovoltaic applications / J. Marín-Sáez, J. Atencia, D. Chemisana, M.-V. Collados // *Optic Express.* — 2016. — Vol. 24. — № 6. — P. 720–730.
- [5] **Pratheep, H. R.** A review of holographic optical elements in solar concentrator applications / H. R. Pratheep A. Balamurugan // *International Journal of Advance Research, Ideas and Innovations in Technology.* — 2018. — Vol. 4 — № 3. — P. 214–222.
- [6] **Ferrara, M. A.** Volume Holographic Optical Elements as Solar Concentrators: An Overview / M. A. Ferrara, V. Striano, G. Coppola // *Appl. Sci.* — 2019. — Vol. 9. — P. 193.
- [7] **Vorzobova, N. D.** Formation of 3D Structures in a Volumetric Photocurable Material via a Holographic Method / N. D. Vorzobova, V. G. Bulgakova, and V. O. Veselov // *Optics and Spectroscopy.* — 2015. — Vol. 119. — № 6. — P. 1034–1037.

### 35. Компенсация эффекта близости в изображениях, восстановленных с помощью синтезированных голограмм Френеля

С. О. Старовойтов, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты исследования влияния эффекта близости на изображение, восстанавливаемое с помощью синтезированных голограмм. Работа выполнена методом математического моделирования реальных физических процессов синтеза и восстановления голограмм бинарных транспарантов. Даны рекомендации по практическому применению метода компенсации эффекта близости.

*Ключевые слова:* голограмма, синтезированная голограмма, восстановление голограммы, фазовая коррекция, эффект близости.

*Цитирование:* **Старовойтов, С. О.** Компенсация эффекта близости в изображениях, восстановленных с помощью синтезированных голограмм Френеля / С. О. Старовойтов, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 184–189.

#### Введение

Синтезированные с помощью компьютера голограммы имеют ряд отличий от голограмм, записываемыми традиционными методами [1, 2]. В частности, при их записи вместо реально существующих объектов применяются математические модели этих объектов. По этой причине синтезированные голограммы предоставляют широкие возможности для манипуляции формой представления объекта и параметрами схемы записи с целью влияния на изображающие свойства получаемых голограмм. В качестве примера можно привести работы [3, 4], в которых предложены методы устранения части интермодуляционных помех и увеличения глубины резкости в восстановленном изображении.

Одной из наиболее перспективных областей применения синтезированных голограмм является фотолитография. В первую очередь это обусловлено возможностью безабберационного восстановления больших по площади действительных изображений, в том числе и широко применяющихся в фотолитографии бинарных двумерных фотошаблонов-транспарантов [1, 5, 6]. Использование голограмм в проекционной фотолитографии также позволяет обойтись без применения многокомпонентных оптических систем, конструкция которых постоянно усложняется из-за существующей тенденции к уменьшению размеров электронных элементов.

Однако при изготовлении таких элементов возникают дополнительные дифракционные явления, одним из которых является эффект близости. Эффектом близости называется явление влияния вторичных дифракционных максимумов на качество близко расположенных

элементов изображения [7]. Предлагаемый метод фазовой коррекции эффекта близости аналогичен методу, известному из традиционной оптической фотолитографии: повышение разрешающей способности осуществляется за счет минимизации влияния вторичных дифракционных максимумов на качество восстановленного изображения. Для этого в пространстве предметов используются фазовые маски, которые обеспечивают противофазность волновых фронтов, формирующих изображения соседних элементов структуры объекта. При суперпозиции этих находящихся в противофазе волн в области между изображениями соответствующих элементов происходит деструктивная интерференция вторичных дифракционных максимумов, которая и повышает качество восстанавливаемого изображения. Поскольку синтез голограмм осуществляется в виртуальном пространстве, применение метода коррекции эффекта близости сводится к коррекции математической модели фотошаблона, т. е. введению необходимой фазовой модуляции в его функцию пропускания.

### **Экспериментальное исследование метода фазовой коррекции эффекта близости**

Выясним границы применимости метода компенсации эффекта близости, т. е. условия, при которых элементы структуры фотошаблона могут считаться соседними и эффект близости начинает оказывать влияние на качество восстанавливаемого изображения с помощью численных экспериментов. Для их проведения был использован метод математического моделирования и специализированный комплекс синтеза и цифрового восстановления голограмм-проекторов Френеля [8]. Методика работы включала в себя синтез и цифровое восстановление рельефно-фазовых голограмм нескольких плоских объектов-фотошаблонов. При их выполнении полагалось, что эффективность метода коррекции эффекта близости должна зависеть от ширины щелей и расстояния между ними.

Параметры синтеза голограмм выбирались исходя из требований, описанных в работах [1, 9]. Так, рабочая длина волны  $\lambda$  была выбрана равной 13,5 нм; размер пикселей объекта и голограммы  $d_d$  составлял  $20 \times 20$  нм<sup>2</sup>. При этом выбор размера пикселя объекта связан с требованиями соблюдения критерия Рэлея [9]. Угол падения параллельного опорного пучка при синтезе всех голограмм выбирался равным  $14,7^\circ$ , а расстояние между плоскостью объекта и плоскостью регистрации голограммы составляло  $R_h = 20\,345$  нм.

Исследование зависимости эффекта близости от расстояния между элементами структуры объекта проводилось путём синтеза и цифрового восстановления голограмм двух щелей (отрезков) размером  $4 \times 40$  пикселей, т. е.  $80 \times 800$  нм каждая, результаты которого приведены на рисунке 1 в виде графиков распределения интенсивности на восстановленных изображениях.

Согласно критерию Рэлея, два точечных источника, за которые в данном случае принимаются узкие щели, полностью разрешаются, если дифракционный максимум одного из них накладывается на дифракционный минимум другого. Поэтому в рамках экспериментов

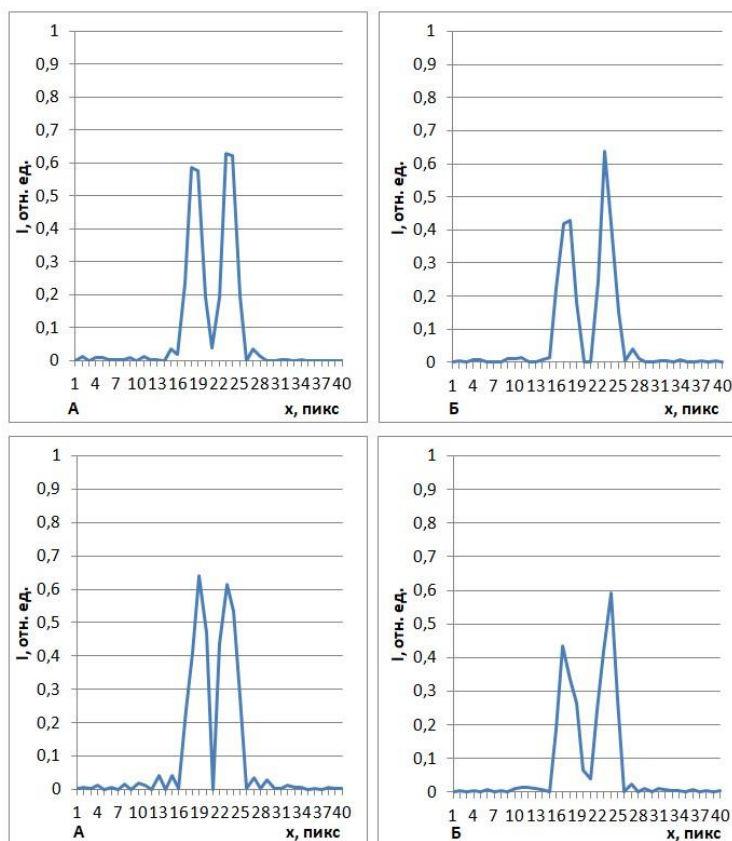


Рис. 1. Распределение интенсивности в изображениях, восстановленных с помощью голограмм, синтезированных при синфазном излучении от щелей (верхний ряд) и противофазном (нижний ряд) при расстояниях между щелями 20 нм (а) и 40 нм (б)

имеет смысл рассматривать только такие расстояния между щелями, при которых они не разрешаются по Рэлю при условии когерентного излучения. Для исследуемых щелей это расстояние равно 57 нм. Таким образом, расстояния между щелями в экспериментах составляли 1 и 2 пикселя, т. е. 20 и 40 нм. Для каждого из расстояний синтезировались две голограммы — одна для случая, когда падающее на щели излучение было синфазным, другая для случая, когда оно было в противофазе.

На представленных графиках на оси абсцисс отложены координаты в пикселях, а на оси ординат — доля от максимума интенсивности в соответствующем пикселе. Графики построены по тем строкам пикселей полученных изображений, где средняя интенсивность пикселей щелей минимальна. В используемой для отображения восстановленных изображений «серой шкале» [10], всего существует 256 возможных градаций интенсивности в изображении, где 0 соответствует чёрному цвету, то есть отсутствию интенсивности, а 255 — белому цвету, то есть максимальной интенсивности в изображении. Соответственно, чем больше количество уровней (градаций) пороговой обработки, при которых изображение соответствует исходному объекту, тем изображение можно считать более качественным [9]. Изображения, восстановленные с помощью голограмм, записанных при синфазности излучения, освещающего щели (т. е. без использования метода фазовой коррекции эффекта близости) соответствовали ис-



Рис. 2. Объект «Уголки»

ходным объектам в интервале 16 градаций пороговой обработки при расстоянии между щелями 20 нм и 20 градаций — при 40 нм. При противофазности излучения изображение соответствовало исходному объекту в интервале 36 градаций при расстоянии между щелями 20 нм и 18 градаций — при 40 нм. Таким образом, в случае минимально возможного расстояния между щелями (20 нм) наблюдается значительное увеличение числа градаций при пороговой обработке на восстановленном изображении в случае освещения щелей в противофазе, в том случае как при расстоянии между щелями в 40 нм его качество одинаково при использовании обеих методов синтеза. Сравнение представленных на рисунке 1 распределений интенсивности позволяет сделать вывод о том, что именно подавление шумов в пространстве между изображениями обеих щелей, вызванное наложением их центральных максимумов с обратным знаком, позволяет добиться увеличения качества получаемого изображения в случае использования метода фазовой коррекции эффекта близости.

Теперь рассмотрим, каким образом эффект близости проявляется в более сложных по структуре объектах. Для этого с помощью ранее упомянутого программного комплекса были синтезированы и восстановлены рельефно-фазовые отражательные голограммы-проекторы Френеля плоского объекта типа «Уголки», который показан на рисунке 2 и представляет собой крест толщиной в один пиксель и уголки толщиной от одного пикселя до трех пикселей. Расстояние между каждым из элементов объекта составляло один пиксель. В рамках исследования использовались следующие параметры объекта-транспаранта и схемы записи: рабочая длина волны  $\lambda$  была выбрана равной 13,5 нм; размер пикселей голограммы  $d_a$  составлял  $20 \times 20$  нм<sup>2</sup>, а размер пикселей объекта  $a_t$  —  $80 \times 80$  нм<sup>2</sup>. Угол падения опорной волны выбирался равным  $14,7^\circ$ , а расстояние между плоскостью объекта и плоскостью регистрации голограммы составляло  $R_h = 20345$  нм. Таким образом, было синтезированы и восстановлены две голограммы рассматриваемого объекта «Уголки»: для случая полной синфазности излучения, освещающего все его элементы, и для случая, когда излучение, падающее на соседние элементы объекта, находилось в противофазе. На рисунке 3 в виде гистограмм представлены распределения интенсивности в восстановленных изображениях, взятые в строках пикселей, проходящих через горизонтальный элемент креста.

Как видно по полученным гистограммам, использование объекта, в котором соседние элементы подсвечиваются в противофазе, позволяет добиться увеличения качества восстанавливаемого изображения. Изображение транспаранта, освещаемое при полной синфазности падающего на него излучения, соответствовало исходному объекту на протяжении 41 градации, а при подсветке близко расположенных его элементов в противофазе — на протяжении 68 градаций. По графикам распределения интенсивности заметно, что во втором случае



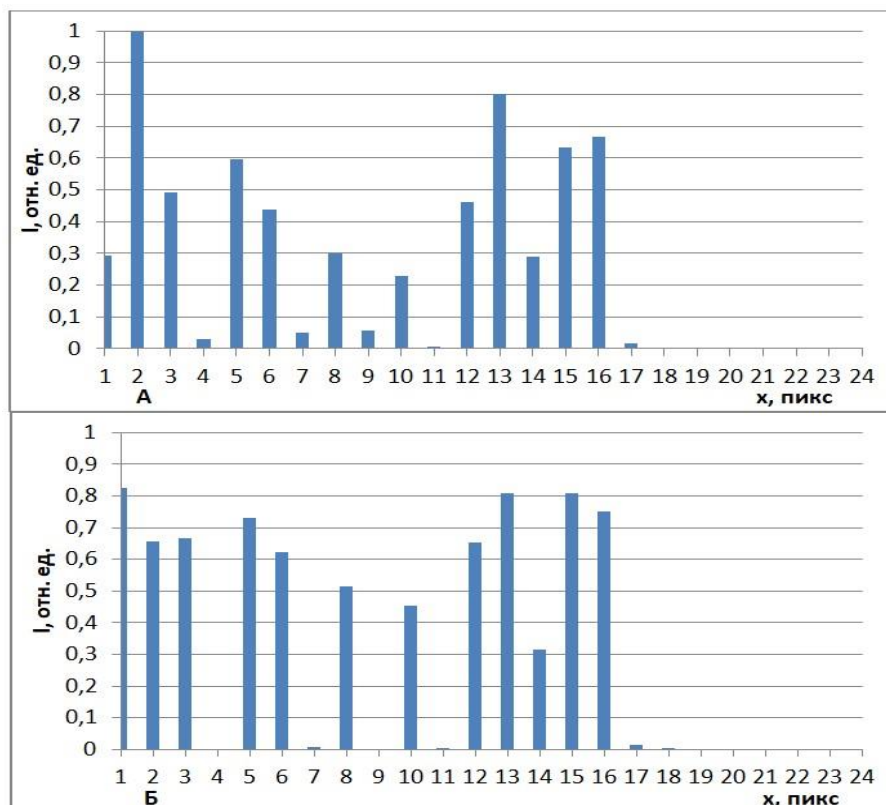


Рис. 3. Распределение интенсивности в изображении объекта «Уголки», восстановленного с помощью голограмм, синтезированных при синфазности освещения соседних элементов объекта (а) и противофазе (б)

происходит почти полное подавление шумов в пространстве между элементами объекта. Особенно ярко это видно на примере узких щелей (элементы 8 и 10 графиков).

### Заключение

В результате проведения численных экспериментов показано, что при восстановлении изображений с помощью синтезированных голограмм известный из фотолитографии метод компенсации эффекта близости положительно влияет на разрешение в восстановленном изображении. Эффект близости наиболее явно проявляется при малых расстояниях между элементами изображений — не более одного пиксела, вне зависимости от размера самого пиксела и структуры рассматриваемого объекта-фотошаблона. Эффективность метода продемонстрирована с помощью математического моделирования процессов синтеза и восстановления двумерных амплитудных и рельефно-фазовых отражательных голограмм-проекторов Френеля.

### Список источников

- [1] Корешев, С. Н. Влияние дискретности синтезированных и цифровых голограмм на их изображающие свойства / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, О. В. Никаноров // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 6. — С. 793–801.

- [2] **Martinez-Leon, L.** Single-pixel digital holography with phase-encoded illumination / L. Martinez-Leon, P. Clemente, Yutaka Mori, V. Climent, J. Lancis, E. Tajahuerce. — 2017. — Vol. 25. — № 5. — P. 4975–4984.
- [3] **Zhang, Y.** Elimination of zero-order diffraction in digital off-axis holography / Y. Zhang, Q. Lu, B. Ge // Optics Communications. — 2004. — Vol. 240. — № 4–6. — P. 261–267.
- [4] **Корешев, С. Н.** Метод увеличения глубины резкости изображений плоских транспарантов, восстановленных с помощью синтезированных голограмм / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова // Оптический журнал. — 2018. — Том 85. — № 11. — С. 50–57.
- [5] **Maiden, A.** Nonplanar photolithography with computer-generated holograms / A. Maiden, R. McWilliam, A. Purvis, S. Johnson, G. L. Williams, N. L. Seed, A. P. Ivey // Opt. Lett. — 2005. — Vol. 30. — № 11. — P. 1300–1302.
- [6] **Bay, C.** Maskless photolithography via holographic optical projection / C. Bay, N. Hübner, J. Freeman, T. Wilkinson // Opt. Lett. — 2010. — Vol. 35. — № 13. — P. 2230–2232.
- [7] **Моро, У.** Микролитография. — М.: Мир, 1990. — 1240 с.
- [8] **Корешев, С. Н.** Метод синтеза голограмм-проекторов, основанный на разбиении структуры объекта на типовые элементы и программный комплекс для его реализации / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, А. Д. Громов // Оптический журнал. — 2012. — Том 79. — № 12. — С. 30–37.
- [9] **Корешев, С. Н.** Влияние метода представления объекта на изображающие свойства синтезированных голограмм / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, О. В. Никаноров // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — № 4. — С. 66–73.
- [10] **Johnson, S.** Stephen Johnson on Digital Photography. — USA, Sebastopol, CA: O'Reilly Media, Incorporated, 2006. — 305 p.

## 36. Исследование стабильности дифракционных решеток из пищевых биополимеров

*А. П. Торопова, М. И. Фокина*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрена стабильность дифракционных решеток, изготовленных методом наноимпринта из пищевых биополимеров — альгината натрия, желатина и пектина при хранении в различных условиях. Выполнена оценка влияния повышенной температуры и влажности на дифракционную эффективность и время жизни дифракционных решеток. Свойство дифракционных решеток из пищевых биополимеров разрушаться под воздействием температуры и влажности позволяет использовать их в качестве датчиков для контроля условий хранения пищевых и фармацевтических продуктов.

*Ключевые слова:* Дифракционная решетка, Голографические датчики, Желатин, Альгинат натрия, Пектин.

*Цитирование:* **Торопова, А. П.** Исследование стабильности дифракционных решеток из пищевых биополимеров / А. П. Торопова, М. И. Фокина // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 190–193.

В предыдущих работах была показана возможность создания радужных голограмм и дифракционных решеток из пищевых полимеров с целью декорирования пищевых продуктов, рассмотрено время жизни дифракционных решеток при хранении в нормальных условиях [1]. В настоящей работе представлены результаты исследования стабильности дифракционных решеток из пищевых полимеров при хранении в различных условиях. Пищевые полимеры чувствительны к воздействию температуры и влажности окружающей среды. Эта особенность может быть использована для разработки голографических датчиков — показателей соблюдения условий хранения пищевых и фармацевтических продуктов. Идея создания пищевых датчиков, которые наносятся непосредственно на поверхность пищевых продуктов, и позволяют отслеживать сохранность этих продуктов, становится в последнее время актуальной [2, 3].

Для исследования выбраны пищевые полимеры — желатин, пектин и альгинат натрия. Желатин — белковый продукт, получаемый в результате обработки коллагена, содержащегося в костях, хрящах, сухожилиях животных, имеет форму порошка от буроватого до белого цвета без вкуса и запаха, растворим в воде, не растворим в органических растворителях. Пектин — полисахарид, получаемый из отходов производства фруктовых соков, представляет собой порошок белого, желтоватого, сероватого или коричневатого цвета, хорошо растворим в горячей воде, средне растворим в холодной воде и спиртах. Альгинат натрия — полисахарид, получаемый из бурых водорослей, имеет форму порошка от желтовато-белого цвета, растворим в воде, не растворим в спирте и органических растворителях. Все три материала применяются

Таблица 1. Физические свойства пленок из пищевых биополимеров

Биополимер	Показатель преломления	Влагоемкость, %	Толщина пленки, мкм	Коэффициент пропускания, %
Желатин	1,62	44	20	70–95
Пектин	1,51	25	16	65–80
Альгинат натрия	1,52	100	18	70–90

в пищевой и фармацевтической промышленности в качестве гелеобразователей, загустителей, стабилизаторов, влагоудерживающих агентов, покрытий и средств для капсулирования [4].

Из указанных материалов были приготовлены 5 % водные растворы, порошки были залиты водой, оставлены для набухания на 30 минут, затем установлены на магнитную мешалку с подогревом. Раствор альгината натрия готовился при комнатной температуре 23 °С, раствор желатина был нагрет до температуры 60 °С, а раствор пектина — до 85 °С [4]. Из полученных растворов приготовлены пленки и выполнена оценка их характеристик. Показатели преломления измерены на рефрактометре ИРФ-454, толщины пленок измерены микрометром, спектры пропускания записаны в диапазоне 300–900 нм с помощью спектрофотометра Shimadzu UV-1800. Влагоемкость пленок оценена как процентное отношение массы воды, поглощенной пленкой, к массе пленки, для чего пленки в течение суток находились в среде с влажностью 99 %. В таблице ниже приведены результаты измерений.

Из указанных растворов изготовлены образцы дифракционных решеток методом нанопринта [5]: раствор биополимера нанесен на стеклянную подложку, поверх него помещена силиконовая форма с дифракционной решеткой с периодом 600 линий на мм, образец высушен, форма снята после отверждения материала.

Для полученных образцов измерена дифракционная эффективность — характеристика яркости голографического изображения, которая оценивается как отношение интенсивности излучения в первом порядке дифракции к сумме интенсивностей в первом и нулевом порядках дифракции. Измерения интенсивностей проводились в проходящем свете диодного лазера с длиной волны 625 нм с помощью люксметра «ТКА-ПКМ-06». Дифракционная эффективность оценивались для образцов, хранящихся в различных условиях:

- в нормальных условиях — при температуре не более 25 °С влажности не более 50 %,
- в условиях с повышенной температурой 35 °С и влажностью 10 %,
- в условиях с повышенной температурой 35 °С и повышенной влажностью 99 %,
- в условиях с пониженной температурой +5 °С и влажностью 50 %.

Оценка дифракционной эффективности выполнена в день изготовления образцов и спустя месяц по 5 точкам на каждом образце. В таблице 2 представлены результаты измерений.

По полученным данным видно, что образцы из альгината натрия имеют дифракционную эффективность меньше, чем образцы из желатина и пектина. При хранении образцов в течение месяца в нормальных условиях — при температуре не выше 25 °С и влажности не более

Таблица 2. Дифракционная эффективность решеток из пищевых биополимеров при хранении в различных условиях окружающей среды

Условия хранения	Материал					
	Альгинат натрия		Желатин		Пектин	
	Дифракционная эффективность, %					
	I — измеренная в день изготовления, II — измеренная через месяц					
	I	II	I	II	I	II
Температура не более 25 °С Влажность не более 50 %	3,2	3,0	6,9	6,7	5,9	4,9
Температура 35 °С Влажность 10 %	3,0	0,4	7,0	6,5	5,7	3,8
Температура 35 °С Влажность 99 %	3,2	0,2	6,3	0,3	5,8	0,2
Температура +5 °С Влажность 50 %	3,9	0,2	6,0	1,1	5,5	4,0

50 % наблюдается незначительное уменьшение дифракционной эффективности. Дифракционные решетки из альгината натрия более чувствительны к воздействию повышенной температуры, чем решетки из желатина и пектина. Дифракционные решетки из всех материалов значительно деградировали под воздействием повышенной температуры и повышенной влажности, причем радужный эффект стал слабо заметен в среднем уже на 20-ый день. В тоже время при хранении образцов в нормальных условиях дифракционная решетка сохраняется и радужный эффект различим глазом в течение года.

Полученные результаты показывают, что пищевые биополимеры, в частности, желатин, пектин и альгинат натрия, чувствительны к воздействию температуры и влажности среды, время жизни дифракционных решеток при хранении в нормальных условиях составляет год, а при повышенной температуре и влажности снижается до 20 дней. Это свойство может быть использовано для разработки датчиков — показателей соблюдения условий хранения пищевых и фармацевтических продуктов. Такие датчики могут наноситься на поверхности пищевых и фармацевтических продуктов и визуально сигнализировать потребителю о сохранности продуктов. В настоящее время у потребителей есть возможность проверить только соответствие сроку годности, предлагаемый датчик даст возможность оценить сохранность продукта, что особенно актуально для продуктов, чьи свойства меняются под влиянием окружающей среды.

### Благодарность

Исследование выполнено при финансовой поддержке Фонда содействия инновациям.

### Список источников

- [1] **Торопова, А. П.** Особенности создания дифракционного микрорельефа на поверхности пищевых продуктов / А. П. Торопова, М. И. Фокина // Голография. Наука и практика: XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: тезисы докладов. — 2017. — С. 219–221.

- [2] **Тао, Н.** Silk-Based Conformal, Adhesive, Edible Food Sensors / Н. Tao, М. А. Brenckle, М. Yang, J. Zhang, М. Liu, S. M. Siebert, R. D. Averitt, М. S. Mannoор, М. С. McAlpine, J. A. Rogers, D. L. Kaplan, F. G. Omenetto // *Advanced Materials*. — 2012. — 6 p.
- [3] **Uji, T.** Edible Retroreflector / Takahiro Uji, Yiting Zhang, Hiromasa Oku // *Proceedings of VRST'17*. — Gothenburg, Sweden, 2017. — 8 p.
- [4] **Сарафанова, Л. А.** Пищевые добавки. Энциклопедия. — 2-е издание, исправленное и дополненное. — СПб: ГИОРД, 2004. — 808 с.
- [5] **Арефьева, Н. Н.** Наноимпринт — формирование нано- и микроэлементов фотоники контактным копированием / Н. Н. Арефьева, И. Ю. Денисюк // СПб: Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. — 2008. — С. 229–234

### 37. К вопросу о точности определения концентрации глюкозы в плазме крови с помощью голографических сенсоров

А. В. Крайский<sup>1</sup>, В. А. Постников<sup>2</sup>, М. А. Шевченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова Российской академии наук, Москва, Россия

Статья посвящена оценке случайной и систематической погрешности определения содержания глюкозы в плазме и сыворотке крови и в модельных растворах глюкозы. Объем измерительной ячейки около 3 мкл. При измерениях исследуемые растворы проходили пробоподготовку. Определение концентрации глюкозы в препаратах крови проводилась по градуировочной кривой, полученной по измерениям в модельном растворе. Прецизионность в исходном растворе получена 0,015 мМ, что составляет 0,3 % для относительной случайной погрешности, что существенно меньше минимального предела ГОСТа для электронного глюкометра и в 7 раз меньше минимального предельно допустимого значения для эталонного анализатора. Систематическая погрешность метода существенно меньше допустимой для электронных глюкометров и сопоставима с допустимой погрешностью эталонных анализаторов.

*Ключевые слова:* Голографические сенсоры глюкозы, Плазма крови, Сыворотка, Прецизионность, Систематическая ошибка.

*Цитирование:* Крайский, А. В. К вопросу о точности определения концентрации глюкозы в плазме крови с помощью голографических сенсоров / А. В. Крайский, В. А. Постников, М. А. Шевченко // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 194–197.

Большинство применяющихся сейчас методов определения глюкозы в крови основаны на различных ферментативных методиках. К существенным недостаткам их относится неустойчивость ферментов, их стоимость и одноразовость. Этих недостатков лишены голографические сенсоры (ГС). К тому же они [1–3] просты в использовании, имеют высокую чувствительность, достаточно высокую точность и широкий спектр областей возможных применений. Они являются голограммами Денисюка, сформированными в матрице полимерного гидрогеля. В матрицу встраиваются специфические вещества, при взаимодействии которых с тестируемыми компонентами раствора изменяется набухание гидрогеля. Вследствие этого изменяется длина волны отраженного излучения тем больше, чем больше концентрация тестируемого вещества. По этому изменению либо визуально, либо с помощью спектрального прибора, либо по цифровому цветному изображению определяют концентрацию тестируемого вещества.

**Цель настоящей работы** — оценка случайной и систематической погрешности определения содержания глюкозы в плазме и сыворотке крови и в модельных растворах глюкозы.

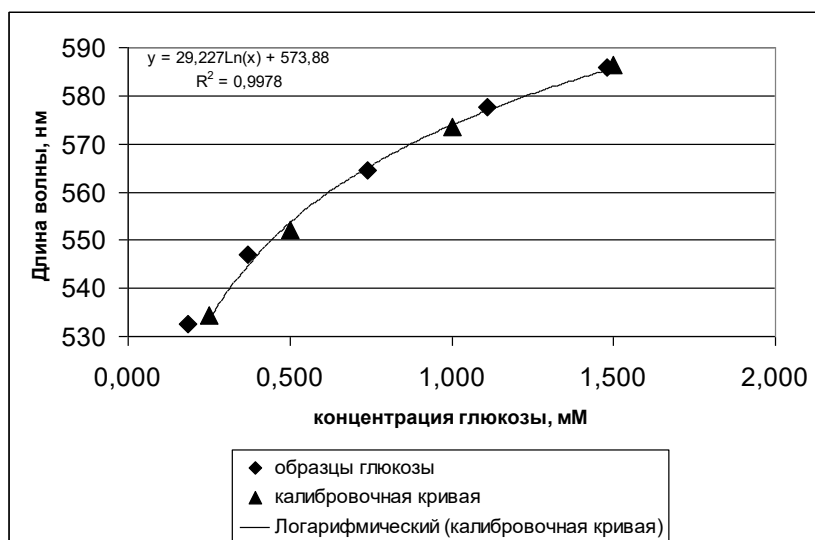


Рис. 1. Градуировочная кривая и образцы глюкозы с различной концентрацией

В работе использовалась матрица сенсора с добавлением производных аминокислотной кислоты. Поверхность сенсора размером около  $2 \text{ см}^2$  содержит отдельные, не прикасающиеся зоны активного гидрогеля диаметром 1–3 мм.

Сенсор помещается в кювету, где к каждой зоне сенсора, находящейся в отдельной ячейке, независимо от других, по микроканалам осуществляется подвод и вывод исследуемого раствора с помощью перистальтического насоса. Объем одной ячейки — 3 мкл. Кювета с сенсором освещается параллельным пучком белого света лампы накаливания. Отраженный свет фокусируется на оптоволоконный вход спектрометра FSD-8, подключенного к компьютеру. Ширина аппаратной функции составляет 5 нм. Ширина спектра, отраженного от сенсора, находится в пределах 8–20 нм и определяется толщиной пленки, дифракционной эффективностью голографического слоя, однородностью проникновения компонентов раствора внутрь матрицы. Спектр отражения хорошо аппроксимируется функцией Гаусса [4].

Определение концентрации глюкозы в растворе проводилось по градуировочной кривой, которая строилась по измерениям в модельном растворе. В общем случае чувствительность сенсора к глюкозе носит нелинейный характер (рисунок 1) и уменьшается по мере роста концентрации глюкозы. В определенном диапазоне концентраций, зависимость отклика от концентрации может аппроксимироваться линейной функцией. Чувствительностью матрицы к глюкозе является линейный коэффициент, который зависит от ее состава, кислотности буфера. В работе при различных условиях чувствительность находилась в диапазоне 50–440 нм/мМ. В настоящей работе исходный раствор проходил процедуру пробоподготовки, в процессе которой он разбавляется в несколько раз [5].

Несомненно, принципиальное значение имеет оценка точности проведенных измерений. Точность измерений характеризуется величиной случайной и систематической погрешности их результатов.

Для определения случайной погрешности, методика была следующая:

$0,3(\text{сыворотка}) + 0,7(\text{буфер}) + 0,1(\text{ВН}) + 0,25(\text{HCl}) + 4(\text{буфер})$  разведение в 17,8 раз.



Для определения систематической погрешности:

$0,5(\text{глюкоза})+0,05(\text{ВН})+0,125(\text{НСI})+4,5(\text{буфер})$  разведение в 10,35.

Случайная составляющая погрешности измерения, прецизионность, представляет разброс результатов измерений. По ГОСТ Р ИСО 5725-1 при определении содержания глюкозы в сыворотке предельно допустимое значение случайной погрешности — 2,23–8 %. Предельно допустимое значение систематической погрешности — 1,97–6,80 %.

По международному стандарту ISO15197-2013 для электронных глюкометров, при содержании глюкозы более 5,55 ммоль/л не менее 95 % результатов измерений глюкометра должны отклоняться от результатов эталонного анализатора не более, чем на 15 %, а при содержании глюкозы менее 5,55 ммоль/л — на 0,83 ммоль/л. Предел относительного стандартного отклонения измерений таких эталонных анализаторов составляет 1–2 %.

Для определения случайной составляющей погрешности измерений данного метода в работе с помощью голографического сенсора записывались спектры отражения в стационарных условиях с интервалом 30 сек. Длины волн их максимумов измерялись двумя способами — во-первых, вручную оператором и, во-вторых, по вычисленным параметрам аппроксимирующей функции. Затем по полученным данным вычислялось стандартное отклонение. В [6] при чувствительности матрицы к глюкозе 58,14 нм/мМ стандартное отклонение (СО) для 10 измерений обоими методами составило 0,05 нм. Ясно, что прецизионностью определения глюкозы в разведенном растворе является отношение величины СО к чувствительности, которое составляет 0,86 мкМ. Произведение ее и степени разведения (17,8) дает параметр прецизионности в исходном растворе — 0,015 мМ, что составляет 0,3 % для относительной случайной погрешности. Следовательно, случайная ошибка метода существенно меньше минимального допустимого предела для электронного глюкометра по ГОСТ и в 7 раз меньше минимального предельно допустимого значения для эталонного анализатора. Отметим, что СО в нашем эксперименте является характеристикой регистрирующей части установки и не зависит от чувствительности сенсора. Поэтому при максимальной чувствительности наших сенсоров, которая составляла 440 нм/мМ, СО для глюкозы уменьшится в 7,6 раза и прецизионность определения глюкозы в исследуемом растворе составит 0,11 мкМ.

Определение систематической погрешности проводилось в модельном растворе: в фосфатном буфере с рН 7,4, содержащем 0,15 мМ NaCl. Образцы с известным содержанием глюкозы в диапазоне от 5 мМ до 20 мМ проходили пробоподготовку, полностью переводившую глюкозу в сорбитол. Затем этот образец разводился в фосфатном буфере с рН 7,4, содержащем 0,15 мМ NaCl. Концентрации глюкозы понижались в 10 раз и раствор пропускался через сенсор. Так получались длины волн для всех концентраций образцов. Также пропускался калибровочный раствор. Его концентрационная зависимость длины волны аппроксимировалась логарифмической функцией. По этой калибровочной кривой определялись концентрации исследуемых образцов и систематическая погрешность измерений. Ее среднее значение на всем диапазоне исследуемых концентраций составило 3 %. По поведению кривых на рисунке

видно, что СО невелико. Мы считаем, что видимая систематическая ошибка связана с малыми объемами растворов при разведении. Эта характеристика может быть улучшена путем увеличения объемов, использованных в процессе пробоподготовки растворов.

Таким образом, полученный в эксперименте случайный разброс, или прецизионность голографического метода при определении содержания глюкозы в сыворотке крови в 7 раз меньше минимальных предельно допустимых значений этого параметра по стандартам для лабораторных исследований. При максимальной полученной нами чувствительности, данная величина может быть улучшена еще в 7 раз. Систематическая погрешность метода при небольших объемах растворов, использовавшихся при разведении, более чем в 1,5 раза превышает максимальное предельно допустимое значение этого параметра для лабораторных исследований и эталонных анализаторов и в 5 раз меньше допустимой погрешности для глюкометров.

### Список источников

- [1] **Millington, R. B.** Holographic sensor for Proteases / R. B. Millington et al. // *Anal. Chem.* — 1995. — Vol. 67. — P. 4229–4233.
- [2] **Крайский, А. В.** Голографические сенсоры для диагностики компонентов растворов / А. В. Крайский, В. А. Постников, В. В. Денискин, Т. Т. Султанов, Т. В. Миронова // *Квантовая электроника.* — 2010 — Том 40. — № 2. — С. 178–82.
- [3] **Postnikov, V. A.** Holographic Sensors for Detection of Components in Water Solutions / V. A. Postnikov, A. V. Kraiskii, V. I. Sergienko // *Holography — Basic Principles and Contemporary Applications.* Dr. Emilia Mihaylova (Ed.) — 2013. — ISBN: 978-953-51-1117-7. — InTech. — P. 103–128. — DOI:10.5772/53564.
- [4] **Крайский, А. А.** Определение параметров голографического слоя по его спектральным характеристикам / А. А. Крайский, А. В. Крайский // *Квант. Электроника.* — 2016. — Том 46. — № 6. — С. 558–566.
- [5] **Kraiski, A. A.** Determination of the parameters of a holographic layer by its spectral characteristic / A. A. Kraiski, A. V. Kraiskii // *Quantum Electron.* — 2016. — Vol. 46. — № 6. — P. 558–566. — DOI:10.1070/QEL14915.
- [6] **Постников, В. А.** Голографические сенсоры для определения глюкозы в модельных средах и сыворотке крови / Г. В. Зайцева, А. Р. Зарицкий, М. М. Кириченко, М. А. Краснова, А. В. Крайский, В. А. Постников, М. А. Шевченко // *Известия ВУЗ'ов ФИЗИКА.* — 2015 — Том 58. — № 11/3. — С. 58–60.
- [7] **Зайцева, Г. В.** Эффекты уменьшения концентрации глюкозы в плазме крови после насыщения крови кислородом / В. А. Постников, В. Е. Тихонов, А. В. Крайский, М. А. Шевченко, В. И. Сергиенко // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* — 2017 — № 6. — С. 3–8.

IV. Голограммные и  
дифракционные  
оптические элементы,  
компьютерно-  
синтезированные  
голограммы,  
метаматериалы и  
плазмонные структуры

## 38. Гиперспектральная голография эритроцитов в задачах лазерной дифрактометрии

*С. Г. Каленков*

НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Москва, Россия

Предложен метод верификации параметров моделирования эритроцитов в задачах дифрактометрии клеток крови на основе гиперспектральной голографии. Зарегистрирован набор гиперспектральных голограмм сфокусированного изображения эритроцитов, по которым рассчитаны соответствующие картины дифракции в дальней зоне. Показан существенный вклад фазовой составляющей комплексной амплитуды поля объекта в формировании дифракционных картин. Работа поддержана грантом РФФИ 17-29-03507 офи\_м.

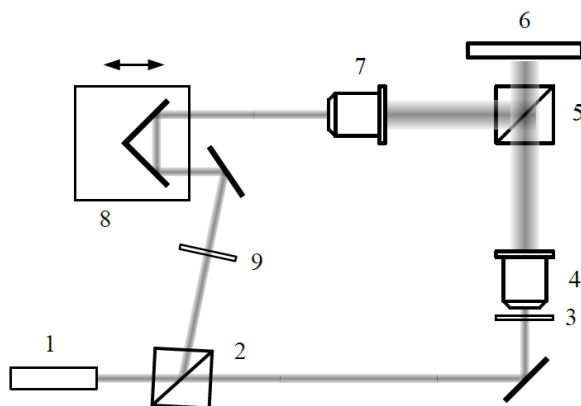
*Ключевые слова:* Оптика, Гиперспектральная голография, Дифрактометрия.

*Цитирование:* **Каленков, С. Г.** Гиперспектральная голография эритроцитов в задачах лазерной дифрактометрии / С. Г. Каленков // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 199–202.

### Введение

Анализ крови является широко распространенным инструментом в современной медицинской диагностике. Изменение распределения клеток по размерам в крови человека оказывает влияние на вязкость крови [1]. Недавние исследования показали, что изменение дисперсии (ширины) распределения клеток по размерам на 1 % ведёт к увеличению риска смертности на 14 % для больных сердечно-сосудистыми заболеваниями [2]. Распределение клеток по размерам часто определяют хорошо известным методом лазерной дифрактометрии эритроцитов [3–4]. Это метод заключается в том, что тонкий слой разбавленной суспензии эритроцитов просвечивают лазерным лучом и соответствующую картину дифракции лазерного излучения на клетках крови регистрируют матричным приёмником. Эта картина несет в себе информацию о размерах и формах клеток крови. Достоинством этого метода является возможность быстрого измерения характеристик большого ансамбля эритроцитов (порядка 100 тысяч клеток). При этом процедура измерения и обработки данных занимает всего несколько минут.

Обычно, определение размеров эритроцитов осуществляют по видности дифракционной картины, сопоставляя ее с модельной, рассчитанной на основе представления эритроцита непрозрачным плоским диском [5]. В действительности, с оптической точки зрения эритроцит представляет собой сложный амплитудно-фазовый транспарант. В этой работе мы исследовали амплитудно-фазовые пространственные характеристики эритроцитов (на сухих мазках) методом гиперспектральной голографии с целью уточнения ранее использованной модели.



1 — источник полихроматического излучения, 2,5 — светоделительные кубики,  
3 — объект, 4, 7 — микрообъективы, 6 — матричный приемник, 8 — зеркало на пьезостоле,  
9 — компенсаторная пластина

Рис. 1. Оптическая схема записи гиперспектральных голограмм сфокусированного изображения

### Гиперспектральная голография эритроцитов

Как было отмечено выше, в модели эритроциты представлены набором плоских эллиптических дисков — бинарными действительными числами. В то время как, совершенно очевидно, эритроциты имеют более сложную функцию модуляции проходящего излучения. Для того чтобы установить степень адекватности такого представления, была зарегистрирована серия гиперспектральных голограмм сфокусированного изображения эритроцитов.

Экспериментальное исследование дифракционных картин реальных эритроцитов проведено средствами гиперспектральной голографической микроскопии, предложенной впервые в [6, 7]. Запись гиперспектральных голограмм микрообъектов основана на оптической схеме асимметричного Фурье — спектрометра, в котором в качестве регистрирующего приемника используется ПЗС-матрица. На матрице фиксируется интерференционная картина, полученная наложением опорной и объектной волны, представляющей собой комплексное поле микрообъекта, построенное микрообъективом микроскопа. В опорном плече интерферометра установлено подвижное зеркало, осуществляющее изменение длины пути опорной волны. Синхронно с движением зеркала последовательно во времени производят запись набора экспозиций. В результате в каждом пикселе приемной матрицы регистрируется последовательность интерферограмм, соответствующих различным значениям положения зеркала. В каждом пикселе приемной матрицы регистрируется интерферограмма — интенсивность интерференционного поля, образованного световым полем объектной волны (т. е. светом, прошедшим через объект) и световой волной, отраженной от подвижного зеркала. Такая интерферограмма зависит от длины пути  $\delta$  подвижного зеркала. Фурье преобразование интерферограммы по переменной  $\delta$  в каждом пикселе матрицы регистрации дает комплексную ампли-

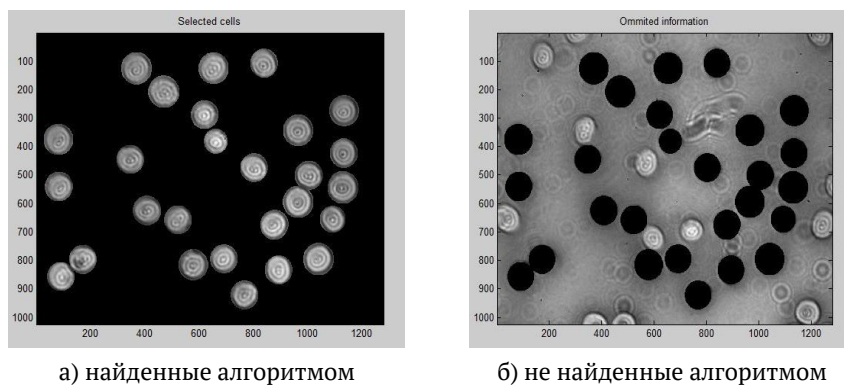


Рис. 2. Изображение эритроцитов

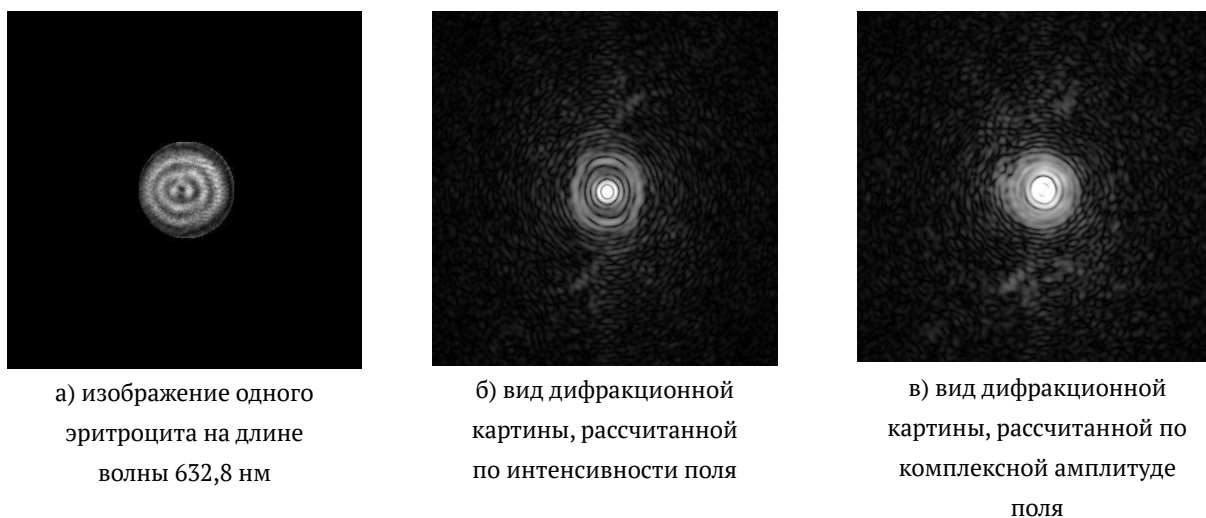


Рис. 3. Изображения отдельных клеток

туду объектного волнового поля [8] на данной спектральной частоте в каждом пикселе матрицы регистрации т. е. гиперспектральную голограмму. Принципиальная оптическая схема гиперспектрального голографического микроскопа приведена на рисунке 1.

Сухой мазок эритроцитов помещали в фокальную плоскость микрообъектива 4. В качестве источника излучения использовали суперконтинуум с фильтрами, выделяющими видимую область спектра от 0,45 до 0,7 мкм. В этом диапазоне был вычислен набор комплексных волновых полей эритроцитов для 140 спектральных компонент. В поле зрения микрообъектива ( $60\times$ , NA 0,8) попадает несколько десятков эритроцитов. Извлечение участков комплексного поля, содержащих информацию о клетках, выполняли на основе расширенного преобразования Хафа [9]. На рисунке 2 приведен результат распознавания изображения клеток.

Участки поля голограмм, содержащие отдельные клетки, разбиваются на независимые массивы (рисунок 3а). По отдельно взятому полю объекта рассчитывается картина дифракции в дальней зоне. На рисунке 3 б приведено распределение интенсивности картины дифракции, построенное по изображению клетки на определенной длине волны. Такую картину можно рассчитать, от изображения клетки, полученной в обычный микроскоп в свете монохроматического источника. Информация об оптической плотности объекта, содержащаяся в фазовой

компоненте комплексного поля, при этом отсутствует. На рисунке 3 в приведено распределение интенсивности картины дифракции, рассчитанное по комплексному полю объекта на той же длине волны.

Можно видеть, что дифракционные картины, рассчитанные по интенсивности поля и по его комплексной амплитуде поля существенно различаются. Это обстоятельство следует учитывать при моделировании процесса дифракции.

### Заключение

Зарегистрированы гиперспектральные голограммы сфокусированного изображения клеток крови на сухих мазках. Участки изображения, содержащие клетки крови, выделены на основе расширенного преобразования Хафа. Расчитаны комплексные поля дифракции отдельных клеток в дальней зоне. Показано существенное различие дифракционных картин, рассчитанных по интенсивности поля и по его комплексной амплитуде. Таким образом, гиперспектральная голография позволяет уточнить параметры эритроцита как модельного объекта.

### Список источников

- [1] **Козинец, Г. И.** Исследование системы крови в клинической практике / Г. И. Козинец, В. А. Макарова // М. Триада-Х. — 1997. — Том. 12. — 480 с.
- [2] **Patel, K. V.** Red blood cell distribution width and the risk of death in middle-aged and older adults / K. V. Patel, L. Ferrucci, W. B. Ershler, D. L. Longo, J. M. Guralnik // Archives of internal medicine. — 2009. — Vol. 169. — № 5. — P. 515–523.
- [3] **Юрчук, Ю. С.** Рассеяние лазерного пучка на влажном мазке крови и измерение распределения эритроцитов по размерам / Ю. С. Юрчук, В. Д. Устинов, С. Ю. Никитин, А. В. Приезжев // Квантовая электроника. — 2016. — Том 46. — № 6. — С. 515–520.
- [4] **Никитин, С. Ю.** Рассеяние лазерного пучка на неоднородном ансамбле эллиптических дисков, моделирующих красные клетки крови в эктацитометре / С. Ю. Никитин, М. А. Кормачева, А. В. Приезжев, А. Е. Луговцов // Квантовая электроника. — 2013. — Том. 43. — № 1. — С. 90–93.
- [5] **Никитин, С. Ю.** Связь видности дифракционной картины с дисперсией размеров частиц в эктацитометре / С. Ю. Никитин, А. Е. Луговцов, А. В. Приезжев, В. Д. Устинов // Квантовая электроника. — 2011. — Том 41. — № 9. — С. 843–846.
- [6] **Каленков, Г. С.** Гиперспектральная голографическая Фурье-микроскопия / Г. С. Каленков, С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // Квантовая электроника. — 2015. — Том. 45. — № 4. — С. 333–338.
- [7] **Kalenyov, S. G.** Spectrally-spatial fourier-holography / S. G. Kalenyov, G. S. Kalenyov, and A. E. Shtanko // Opt. Express. — 2013. — Vol. 21. — P. 24985–24990.
- [8] **Kalenyov, S. G.** Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer / S. G. Kalenyov, G. S. Kalenyov, and A. E. Shtanko // J. Opt. Soc. Am. — 2017. — В 34, В49–В55.
- [9] **Yuen, H. K.** Ellipse detection using the Hough transform / H. K. Yuen, J. Illingworth, J. Kittler // Dslash Proc. 4th Alvey Vision Conf. Manchester (31August-2 September) — 1988. — P. 167–174.

## 39. Дифракционные элементы в оптических системах ИК диапазона

Г. И. Грейсух<sup>1</sup>, В. А. Данилов<sup>2</sup>, Е. Г. Ежов<sup>1</sup>, А. И. Антонов<sup>1</sup>, Б. А. Усиевич<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

<sup>2</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

Показано, что размещение дифракционной микроструктуры на плоской поверхности одной из рефракционных линз высокоапертурного триплета позволяет одновременно выполнить условия коррекции как хроматических, так и монохроматических aberrаций и получить объективы, рассчитанные на средний и двойной ИК диапазоны, имеющие достаточно высокие оптические характеристики.

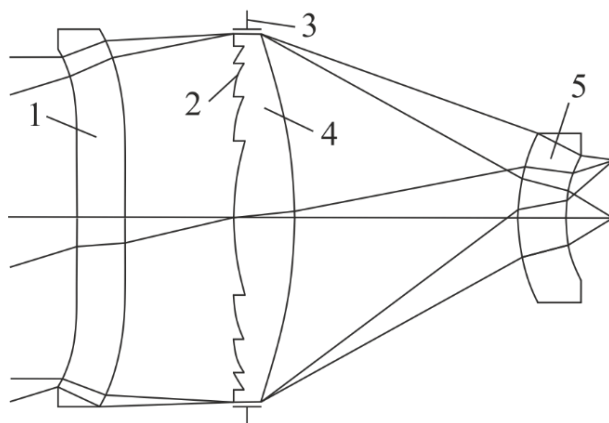
*Ключевые слова:* Средний и двойной ИК диапазоны, Объектив, Дифракционная микроструктура, Хроматические и монохроматические aberrации.

*Цитирование:* Грейсух, Г. И. Дифракционные элементы в оптических системах ИК диапазона / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 203–210.

### Введение

Уникальные aberrационные свойства дифракционных оптических элементов наиболее важное значение имеют для инфракрасного (ИК) диапазона. Это относится и к среднему ИК диапазону ( $3 \leq \lambda \leq 5$  мкм), и в еще большей степени к двойному диапазону, включающему средневолновый и длинноволновый ИК диапазоны ( $3 \leq \lambda \leq 11$  мкм). Действительно, введение такого элемента в рефракционный объектив тепловизора позволяет упростить его оптическую схему и получить при этом требуемые оптические характеристики [1, 2]. Так, например, размещение дифракционной микроструктуры на плоской поверхности одной из рефракционных линз высокоапертурного триплета позволяет одновременно выполнить условия коррекции как хроматических, так и монохроматических aberrаций не только в среднем, но и в двойном ИК диапазоне. Не менее важной представляется возможность отказаться от использования в триплете германия, обладающего высоким и нелинейным температурным коэффициентом показателя преломления. При замене германия на аморфное стекло, например, AMTIR3 или GASIR1, дифракционная микроструктура позволяет сохранить апохроматизацию и обеспечить низкий уровень сферохроматизма. Кроме того, незначительное тепловое изменение показателя преломления указанного стекла позволяет избежать тепловой дефокусировки.





1, 4, 5 – рефракционные линзы; 2 – дифракционная микроструктура; 3 – апертурная диафрагма

Рис. 1. Принципиальная оптическая схема ИК объектива

Таблица 1. Основные конструктивные параметры ИК объектива

№ поверхности	Радиус, мм	Толщина, мм	Оптический материал
0 <sup>a</sup>	$\infty$	$\infty$	
1	170,970	7	AMTIR3
2	376,847	16,861	
3 <sup>b</sup>	$\infty$	0	
4 <sup>c</sup>	$\infty$	7	ZnS
5	-71,778	29,855	
6	24,822	7	AMTIR3
7	20,283	6	
8 <sup>d</sup>	$\infty$		

### Конструктивные параметры и оптические характеристики рефракционно-дифракционного объектива среднего ИК диапазона

Описанные выше возможности демонстрируются на примере ИК объектива, две рефракционные линзы которого выполнены из стекла AMTIR3 (показатель преломления на длине волны  $\bar{\lambda} = 4$  мкм  $n_{\text{AMTIR}} = 2,621\,003$ , а коэффициент дисперсии при  $\lambda_{\text{min}} = 3$  мкм и  $\lambda_{\text{max}} = 5$  мкм  $\nu_{\text{AMTIR}} = 173,38$ ), третья же линза, несущая дифракционную микроструктуру, выполнена из сернистого цинка ( $n_{\text{ZnS}} = 2,250\,382$ ;  $\nu_{\text{ZnS}} = 112,20$ ). Показатели преломления и коэффициенты дисперсии, приведенные здесь и ниже, рассчитаны по дисперсионным формулам каталога INFRARED программы оптического проектирования ZEMAX [3] и работы [4].

Оптическая схема объектива представлена на рисунке 1. Его фокусное расстояние  $f = 40$  мм, диафрагменное число  $K = 0,84$ , а угловое поле в пространстве предметов  $2\omega = 24^\circ$ . Расстояние от вершинной касательной плоскости фронтальной линзы до плоскости изображения  $L = 73,7$  мм.

В табл. 1 и 2 представлены конструктивные параметры объектива, полученные после предварительного габаритного и абберационного расчета путем оптимизации с помощью

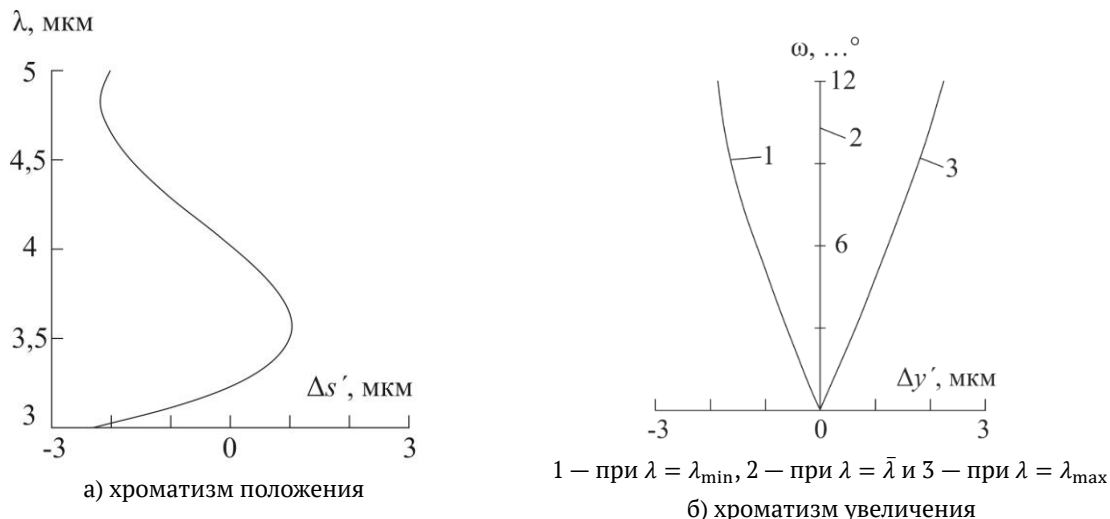


Рис. 2. Хроматизм первого порядка

Таблица 2. Данные о четных асферических поверхностях (коническая постоянная  $k=0$ )

№	$\alpha_2, \text{мм}^{-3}$	$\alpha_3, \text{мм}^{-5}$	$\alpha_4, \text{мм}^{-7}$	$\alpha_5, \text{мм}^{-9}$
1	$-7,19179 \times 10^{-6}$	$-5,04931 \times 10^{-9}$	$-1,28006 \times 10^{-12}$	$-3,23291 \times 10^{-15}$
2	$-6,38446 \times 10^{-6}$	$-2,94625 \times 10^{-9}$	$4,25107 \times 10^{-13}$	$3,69895 \times 10^{-16}$
5	$-8,85312 \times 10^{-7}$	$1,63519 \times 10^{-8}$	$-1,64264 \times 10^{-10}$	$3,90923 \times 10^{-15}$
6	$4,98013 \times 10^{-6}$	$2,87470 \times 10^{-7}$	$-3,81400 \times 10^{-9}$	$2,69047 \times 10^{-11}$

программы оптического проектирования ZEMAX [3]. При этом каждая из неплоских поверхностей рефракционных линз объектива представляла собой, так называемую чётную асферическую поверхность, описываемую в ZEMAX уравнением:

$$z(\rho) = \frac{c\rho^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + \kappa)c^2\rho^2}} + \sum_{p=2} \alpha_p \rho^{2p}, \quad (2)$$

где  $z(\rho)$  — координата точки поверхности, отстоящей от оптической оси на расстоянии  $\rho$  в системе координат, плоскость  $XOY$  которой касается вершины этой поверхности;  $c$  — кривизна поверхности в её вершине;  $\kappa$  — коническая константа;  $\alpha_p$  — коэффициенты асферичности поверхности.

Что же касается дифракционной микроструктуры, размещенной на плоской фронтальной поверхности второй рефракционной линзы, то она в рамках ZEMAX моделировалась поверхностью типа Binary2 с фазовой задержкой вида

$$\Psi(\rho) = m \sum_{j=1} A_j \rho^{2j}, \quad (3)$$

где  $m$  — номер рабочего дифракционного порядка,  $A_j$  — постоянные коэффициенты.

Примечание к таблице 1: а — плоскость предмета; б — апертурная диафрагма; с — поверхность типа Binary2:  $m = 1$ ,  $A_1 = -0,293270 \text{ мм}^{-2}$ ,  $A_2 = 2,63695 \times 10^{-4} \text{ мм}^{-4}$ ,  $A_3 = -1,36419 \times 10^{-6} \text{ мм}^{-6}$ ,  $A_4 = 3,23954 \times 10^{-9} \text{ мм}^{-8}$ ,  $A_5 = -3,73643 \times 10^{-12} \text{ мм}^{-10}$ ,  $A_6 = 1,97365 \times 10^{-15} \text{ мм}^{-12}$ ,  $A_7 = -3,47328 \times 10^{-19} \text{ мм}^{-14}$ ; д — плоскость изображения.

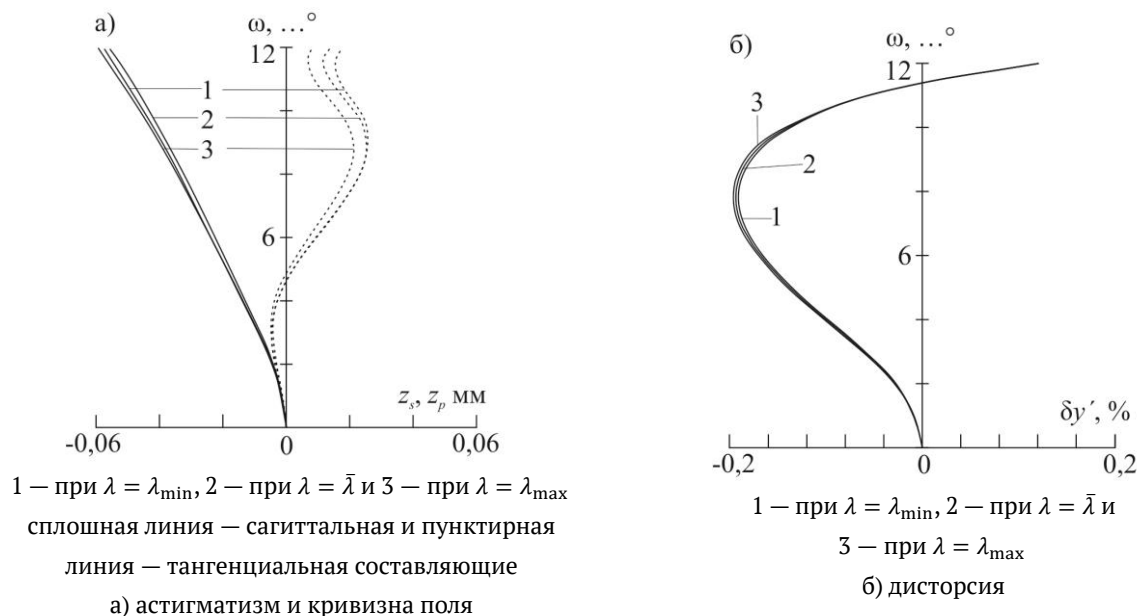
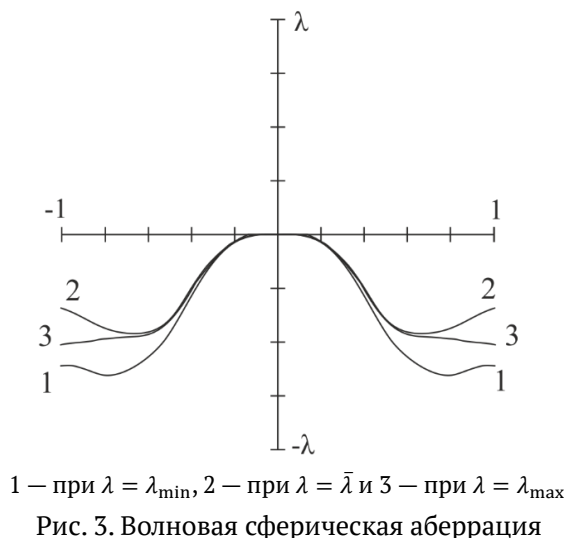
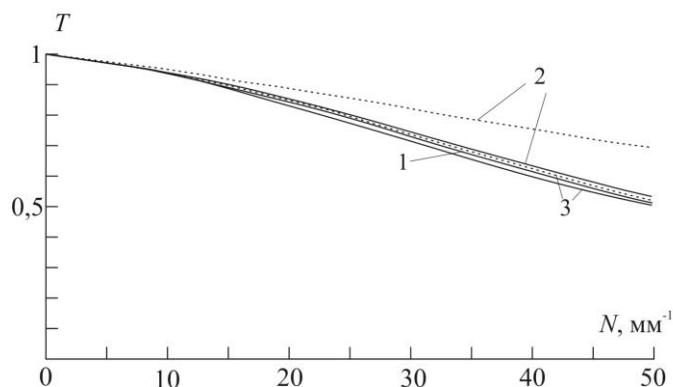


Рис. 4. Абберации тонких пучков

Кривые лучевых аббераций и волновой сферической абберации, а также полихроматической частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) микрообъектива представлены на рисунках 2–5. ЧКХ рассчитана в плоскости наилучшей установки, совпадающей с параксиальной плоскостью изображения:  $s' = 6$  мм. Как следует из представленных кривых, полученный ИК объектив при относительном отверстии 1:0,84 обеспечивает разрешение  $50 \text{ мм}^{-1}$  при контрасте не ниже 0,5 и  $35 \text{ мм}^{-1}$  при контрасте не ниже 0,65 в пределах полевого угла  $2\omega \leq 24^\circ$ . Остаточный хроматизм положения в диапазоне от  $\lambda_{\min} = 3 \text{ мкм}$  до  $\lambda_{\max} = 5 \text{ мкм}$  не превышает 3,4 мкм при допуске, ограниченном дифракцией, равном 11,3 мкм. Хроматизм увеличения составляет 4,1 мкм, что несколько меньше радиуса главного максимума картины Эйри. Дисторсия объектива меньше 0,25 %.



1 — при  $\omega = 0$ ; 2 — при  $\omega = 6^\circ$  и 3 — при  $\omega = 12^\circ$  для меридиональной (пунктирная линия) и сагиттальной (сплошная линия) плоскостей, соответственно

Рис. 5. Дифракционная полихроматическая ЧКХ ИК объектива

### Конструктивные параметры и оптические характеристики рефракционно-дифракционного объектива двойного ИК диапазона

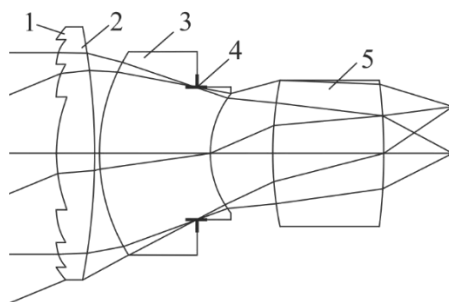
Аберрационный расчет и последующая оптимизация с помощью программы оптического проектирования ZEMAX показали, что рефракционно-дифракционный триплет, после соответствующей модификации оптической схемы (см. рисунок 6 и табл. 3), способен успешно работать и в двойном ИК диапазоне. При этом сохраняются апохроматическая коррекция продольного хроматизма с третичным спектром, не превышающим допуск, ограниченный дифракцией, и коррекция хроматизма увеличения до величины порядка радиуса главного максимума картины Эйри.

Однако хроматические aberrации высших порядков с расширением спектрального диапазона ощутимо возросли, что привело к снижению апертуры ( $K = 1,1$ ) и разрешения. В пределах того же углового поля, на которое рассчитан выше представленный объектив среднего ИК диапазона ( $2\omega \leq 24^\circ$ ) данный объектив двойного ИК диапазона обеспечивает разрешение  $35 \text{ мм}^{-1}$  при контрасте не ниже 0,3 и  $25 \text{ мм}^{-1}$  при контрасте не ниже 0,5. Фокусное расстояние объектива по-прежнему  $f = 40 \text{ мм}$ , а расстояние от вершинной касательной плоскости фронтальной линзы до плоскости изображения  $L = 69,03 \text{ мм}$ . Дисторсия не превышает 0,3 %.

Примечание к таблице 3: a — плоскость предмета; b — поверхность типа Binary2; c — апертурная диафрагма; d — плоскость изображения. Все неплоские поверхности асферические.

### Дифракционная эффективность ИК киноформа и пути ее повышения

Дифракционная микроструктура, моделируемая в Zemax бесконечно тонким транспарантом, осуществляющим заданную фазовую задержку, в реальности выполняется в виде киноформа, т. е. пилообразного рельефа в поверхности оптического материала. Сегодня хорошо отлаженная технология алмазного точения позволяет в промышленных масштабах тиражировать гибридные элементы ИК диапазона с киноформной микроструктурой, выполненной в плоской, сферической или даже асферической поверхности рефракционной линзы [5].



1 — дифракционная микроструктура; 2, 3, 5 — рефракционные линзы; 4 — апертурная диафрагма

Рис. 6. Принципиальная оптическая схема объектива двойного ИК диапазона

Таблица 3. Основные конструктивные параметры объектива двойного ИК диапазона

№ поверхности	Радиус, мм	Толщина, мм	Оптический материал
0 <sup>a</sup>	$\infty$	$\infty$	
1 <sup>b</sup>	$\infty$	5	GASIR1
2	-117,261	0,9	
3	33,82	17,356	ZnS_broad
4 <sup>c</sup>	$\infty$	2,644	ZnS_broad
5	16,153	10,684	
6	55,274	20	GASIR1
7	-94,313	12,444	
8 <sup>d</sup>	$\infty$		

Дифракционная эффективность (ДЭ) киноформной микроструктуры может приближаться к единице, но только на одной длине волны и при одном угле падения излучения, а достоверную оценку падения ДЭ в зависимости от длины волны и угла падения дает только строгая теория дифракции, основанная на решении системы уравнений Максвелла. Расчет ДЭ киноформных микроструктур обоих объективов, описанных в настоящей работе, выполнялся методом строгого анализа связанных волн [rigorous coupled-wave analysis (RCWA)] [6]. При этом расчет микроструктур объектива среднего ИК диапазона выполнялся с использованием разработанной авторами компьютерной программы RCWA-PSUACE, а — микроструктур объектива двойного ИК диапазона с использованием компьютерной программы, представленной в работе [7].

Киноформная микроструктура объектива среднего ИК диапазона, состоит из 33 кольцевых зон. При этом ширина самой узкой зоны (минимальный период киноформа) превышает 400 мкм, а максимальный угол падения излучения на микроструктуру из воздуха  $\theta \leq 13,5^\circ$ . Расчет показал, что ДЭ этого киноформа при оптимальной глубине рельефа ( $h = 3,2$  мкм), благодаря значительному отношению пространственного периода микроструктуры к глубине рельефа ( $\Lambda/h > 125$ ) оказалась близкой к пределу, прогнозируемому скалярной теорией дифракции, т. е. не ниже 0,8 во всем рабочем спектральном диапазоне. При этом двадцать про-

центров падающей на киноформ энергии, приходящиеся на побочные дифракционные порядки, неминуемо приведут к падению контраста в формируемом объективом изображении и в ряде случаев к недопустимому снижению отношения сигнал/шум. Поднять ДЭ во всем спектральном диапазоне и для всего интервала углов падения излучения до уровня 0,85 и даже до 0,95 можно путем перехода к двух- или трехслойным киноформным микроструктурам.

Так, в частности, двухслойная однорельефная микроструктура, скомпонованная из  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{ZnS}$  ( $n_1 = 1,660\,731$ ,  $n_2 = 2,250\,382$ ) при оптимальной глубине рельефа ( $h = 6,72$  мкм), углах падения излучения  $-15 \leq \theta \leq 15^\circ$  и в спектральном диапазоне  $3 \leq \lambda \leq 5$  мкм обеспечивает ДЭ  $\leq 0,87$  при  $\Lambda/h \leq 5$  и ДЭ  $\geq 0,90$  при  $\Lambda/h \geq 30$ .

Трехслойная же микроструктура при оптимальных глубинах двух рельефов ( $h_1 = 18,76$  мкм,  $h_2 = 10,96$  мкм), скомпонованная из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{MgF}_2$  и  $\text{ZnS}$  ( $n_1 = 1,660\,731$ ,  $n_2 = 1,348\,829$ ,  $n_3 = 2,250\,382$ ) в тех же угловом и спектральном диапазонах обеспечивает ДЭ  $\leq 0,92$  при  $\Lambda/(h_1 + h_2) \leq 5$  и ДЭ  $\geq 0,95$  при  $\Lambda/(h_1 + h_2) \geq 30$ .

Киноформная микроструктура, представленного выше объектива двойного ИК диапазона состоит всего из 5 кольцевых зон и выполняется в плоской поверхности оптического материала GASIR1 (показатель преломления на длине волны  $\bar{\lambda} = 7,35$  мкм  $n_{\text{GASIR1}} = 2,501\,489$ , а коэффициент дисперсии при  $\lambda_{\text{min}} = 3,7$  мкм и  $\lambda_{\text{max}} = 11$  мкм  $v_{\text{GASIR1}} = 74,84$ ). При этом ширина самой узкой зоны, т. е. минимальный период киноформа  $\Lambda > 2,8$  мкм, а максимальный угол падения излучения на микроструктуру из воздуха  $\theta \leq 12^\circ$ . Расчет показал, что при оптимальной глубине рельефа  $h = 3,7$  мкм ДЭ на краях рабочего спектрального диапазона ( $3,7 \leq \lambda \leq 11$  мкм) будет опускаться до 0,4 даже при очень больших отношениях пространственного периода микроструктуры к глубине рельефа.

В случае двухслойной однорельефной микроструктуры, скомпонованной из GASIR1 и  $\text{ZnS}_{\text{broad}}$  (показатель преломления на длине волны  $\bar{\lambda} = 7,35$  мкм  $n_{\text{ZnS}_{\text{broad}}} = 2,228\,805$ , а коэффициент дисперсии при  $\lambda_{\text{min}} = 3,7$  мкм и  $\lambda_{\text{max}} = 11$  мкм  $v_{\text{ZnS}_{\text{broad}}} = 18,03$ ) при оптимальной глубине рельефа ( $h = 20,43$  мкм) ДЭ  $\leq 0,52$ . Ситуация становится принципиально иной при компоновке микроструктуры из этих же материалов, но с двумя рельефами разной глубины ( $h_1 = 132$  мкм,  $h_2 = 155,8$  мкм). Несмотря на столь значительную суммарную глубину рельефа и благодаря большому отношению пространственного периода микроструктуры к суммарной глубине ( $\Lambda/h \approx 10$ ) ДЭ  $\geq 0,90$ .

### Заключение

Результаты исследований, представленные в настоящей работе, наглядно демонстрируют эффективность использования дифракционных элементов в объективах среднего и двойного ИК диапазонов. Показано, что размещение дифракционной микроструктуры на плоской поверхности одной из рефракционных линз высокоапертурного триплета позволяет одновременно выполнить условия коррекции как хроматических, так и монохроматических aberrаций и достичь достаточно высоких оптических характеристик. В то же время значительная

ширина рабочего спектрального диапазона вынуждает для обеспечения приемлемой ДЭ пилообразной рельефной микроструктуры переходить к двухслойным одно- или двухрельефным микроструктурам. При этом глубины рельефов многократно возрастают, что существенно ограничивает допустимые минимальный пространственный период микроструктуры и углы падения излучения на нее. Это в свою очередь накладывает определенные ограничения на размещение микроструктуры в пределах оптической схемы объектива [8]. Однако, как показано в настоящей работе, скомпоновать оптическую схему объектива, обеспечивающую надлежащую коррекцию aberrаций при приемлемых минимальном пространственном периоде дифракционной микроструктуры и углах падения излучения на нее, удастся даже в простейшем случае триплета.

### Список источников

- [1] **Wang, H.** Hybrid refractive/diffractive optical system design for light and compact uncooled longwave infrared imager / H. Wang, Y. Bai, J. Luo // Proc. of SPIE. — Vol. 8416. — P. 84162N-1.
- [2] **Бездидько, С. Н.** Компактный объектив среднего ИК диапазона / С. Н. Бездидько, А. В. Тарасишин // Патент России № 2621366.
- [3] **ZEMAX:** software for optical system design. — URL: <http://www.radiantzemax.com>.
- [4] **Xie, H.** Design of high-efficiency diffractive optical elements towards ultrafast mid-infrared timestretched imaging and spectroscopy / H. Xie, D. Ren, C. Wang, C. Mao, L. Yang // Journal of Modern Optics. — 2018. — Vol. 65. — № 3. — P. 255–261.
- [5] **Edmund Optics:** Germanium Infrared (IR) Hybrid Aspheric Lenses. — URL: <https://www.edmundoptics.com/f/germanium-infrared-ir-hybrid-aspheric-lense>. — 14182.
- [6] **Moharam, M. G.** Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction / M. G. Moharam, T. K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. — 1981. — Vol. 71. — № 7. — P. 811–818.
- [7] **Lyndin, N. M.** Modal and C Methods Grating Design and Analysis Software. — URL: <http://www.mcgrating.com>
- [8] **Грейсух, Г. И.** Учет дифракционной эффективности при проектировании рефракционно-дифракционных оптических систем / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 3. — С. 32–38.

#### 40. Влияние ошибок изготовления ДОЭ на распределение интенсивности света в задачах мультипликации и гомогенизации пучков

*Р. К. Насыров, Д. А. Белоусов, А. Г. Седухин, В. П. Корольков, В. Н. Хомутов*

Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук,  
Новосибирск, Россия

Рассмотрены дифракционные элементы для решения задач мультиплицирования и гомогенизации лазерных пучков. Проведено исследование влияния ошибок изготовления дифракционной микроструктуры на точность формирования заданного распределения интенсивности таких элементов.

*Ключевые слова:* Лазерная запись, дифракционные оптические элементы.

*Цитирование:* **Насыров, Р. К.** Влияние ошибок изготовления ДОЭ на распределение интенсивности света в задачах мультипликации и гомогенизации пучков /

Р. К. Насыров, Д. А. Белоусов, А. Г. Седухин, В. П. Корольков, В. Н. Хомутов //

HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 211–215.

#### Введение

В настоящее время, компьютерно-синтезированные дифракционные оптические элементы (КСДОЭ) все более широко используются в современных устройствах оптики, фотоники и оптоэлектроники. В особенности это касается оптических систем, в которых применяются монохроматические лазерные источники излучения. Применительно же к таким системам, можно выделить особую наиболее технологичную и востребованную на практике группу планарных КСДОЭ, которая включает в себя оптические мультипликаторы и гомогенизаторы лазерных пучков с бинарно-фазовым профилем дифракционной структуры. Отличие дифракционной структуры мультипликаторов и гомогенизаторов проявляется лишь в степени однородности этих структур. Так, если структура мультипликаторов имеет некоторую однородность с выраженной периодичностью повторения отдельных мелкоструктурных элементов (по одной или нескольким координатам), то структура гомогенизаторов, напротив, не имеет однородности и периодичности повторения элементов, то есть последняя структура принципиально выполняется чисто случайной. Для удобства пространственного рассредоточения световой энергии за фазовыми масками мультипликаторов и гомогенизаторов и упрощения структуры этих элементов, последние работают в оптических системах, как правило, в паре с Фурье-преобразующими рефракционными линзами.

Одним из вариантов стандартной на сегодня технологии изготовления бинарно-фазовых КСДОЭ, осуществляющих мультипликацию либо гомогенизацию лазерных пучков, является технология прямого лазерного синтеза амплитудных масок структуры КСДОЭ на кварцевых



подложках, с последующим переводом амплитудных масок в фазовые при помощи ионно-плазменного травления кварцевой подложки. В лаборатории дифракционной оптики ИАиЭ СО РАН накоплен многолетний опыт по расчету и изготовлению мультипликаторов и гомогенизаторов лазерных пучков по указанной технологии, базирующейся на использовании установки CLWS-300 и термохимического процесса формирования амплитудных масок на пленках металлов на кварцевых подложках. Учитывая одностадийность прямой лазерной записи амплитудных масок рассматриваемых элементов, точность изготовления структуры масок, в основном, определяется точностными характеристиками установки CLWS-300 и ее разрешающей способностью (диаметр сфокусированного лазерного пятна порядка 0,8 мкм). Основной же вклад в погрешность изготовления рассматриваемых элементов вносится при использовании настоящей технологии на этапе перевода амплитудных масок в фазовые [1]. Данная погрешность обусловлена, в основном, неточностью формирования глубины фазового профиля КСДОЭ.

### **1. Влияние на распределение интенсивности в порядках мультипликаторов**

В настоящей работе было проведено численное моделирование оптического отклика типовых дифракционных структур мультипликаторов с остаточной технологической погрешностью по глубине травления подложки дифракционного элемента, которая приводит к погрешности в равномерности распределения световой интенсивности по порядкам дифракции. Следует отметить, что простейшие по технологии изготовления мультиплицирующие элементы выполняются, как правило, с бинарной фазовой структурой. Такие элементы можно легче тиражировать. Легче также контролировать структуру таких элементов. С другой стороны, следует различать два подвида данных элементов — это элементы с расчетной глубиной фазового профиля, равной  $\pi$  радианам и с расчетной глубиной фазового профиля, не равной  $\pi$  радианам. Технологическая погрешность в глубине фазового профиля названных элементов приводит к различному характеру распределения интенсивности по порядкам дифракции [2]. Для определения допусков на глубину фазового профиля наиболее эффективным средством является проведение численного моделирования. Однако, учитывая псевдослучайный характер фазового профиля данных элементов, представляется затруднительным выявить аналитические зависимости между неравномерностью распределения интенсивности света по порядкам и погрешностью глубины фазового профиля. С другой стороны, если заранее известен тип бинарно-фазового мультиплицирующего элемента и его коэффициент разветвления, то, как было нами установлено, все же можно выявить некоторые общие закономерности между коэффициентом разветвления и максимальным разбросом интенсивности света в рабочих порядках дифракции. В частности, было установлено, что указанный разброс растет, приближенно, пропорционально коэффициенту разветвления и квадратично по отношению к погрешности в глубине фазового профиля. Для структуры первого типа, иска-

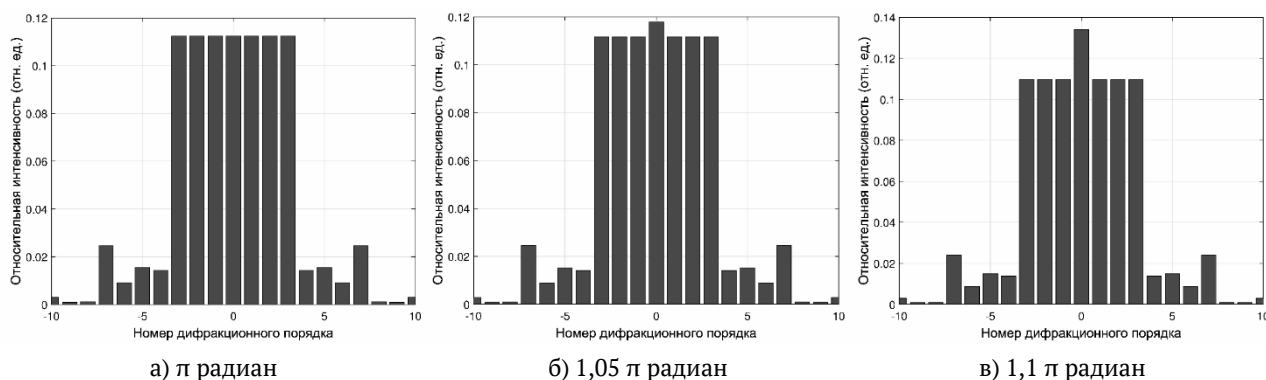


Рис. 1. Распределение относительной интенсивности дифракционных порядков для 7-порядковой решетки с различной фазовой глубиной

жается только величина интенсивности нулевого порядка. В качестве простейшей иллюстрации проведенного численного моделирования для мультиплицирующего элемента с коэффициентом разветвления 7 и с бинарно-фазовой структурой с глубиной фазового профиля равной  $\pi$  радианам (рисунок 1). Сравнение графиков на рисунках 1б и 1в подтверждает квадратичный рост разброса интенсивности нулевого порядка по отношению к другим рабочим порядкам для структуры с ошибкой фазового профиля, равной 5 % и 10 % соответственно.

## 2. Влияние ошибок изготовления на качество пучка гомогенизатора

Принцип действия гомогенизаторов основан на том, что оптический элемент преобразовывает исходный лазерный пучок с плохим распределением интенсивности в пучок заданной формы и с заданным профилем интенсивности. Для того чтобы гомогенизатор не был чувствителен к распределению интенсивности на входе он должен перемешивать входной пучок и на выходе формировать профиль интенсивности за счет усреднения по разным областям гомогенизатора. Для этих целей подходит дифракционный гомогенизатор, который рассчитывается при помощи итеративного алгоритма преобразования Фурье (IFTA) [3]. Суть использованного алгоритма заключается в том, что в плоскости элемента задается распределение интенсивности, соответствующее лазерному пучку и случайная фаза. При помощи быстрого преобразования Фурье вычисляется распределение и фаза в выходной плоскости. После этого, подставляется требуемое распределение интенсивности и при помощи быстрого обратного преобразования Фурье вычисляется интенсивность и фаза в плоскости оптического элемента (рисунок 2). Затем подставляется снова исходное распределение интенсивности и цикл повторяется. Итерации повторяются до тех пор, пока решение не становится стабильным.

Гомогенизаторы такого типа довольно устойчивы к изменению входного распределения интенсивности, но тем не менее при большом отклонении интенсивность в выходной плоскости начинает испытывать большие модуляции. При ошибке глубины профиля также возникает нулевой порядок, который дает равномерную засветку либо центральный пик, если гомогенизатор работает в дальней зоне. Результаты моделирования показывают, что при 10 %

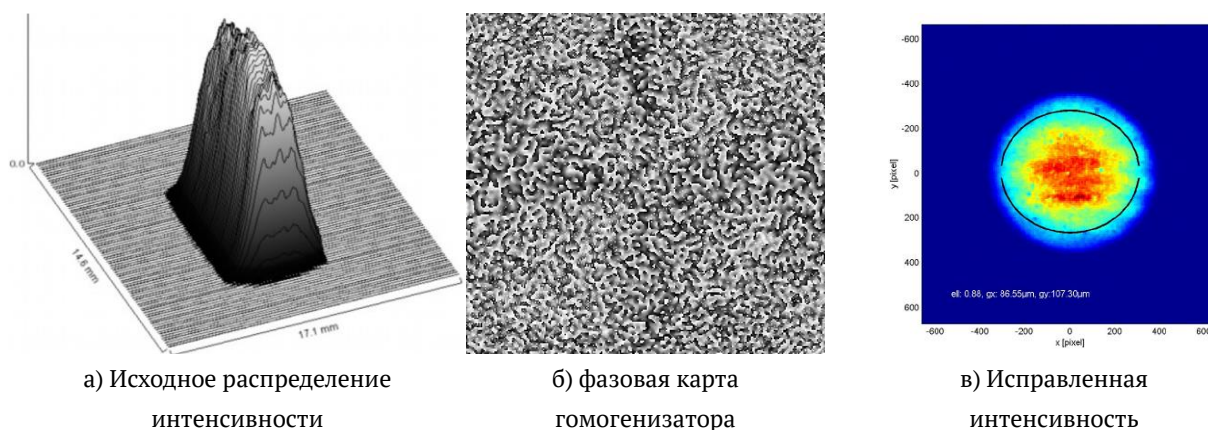


Рис. 2. Принцип работы гомогенизатора лазерного пучка

ошибке глубины травления в дальней зоне возникает центральный пик с амплитудой примерно в 20 раз превышающей максимум расчетного распределения и содержащего  $\approx 5\%$  энергии пучка. Также существенно меняется форма распределения интенсивности и на ней возникают модуляции. Таким образом, это накладывает серьезные технологические требования к изготовлению микроструктуры гомогенизатора. В противном случае необходимо использовать такую оптическую схему, в которой есть возможность отфильтровать нулевой порядок. Тем не менее, такой тип гомогенизаторов обладает рядом преимуществ, т. к. он состоит только из одного элемента, что уменьшает стоимость и упрощает настройку. Кроме того, такой гомогенизатор позволяет формировать при необходимости распределение интенсивности более сложной формы, чем только равномерной.

### Заключение

Результаты проведенных исследований показывают, что компьютерно-синтезированные дифракционные элементы позволяют эффективно решать задачи мультипликации и гомогенизации лазерных пучков. Однако, к таким элементам предъявляются повышенные требования по точности выполнения процесса травления. Для уменьшения нулевого порядка, который влияет на модуляцию интенсивности в выходной плоскости, до величины менее  $5\%$ , ошибка глубины травления должна быть в пределах  $\pm 10\%$ .

### Благодарность

Работа выполнена за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (№ гос. регистрации АААА-А17-117052210002-7) с использованием оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН.

### Список источников

- [1] **Полещук, А. Г.** Методы оперативного контроля характеристик дифракционных оптических элементов в процессе изготовления / А. Г. Полещук, В. П. Корольков, Р. К. Насыров, В. Н. Хомутов, А. С. Конченко // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 6. — С. 818–829.
- [2] **Khomutov, V. N.** Measurement of diffraction efficiency of doe in many diffractive orders / V. N. Khomutov, A. G. Poleshchuk, V. V. Cherkashin // Computer optics. — 2011. — Vol. 35. — № 2. — P. 196–202.

- [3] **Ripoll, O.** Review of iterative fourier-transform algorithms for beam shaping applications / O. Ripoll, V. Kettunen, H. Herzig // Opt. Eng. — 2004. — Vol. 43. — P. 2549–2556

#### 41. Опыт взаимной калибровки фотометрической установки ЮС-113 ПАО КМЗ и разрабатываемых в ГИПО интерферометрических средств контроля параметров ИК-объективов

А. В. Лукин<sup>1</sup>, И. Р. Осипович<sup>2</sup>, А. В. Берденников<sup>1</sup>, Т. А. Кузнецова<sup>2</sup>, В. И. Курт<sup>1</sup>,  
С. В. Маврин<sup>1</sup>, А. Н. Мельников<sup>1</sup>, А. Р. Насыров<sup>1</sup>, С. Н. Скляров<sup>2</sup>, А. Ф. Скочилов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

<sup>2</sup> ПАО «Красногорский механический завод им. С. А. Зверева», Красногорск, Россия

В докладе рассмотрены особенности контроля параметров инфракрасных объективов при помощи аппаратуры, основанной на принципах интерферометрии и фотометрии. На примере инфракрасного объектива световым диаметром 50 мм и относительным отверстием 1:1 проведена взаимная калибровка фотометрической установки ЮС-113 ПАО КМЗ и макета интерферометрического испытательного стенда, разрабатываемого в ГИПО. В обоих случаях использовался одномодовый CO<sub>2</sub>-лазер (длина волны 10,6 мкм). Приведены сравнительные результаты тестирования объектива, которые свидетельствуют об их удовлетворительном соответствии.

*Ключевые слова:* Инфракрасный объектив, Контроль оптических параметров, Интерферометр, Фотометрическая установка, CO<sub>2</sub>-лазер, Интерферограмма, Функция рассеяния линии, Модуль оптической передаточной функции, Коэффициент Штреля.

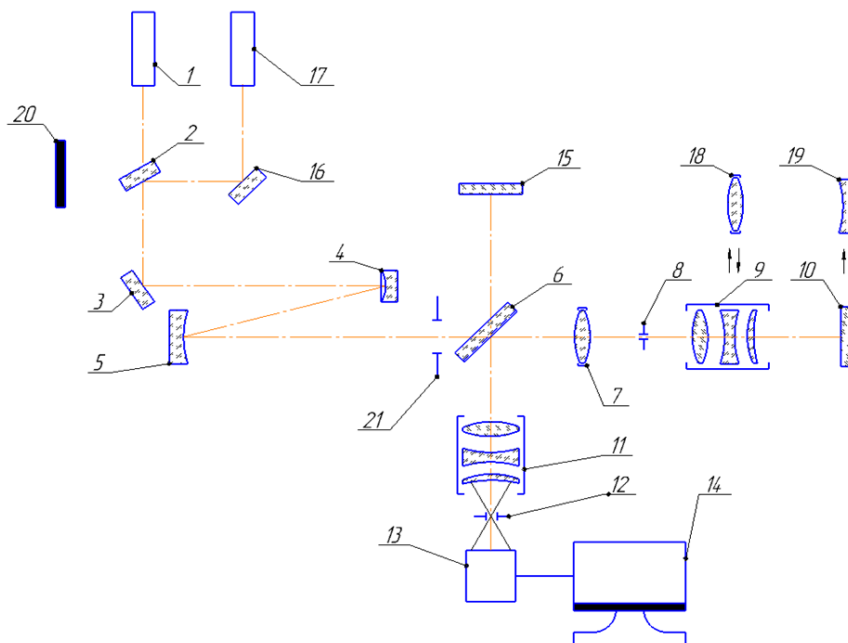
*Цитирование:* Лукин, А. В. Опыт взаимной калибровки фотометрической установки ЮС-113 ПАО КМЗ и разрабатываемых в ГИПО интерферометрических средств контроля параметров ИК-объективов / А. В. Лукин, И. Р. Осипович, А. В. Берденников, Т. А. Кузнецова, В. И. Курт, С. В. Маврин, А. Н. Мельников, А. Р. Насыров, С. Н. Скляров, А. Ф. Скочилов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 216–221.

В технологической цепочке современного объективостроения «слабым звеном» являются методы и средства аттестационного контроля параметров объективов, а также их компонентов и элементов. Особенно это актуально для инфракрасных (ИК) объективов.

Как вариант решения этой проблемы предлагается использование процедуры взаимной калибровки реально применяемых на предприятиях оптико-электронной промышленности контрольно-измерительных средств. При этом в качестве тест-объекта целесообразно использовать ИК-объектив хорошего оптического качества или паспортизованный синтезированный голограммный оптический элемент [1, 2].

В процедуре взаимной калибровки были использованы:

– макет интерферометрического испытательного стенда, разрабатываемого в АО «НПО ГИПО», принципиальная оптическая схема и общий вид которого приведены на рисунках 1 и 2;



1 – CO<sub>2</sub>-лазер (10,6 мкм); 2, 6 – светоделители; 3, 16 – поворотные зеркала; 4, 5 – сферические зеркала коллиматора; 7 – сменный формирующий объектив; 8, 12 – диафрагмы; 9 – испытуемый объектив; 10 – плоское образцовое зеркало (световым диаметром 300 мм); 11 – сопрягающий панкратический объектив; 13 – регистрирующая камера; 14 – персональный компьютер; 15 – плоское опорное зеркало; 17 – двухдлинноволновый He-Ne-лазер (0,6328 и 3,39 мкм); 18 – образцовый объектив (паспортизованный синтезированный голограммный оптический элемент); 19 – вогнутое образцовое сферическое зеркало; 20 – защитный экран; 21 – ирисовая диафрагма  
Рис. 1. Принципиальная оптическая схема макета интерферометрического испытательного  
стенда

– фотометрическая установка ЮС-113 ПАО КМЗ, функциональная схема и общий вид которой представлены на рисунках 3 и 4.

Тест-объектом был выбран ИК-объектив с рабочим спектральным диапазоном от 8 до 12 мкм, световым диаметром 50 мм и относительным отверстием 1:1.

Результаты интерферометрического контроля тест-объекта представлены на рисунке 5. Полученная интерферограмма (см. рисунок 5а) была расшифрована при помощи лицензионной программы WinFringe.

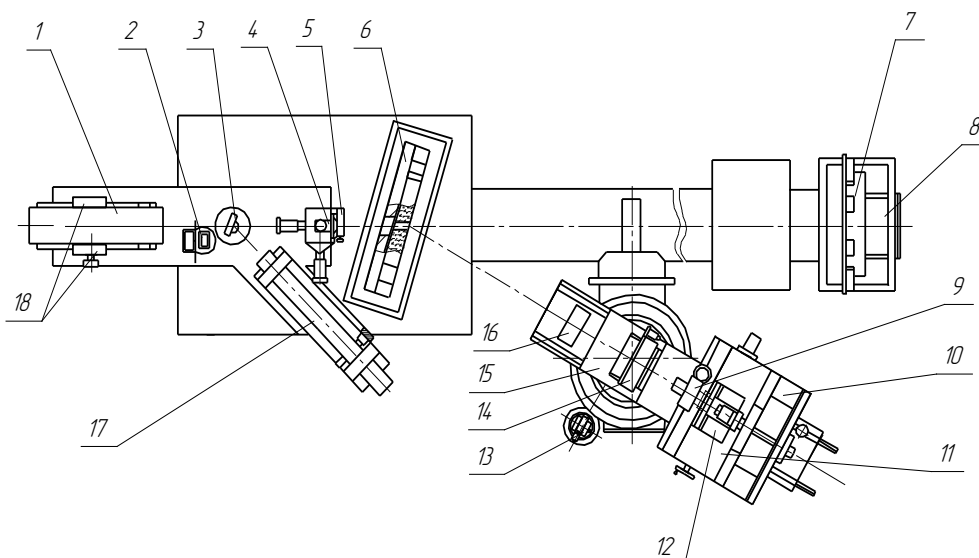
Результаты фотометрического контроля тест-объекта приведены на рисунке 6. Модуль оптической передаточной функции (частотно-контрастная характеристика) тест-объекта в этом случае получен путем математической обработки функции рассеяния линии, измеренной экспериментально. При этом использовалось оригинальное программное обеспечение разработки ПАО КМЗ.

Сравнительные результаты тестирования основных оптических параметров ИК-объектива представлены в таблице.



1 — плоское образцовое зеркало; 2 — испытуемый ИК-объектив; 3 — монитор; 4 — формирующий объектив; 5 — светоделитель; 6 — плоское опорное зеркало; 7 — регистрирующая камера; 8 — сопрягающий панкратический объектив; 9 — персональный компьютер; 10 — плоское ломающее зеркало; CO<sub>2</sub>-лазер размещен под оптическим столом

Рис. 2. Общий вид макета интерферометрического испытательного стенда



1 — CO<sub>2</sub>-лазер (10,6 мкм); 2 — модулятор; 3 — узел переключающего зеркала; 4 — узел конденсора; 5 — узел тест-объектов; 6 — узел ломающего зеркала; 7 — узел коллиматорного зеркала; 8 — станина; 9 — фотоприемное устройство; 10 — продольный позиционер; 11 — поперечный позиционер; 12 — вертикальный позиционер; 13 — теодолит; 14 — объективодержатель; 15 — поворотное устройство; 16 — блок охлаждения фотоприемного устройства; 17 — He-Ne-лазер (3,39 мкм); 18 — вентиляторы охлаждения лазера

Рис. 3. Функциональная схема фотометрической установки ЮС-113





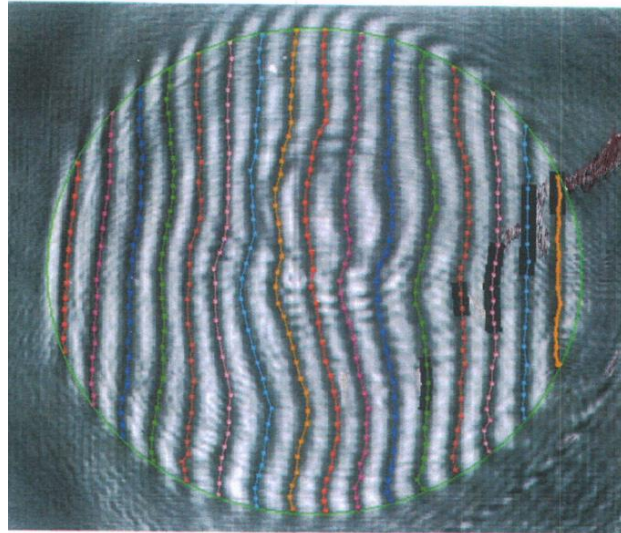
1 — станина; 2 — узел переключающего зеркала; 3 — CO<sub>2</sub>-лазер (10,6 мкм); 4 — модуляторы; 5 — He-Ne-лазер (3,39 мкм); 6 — узел конденсора и тест-объектов; 7 — узел ломающего зеркала; 8 — усилитель; 9 — аналогово-цифровой преобразователь; 10 — осциллограф; 11 — объективодержатель; 12 — анализатор изображения; 13 — трехкоординатный позиционер; 14 — резервуар с дистиллированной водой; 15 — узел коллиматорного зеркала; 16 — поворотное устройство; 17 — персональный компьютер

Рис. 4. Общий вид фотометрической установки ЮС-113

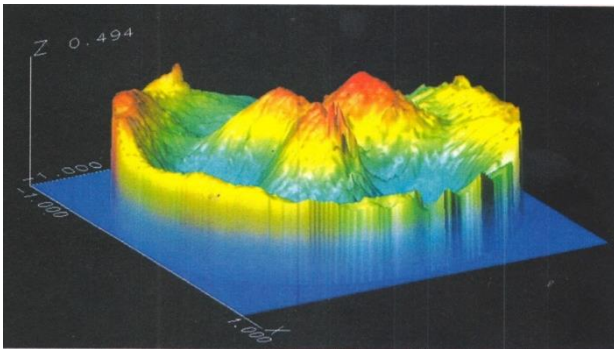
Таблица. Сравнительные результаты тестирования ИК-объектива

Параметр тестируемого ИК-объектива	Расчетное значение	Экспериментальное значение, полученное при помощи:		Примечание
		макета интерферометрического испытательного стенда АО «НПО ГИПО»	фотометрической установки ЮС-113 ПАО КМЗ	
Модуль оптической передаточной функции (частотно-контрастная характеристика) при контрасте 0,1, лин/мм	67(дифракционный предел)	62	57	Согласно [3, 4]
Среднеквадратичное отклонение волнового фронта, в долях длины волны $\lambda$ ( $\lambda = 10,6$ мкм)	—	0,097	—	Согласно [3]
Коэффициент Штреля	—	0,69	—	Согласно [3]

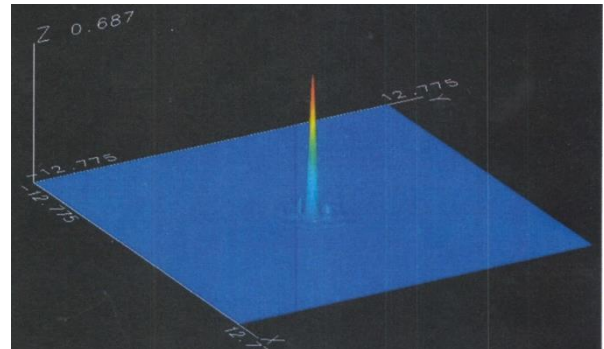




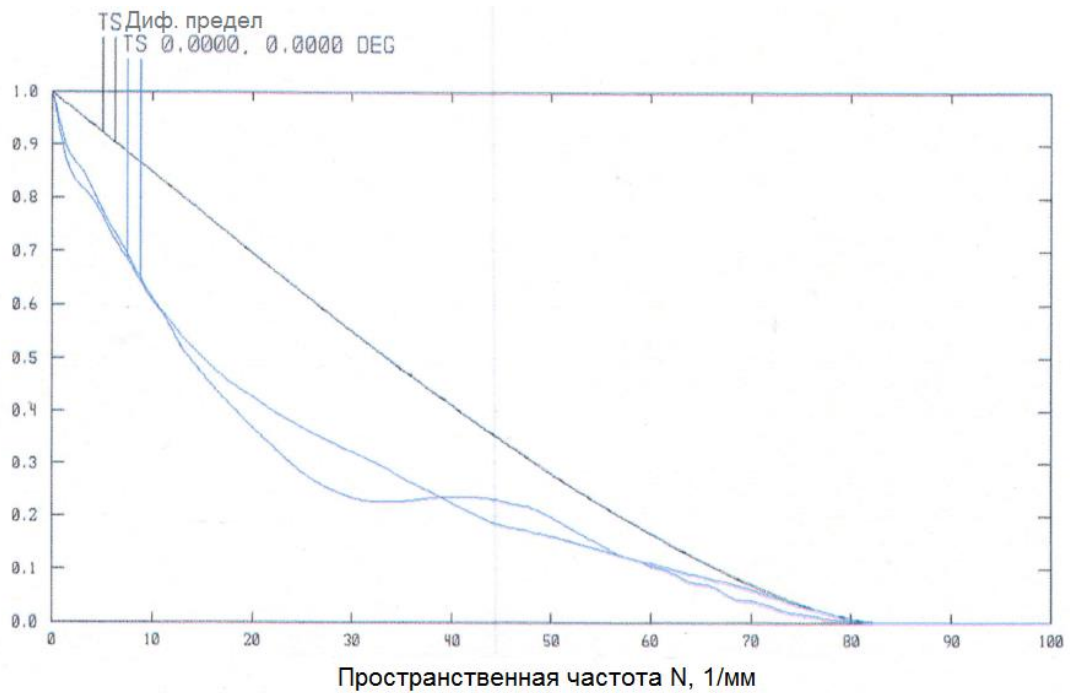
а) интерферограмма с оцифровкой полос (кратность интерферограммы равна двум)



б) 3D-график волнового фронта  
(в долях длины волны  $\lambda$ , где  $\lambda = 10,6$  мкм)

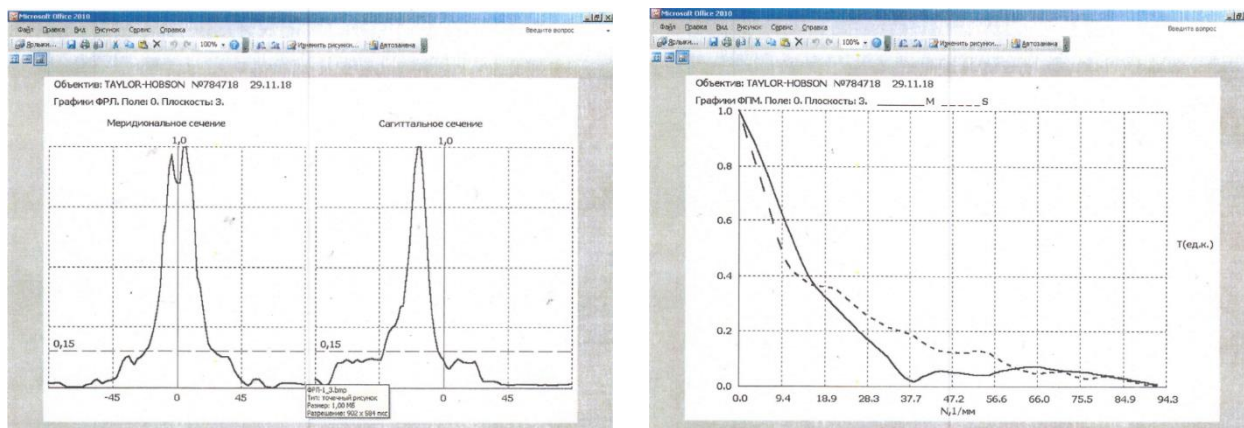


в) 3D-график функции рассеяния точки  
(коэффициент Штреля равен 0,69)



г) график модуля оптической передаточной функции (частотно-контрастная характеристика)

Рис. 5. Результаты интерферометрического контроля тест-объекта



а) функция рассеяния линии (в меридиональном и сагитальном сечениях)

б) график модуля оптической передаточной функции (частотно-контрастная характеристика)

Рис. 6. Результаты фотометрического контроля тест-объекта

Из выполненной взаимной калибровки следует:

- результаты тестирования основных оптических параметров ИК-объектива, полученные в ГИПО на макете интерферометрического испытательного стенда и на фотометрической установке ЮС-113 ПАО КМЗ, удовлетворительно согласуются;
- различия находятся в пределах погрешностей измерений использованных контрольно-измерительных средств и обусловлены, главным образом, различием физических принципов измерений;
- при этом интерферометрический контроль является более информативным, что видно из представленной таблицы результатов.

Считаем целесообразным начатые работы по взаимной калибровке контрольно-измерительных средств для объективов инфракрасного и видимого диапазонов спектра продолжить с привлечением других предприятий оптико-электронной отрасли, заинтересованных в развитии отечественного объективостроения.

#### Список источников

- [1] Сборник отраслевых стандартов ОСТ 3–4730–80 — ОСТ 3–4732–80. Детали оптические с асферическими поверхностями. Метод контроля с помощью синтезированных голограмм. — М.: ЦНИИ «Комплекс», 1980. — 69 с.
- [2] Белозёров А. Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть I / А. Белозёров, Н. Ларионов, А. Лукин, А. Мельников // Фотоника. — 2014. — № 4. — С. 12–32.
- [3] ОСТ 3–4961–81. Объективы. Метод измерения волновых aberrаций. — М.: ЦНИИ «Комплекс», 1981. — 36 с.
- [4] ОСТ 3–6816–94. Объективы для инфракрасной области спектра. Методы испытаний. — М.: ЦНИИ «Комплекс», 1994. — 30 с.

## 42. Волновой фронт: некоторые вопросы его восстановления и формообразования в голографии и дифракционной оптике

*А. В. Лукин*

АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

В докладе рассмотрены вопросы формообразования и преобразования волновых фронтов в голографии и в дифракционной оптике. На простейших примерах проиллюстрированы схожесть и различие в физической сущности процессов формирования волновых полей вблизи фокальной плоскости одиночной классической и дифракционной (голограммной) линзы для непрерывного и моноимпульсного лазерного излучения. Предложена обобщенная формулировка теорем Малюса и Леви-Чивита.

*Ключевые слова:* Фронт световой волны, Скорость света, Длина световой волны, Принцип Гюйгенса — Френеля, Восстановление волнового фронта, Дифракционная оптика, Голография, Дифрагированный луч.

*Цитирование:* Лукин, А. В. Волновой фронт: некоторые вопросы его восстановления и формообразования в голографии и дифракционной оптике / А. В. Лукин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 222–225.

В связи с разработкой новых государственных стандартов по различным направлениям оптики и фотоники предлагается обратить внимание научного оптического сообщества на необходимость уточнения некоторых формулировок содержащихся в них терминов.

Дифракционная (голограммная) и асферическая технологии обеспечивают формирование и развитие важнейших составляющих элементной базы современного оптико-электронного приборостроения и их значимость непрерывно возрастает. При этом имеет место полезное и эффективное их взаимодействие. Так, в частности, на основе использования осевых синтезированных голограмм в качестве оптических образцов и нуль-корректоров найдены кардинальные решения проблем контроля с интерферометрической точностью практически всех видов асферики, технологического и аттестационного контроля процессов сборки и юстировки объективов и телескопических систем различного назначения [1]. С другой стороны, изготовление, например, дифракционных решеток на асферических рабочих поверхностях позволяет существенно улучшить абберационные и габаритно-массовые характеристики спектральной аппаратуры космического базирования [2].

Очевидное, но принципиальное отличие дифракционных и голограммных оптических элементов (ДОЭ, ГОЭ) от их классических аналогов состоит в том, что «традиционные» линзы и зеркала преобразуют конгруэнции оптических лучей от источника света только за счет преломления и/или отражения, а ДОЭ и ГОЭ — исключительно за счет дифракции. При этом процессы преломления и отражения хотя и имеют здесь место, но участвуют лишь в осуществлении пространственной фазовой и/или амплитудной модуляции исходной волны, падающей

на дифракционную структуру ДОЭ и ГОЭ, и не влияют на угловые характеристики конгруэнции дифрагированных лучей.

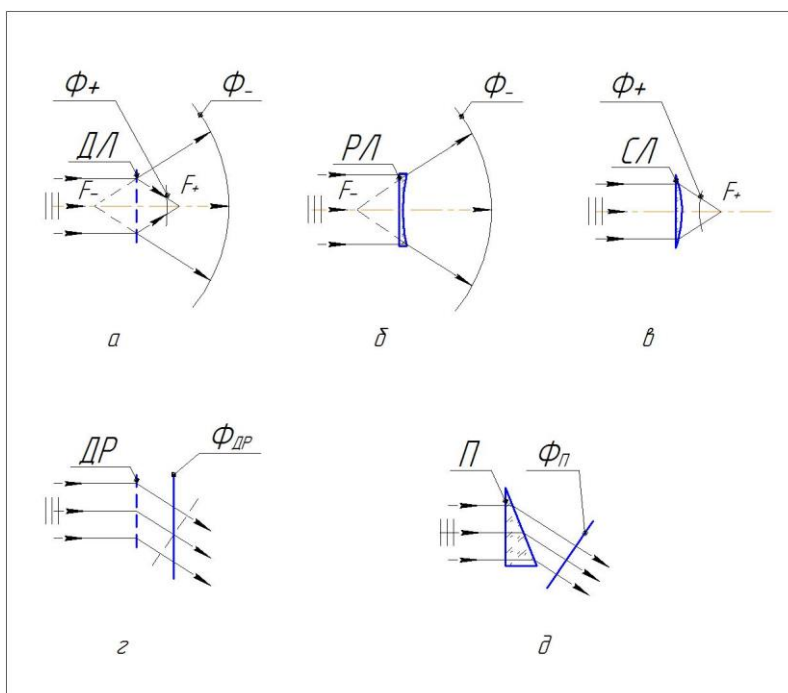
Следует отметить, что принципиальной физической основой «правомерности» реализации свойств дифракционной оптики, по нашему мнению, являются теоремы Малюса («Нормальная прямолинейная конгруэнция световых лучей остается нормальной после любого числа преломлений и отражений») и Леви-Чивита («Две любые нормальные прямолинейные конгруэнции световых лучей можно перевести друг в друга с помощью одного преломления или отражения») [3], обобщенные на случай дифракции [4].

Рассмотрим главные отличительные особенности дифрагированных волн. Прежде всего коснемся термина «волновой фронт» [5]. В данном случае его следует понимать только как поверхность, ортогональную к дифрагированным лучам («геометрический» волновой фронт — область нормальной прямолинейной конгруэнции лучей [3]). На эти обстоятельства до сих пор в литературе не обращалось сколько-нибудь значимого внимания, несмотря на то что, например, вся голографическая интерферометрия зиждется на признании «де-факто» справедливости этого положения (см., например, [6]).

Отсюда следует, в частности, что одиночная голограмма в силу нарушения условия изохронности (принципа равного оптического пути [3]) не способна «восстанавливать», «преобразовывать» или «делить» волновой фронт в прямом смысле этого термина, который определяется как «геометрическое место точек, до которых в данный момент дошло световое возмущение» [5]. Другими словами, фронт световой волны — это пограничная волновая поверхность, отделяющая возмущенную среду от среды невозмущенной и передвигающаяся со скоростью света. Это различие, несущественное при работе с непрерывными и импульсно-периодическими источниками излучения с относительно большой длительностью импульсов или с малой длительностью импульсов, но с высокой стабильностью периода их следования, может заметно сказаться на характере распределения интенсивности светового поля, например, в кружке наименьшего рассеяния при использовании ДОЭ или ГОЭ в оптических системах с ультракороткими импульсными источниками света с относительно большим периодом следования, например, в лазерных дальномерах [7, 8]. К этому следует добавить, что не очень ясно, и как адаптировать принцип Гюйгенса — Френеля к построению волнового фронта дифрагированной волны.

Однако, как убедительно свидетельствует практика, в подавляющем большинстве случаев нормальная прямолинейная конгруэнция дифрагированных лучей позиционируется так же, как соответствующие конгруэнции преломленных или отраженных лучей [3, 4, 6]. Именно это обстоятельство и является основополагающим во всех применениях ДОЭ и ГОЭ, осуществляющих определенные виды преобразований световых пучков в различных типах оптико-электронных приборов и устройств.

Рисунок иллюстрирует сущность этого различия на примере преобразования фронта плоской монохроматической волны дифракционными (*a, z*) и классическими (*b, в, d*) оптическими элементами.



В  $\pm 1$ -х рабочих порядках, стеклянной рассеивающей линзой (РЛ), стеклянной собирающей линзой (СЛ), дифракционной решеткой (ДР) и призмой (П); на рисунке 1г пунктиром обозначен геометрический фронт плоской дифрагированной волны

Рис. 1. Принцип формирования волновых фронтов дифракционной линзой (ДЛ)

Видно, что одиночная дифракционная (голограммная) линза способна формировать лишь расходящийся сферический волновой фронт, а у дифракционной решетки, в отличие от призмы, плоский волновой фронт параллелен самой решетке.

С учетом вышеизложенного, теоремы Малюса и Леви-Чивита целесообразно представить в следующем обобщенном виде:

*Любые два волновых фронта могут быть преобразованы один в другой с помощью одного отражения, преломления или диффрагирования, причем в случае диффрагирования преобразованный волновой фронт следует понимать только как геометрический.*

При этом отражающие и преломляющие поверхности, как правило, должны иметь асферическую форму, что в случае ДОО и ГОЭ эквивалентно соответствующему пространственному распределению штрихов их дифракционной структуры.

В заключение отметим, что приведенные выше рассуждения будут полезны при уточнении терминологии по голографии и дифракционной оптике, а также по лазерам и лазерным технологиям с учетом самого замечательного и по-прежнему весьма таинственного свойства света — его дуализма.

### Список источников

- [1] Белозёров, А. Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть I / А. Белозёров, Н. Ларионов, А. Лукин, А. Мельников // Фотоника. — 2014. — № 4. — С. 12–32.
- [2] Павлычева, Н. К. Спектральные приборы с неклассическими дифракционными решетками / Н. К. Павлычева. — Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. — 198 с.

- [3] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. — М.: Наука, 1970. — С. 158–161, 856–859.
- [4] **Лукин, А. В.** Голограммные оптические элементы / А. В. Лукин // Оптический журнал. — 2007. — Том 74. — № 1. — С. 80–87.
- [5] **Физическая оптика.** Терминология. Вып. 79. — М.: Наука, 1970. — С. 365–366.
- [6] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лиин. — М.: Мир, 1973. — С. 175–189.
- [7] **Caulfield, H. J.** Propagation of ultrashort pulses through lenses / H. J. Caulfield, T. Hirschfeld. // Appl. Opt. — 1977. — Vol. 16. — № 5. — P. 1161–1183.
- [8] **Крюков, П. Г.** Лазеры ультракоротких импульсов / П. Г. Крюков // Квантовая электроника. — 2001. — Том 31. — № 2. — С. 95–119.

## 43. Модифицированный полимерный композит для оптических приборов, работающих при высоких температурах

А. Р. Ахметов<sup>1</sup>, А. Е. Заикин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

<sup>2</sup> Казанский национальный исследовательский технологический университет, Казань, Россия

Исследованы закономерности изменения свойств смеси полипропилена с гидрированным блок-сополимером стирол-бутадиен-стирол, полученной обычным смешением и в условиях динамической вулканизации при воздействии триаллилцианурата и диметакрилат триэтиленгликоля, на свойства полимерной смеси. Исследовано влияние длительности смешения всей композиции и длительности смешения органического пероксида 2,5 диметил-2,5-бис(tert-бутилперокси) гексана, количества масла, соотношение полимеров на механические свойства полимерной композиции. Установлены возможности и условия снижения остаточной деформации сжатия и получены оптимальные соотношения компонентов для получения сбалансированных свойств смеси полипропилена и гидрированного блок-сополимера стирол-бутадиен-стирол.

*Ключевые слова:* Оптические приборы, Герметичность, Термоэластопласт, Полипропилен, Динамическая вулканизация, Многофункциональный мономер.

*Цитирование:* Ахметов, А. Р. Модифицированный полимерный композит для оптических приборов, работающих при высоких температурах / А. Р. Ахметов, А. Е. Заикин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 226–229.

### Введение

Приборы, погруженные в твердую или жидкую среду и работающие при высоких температурах, подвержены загрязнению внутренних систем и могут выходить из строя. Бесперебойность работы прибора обуславливается герметичностью стыковых узлов конструкции прибора. Герметичность приборов зависит от двух главных факторов: степени сжатия и степени стойкости герметика или уплотнителя. В исследовании раскрывается второй подход к решению проблемы с помощью увеличения стойкости термоэластопласта (ТЭП). ТЭП известен резиноподобными свойствами при температуре эксплуатации изделия и высокой технологичностью как термопласт.

ТЭП на основе смеси гидрированных блок-сополимеров стирол-бутадиен-стирол (ГСБС) с полипропиленом (ПП) активно внедряются благодаря высоким физикомеханическим свойствам, стойкости к высокой температуре, УФ-излучению и высокой ударной прочности при пониженной температуре. Однако данный материал уступает резине и термопластичному вулканизату на основе этиленпропиленового каучука с олефином по таким характеристикам,

как: высокое значение остаточной деформации сжатия, низкая стойкость в маслах и ползучесть при высоких температурах.

Большое количество исследований этиленпропиленого каучука с полиолефинами показал, что динамическая вулканизация [1] может улучшить свойства полимерной смеси, поэтому логично предположить, что для системы ПП с ГСБС так же возможно улучшить ее свойства. Данные об исследованиях динамической вулканизации ПП и ГСБС отсутствуют, известно только, что в этой смеси существуют отдельные четыре фазы: полипропилена (кристаллическая и аморфная), блоки полистирола и блоки статистического этилепропиленого сополимера ГСБС. Целью данной работы является исследование полимерной смеси ПП и ГСБС, а также влияние динамической вулканизации на конечные свойства смеси при введении органических пероксидов и многофункциональных мономеров (МФМ).

Полимерные смеси получали в смесителе с объемом камеры — 60 мл при 170 °С и 150 об/мин. В качестве входящего сырья использовали:

- ГСБС — синтезированный ТЭП марки SeptonV9461 японского производства;
- ПП — сополимер этилена пропилен марки PP8300G;
- пероксид — 2,5-диметил-2,5-бис(tert-бутилперокси) гексан;
- многофункциональные мономеры: триаллилцианурат (ТАЦ), диметакрилат триэтиленгликоль (ТГМ);
- стабилизаторы — антиоксидант Irganox1010 и термостабилизатор марки Irgafos168;
- пластификатор — вазелиновое масло марки MX200.

Для определения физико-механических свойств из полученных образцов получали пластины размером 120 × 120 × 2 мм при 190 °С, после термостатирования из них вырубали лопатки и провели испытания при скорости разрыва 500 мм/мин (ГОСТ 270-75). Далее из полимерной смеси ГСБС и ПП делали таблетки диаметром 13 мм, высотой 6 мм. Таблетки испытывали на стойкость к статической деформации сжатия при двух условиях по ГОСТ 9.029-74: 1 — температура 125 °С, длительность испытания 500 ч., 2 — температура 70 °С, длительность испытания 22 ч. Провели испытания на стойкость к маслу марки И-20 при двух условиях: 1 — в течении 163 ч при 125 °С, 2 — в течении 500 ч. при 125 °С; провели золь-гель анализ с помощью прибора Сокслета, путем экстрагирования ПП о-ксилолом при его температуре кипения.

### **Результаты и обсуждение**

В первую очередь исследовали влияние технологических параметров смешения компонентов: длительность смешения всех компонентов и длительность смешения после введения пероксида. Изменяли длительность смешения смеси ПП/ГСБС/масло с 2 до 8 мин. Результаты показали, что с 6-й минуты физико-механические свойства не изменяются, поэтому дальнейшие образцы получали при этой длительности. Смешение при более 6 минутах приводит к механодеструкции полипропилена, а при меньших длительностях ухудшается гомогенность смеси, что в общем приводит к снижению механических свойств.



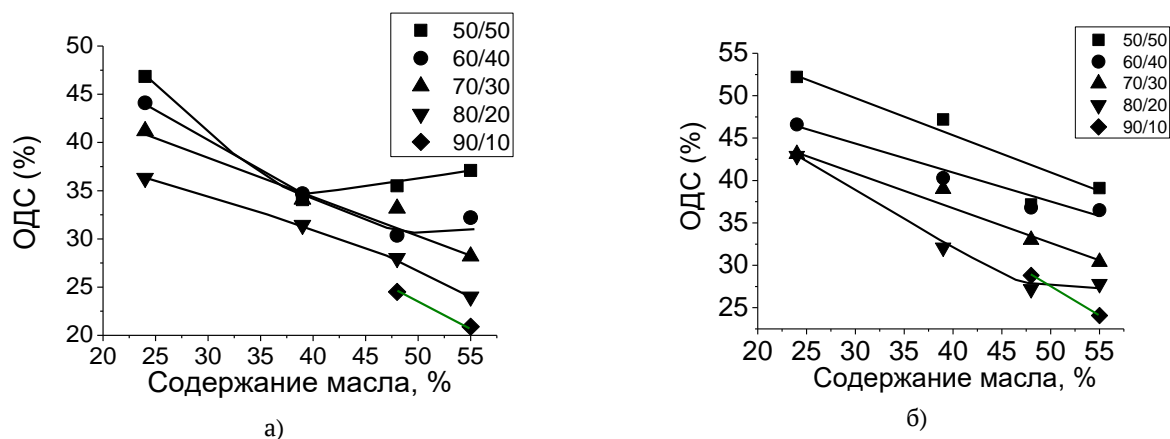


Рис. 1. Зависимость остаточной деформации сжатия (ОДС) смеси от содержания масла. На графиках обозначено различное соотношение компонентов ГСБС/ПП в мас. частях. Содержание вулканизирующих агентов: а) триаллилцианурат — 3 %, пероксид — 1,6 %, б) диметакрилат триэтиленгликоль — 3 %, пероксид — 1,6 %. Условия испытания ОДС: 70°C, 22 ч.

Таблица. Влияние длительности смешения пероксида в смеси ПП/ГСБС на ОДС.

Длительность смешения, мин	1	1,5	2	3	4	5
ОДС, %	39	37,5	35	38	39	40

Изменение длительности смешения пероксида (таблица) с 1 до 5 мин показали, что достаточно 2 мин. для получения удовлетворительных свойств остаточной деформации сжатия. Дальнейшее увеличение только снижало физико-механические свойства. Логично предположить, что это происходило из-за деструкции ПП, так как макромолекулы ПП сильно разрушаются при высоких температурах, особенно в присутствии радикалов пероксида. [2, 3].

Далее исследовали влияние соотношения полимерной пары ПП и ГСБС при динамической вулканизации (рисунок 1). Из результатов видно, что увеличение содержания масла до 55 % в смеси и доли ГСБС до 60 м. ч. приводит к снижению ОДС. Характер изменения свойств аддитивен, и снижение ОДС объясняется тем, что увеличивается доля эластичных полимерных цепей. Полимерные цепи блока этилен-пропилена ГСБС находятся в состоянии клубней и под воздействием масла сильнее раскрывает цепи, они становятся более гибкими, что так же является причиной снижения ОДС. Из результатов следует, что наименьшее значение ОДС образуется у образцов, содержащих ТАЦ, что делает его наиболее эффективным.

Однако параллельно с введением масла и увеличением доли ГСБС падает прочность (рисунки 2а и 2б) и удлинение (рисунки 2в и 2г) при разрыве, что ограничивает введение содержания масла и доли ГСБС. При большом количестве ГСБС (80–90 м. ч.) морфология смеси не является дисперсной, что в итоге приводит к неравномерному распределению нагрузки между границами полимерных фаз и вследствие чего материал разрушается.

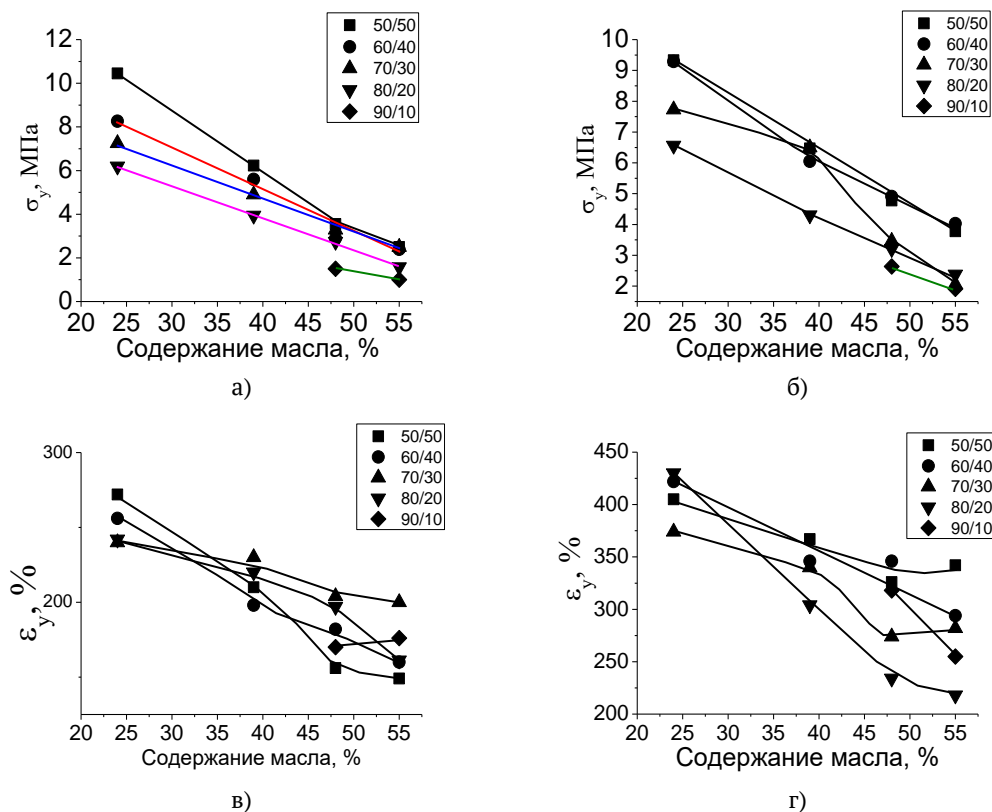


Рис. 2 Зависимость прочности при разрыве  $\sigma_y$  (а и б) и удлинения  $\epsilon_y$  (в и г) смеси от содержания масла. На графиках обозначено различное соотношение компонентов ГСБС/ПП в мас. частях. Содержание вулканизирующих агентов: а) ТАЦ — 3 %, пероксид — 1,6 %, б) ТГМ — 3 %, пероксид — 1,6 %

### Заключение

Определено, что оптимальное соотношение ПП/ГСБС/масло составляет 30/70/70 м. ч. Данная смесь показывает наиболее сбалансированные свойства между остаточной деформацией сжатия и прочностью при растяжении с удлинением и время смешения пероксида не должно превышать 2 мин. Эффективным многофункциональным мономером оказался ТАЦ, по сравнению с ТГМ.

### Список источников

- [1] **De Risi, F. R.** Effect of methacrylate co-agents on peroxide cured PP/EPDM thermoplastic vulcanizates / F. R. De Risi, J. W. M. Noordermeer // Rubber chemistry and technology. — 2006. — Vol. 80. — № 5. — P. 83–99.
- [2] **Romani, F.** Monitoring the chemical crosslinking of propylene polymers through rheology / F. Romani, R. Corrien, V. Braga, F. Ciardelli // Polymer. — 2002. — Vol. 43. — P. 1115–1131.
- [3] **Dluzneski, P. R.** Peroxide vulcanization of elastomers / P. R. Dluzneski // Rub. Chem. Technol. — 2001. — Vol. 74. — № 3. — P. 451–492.

#### 44. Лазерно-голографический контроль параметров объективов, их компонентов и элементов в инфракрасном и видимом диапазонах спектра на основе использования гиперспектрального регистрирующего модуля

А. В. Лукин<sup>1</sup>, А. Н. Мельников<sup>1</sup>, В. Ю. Москвичев<sup>2</sup>, В. В. Старцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

<sup>2</sup> АО «ОКБ «АСТРОН», Лыткарино, Россия

В докладе рассмотрены возможности лазерно-голографического контроля параметров объективов, их компонентов и элементов в инфракрасном и видимом диапазонах спектра на основе использования гиперспектрального регистрирующего модуля. Представлены результаты экспериментов, полученные на макете интерферометрического испытательного стенда, разрабатываемого в ГИПО.

*Ключевые слова:* Лазерно-голографический контроль, Объектив, Интерферометр, CO<sub>2</sub>-лазер, He-Ne-лазер, Гиперспектральный регистрирующий модуль, Интерферограмма, Функция рассеяния линии, Модуль оптической передаточной функции, Коэффициент Штреля.

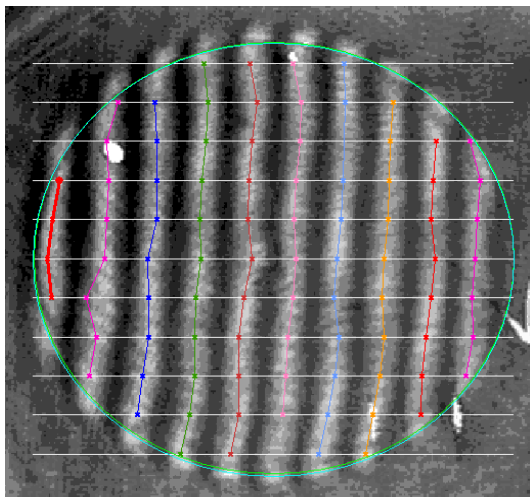
*Цитирование:* Лукин, А. В. Лазерно-голографический контроль параметров объективов, их компонентов и элементов в инфракрасном и видимом диапазонах спектра на основе использования гиперспектрального регистрирующего модуля / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, В. Ю. Москвичев, В. В. Старцев // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 230–232.

Опыт АО «НПО "ГИПО» показал, что применение неохлаждаемого микроболометрического модуля для регистрации инфракрасных интерференционных картин имеет значительное преимущество по пространственному разрешению и чувствительности по сравнению с использовавшимся ранее для этих целей пировидиконным устройством [1–3].

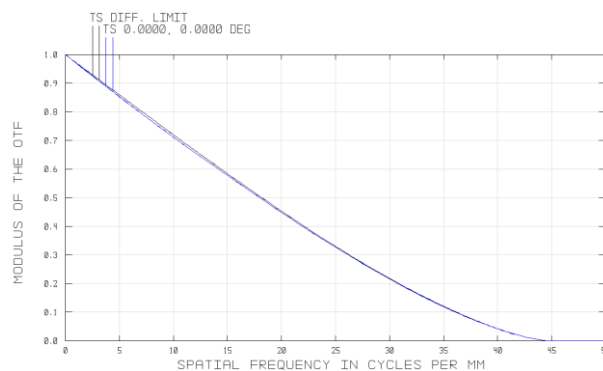
В докладе рассматриваются перспективы развития лазерно-голографической аппаратуры для контроля параметров объективов, а также их компонентов и элементов в широкой области спектра на основе применения гиперспектрального регистрирующего модуля, разрабатываемого и испытываемого совместно специалистами АО «ОКБ «АСТРОН» и АО «НПО ГИПО» с начала 2017 года, и целесообразность организации её серийного выпуска.

На рисунке 2 приведена принципиальная оптическая схема интерферометра типа Тваймана-Грина, реализованного в макете испытательного стенда АО «НПО ГИПО».

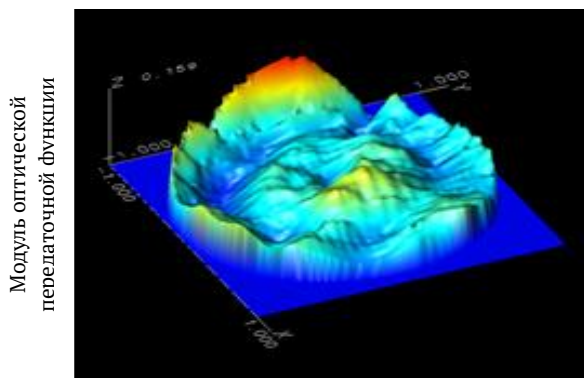
Результаты контроля в этом интерферометре оптических параметров инфракрасного объектива, разработанного и изготовленного в АО «НПО ГИПО», представлены на рисунке 1. Расшифровка интерферограмм производится с использованием специализированного программного обеспечения WinFringe (версия 7).



а) интерферограмма с оцифровкой полос  
 (кратность интерферограммы равна двум)



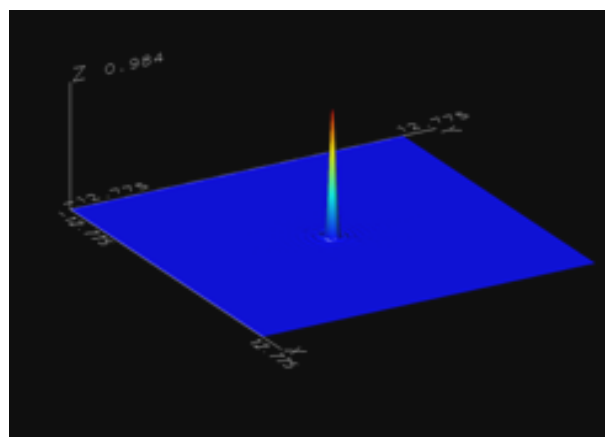
б) график модуля оптической передаточной функции



Пространственная частота  $N$ , 1/мм

в) объемный график волнового фронта (в долях длины волны  $\lambda$ , где  $\lambda = 10,6$  мкм)

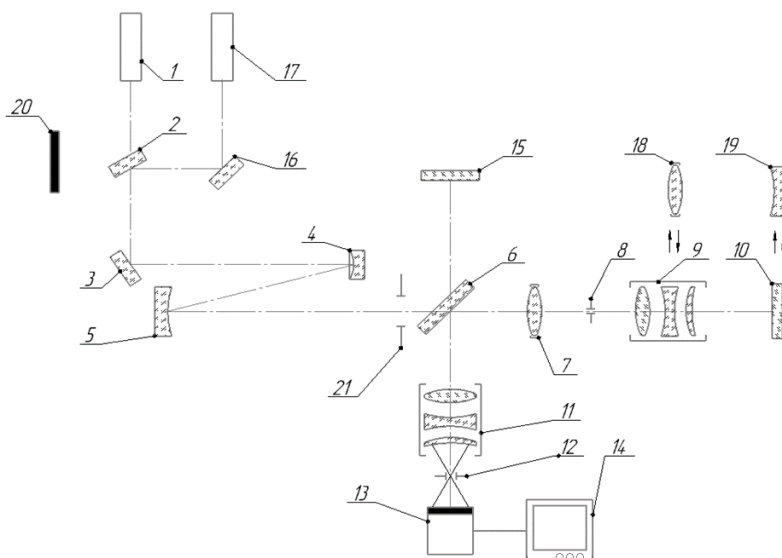
фокусное расстояние 200 мм; относительное отверстие 1:2; среднеквадратичное отклонение волнового фронта  $0,02 \lambda$  ( $\lambda = 10,6$  мкм)



г) объемный график функции рассеяния точки  
 (коэффициент Штреля равен 0,98)

Рис. 1. Результаты интерферометрического контроля инфракрасного объектива хорошего оптического качества

Применение гиперспектрального регистрирующего модуля позволяет расширить функциональные возможности контрольно-испытательной аппаратуры и повысить производительность контрольных операций.



- 1 — CO<sub>2</sub>-лазер (длина волны излучения 10,6 мкм); 2, 6 — светоделители; 3, 16 — поворотные зеркала; 4, 5 — сферические зеркала коллиматора; 7 — сменный формирующий объектив; 8, 12 — диафрагмы; 9 — испытуемый объектив; 10 — плоское образцовое зеркало (световым диаметром 300 мм); 11 — сопрягающий панкратический объектив; 13 — гиперспектральный регистрирующий модуль; 14 — персональный компьютер; 15 — плоское опорное зеркало; 17 — двухдлинноволновый He-Ne-лазер (длины волн излучения 0,6328 и 3,39 мкм); 18 — образцовый объектив (или паспортизованный синтезированный голограммный оптический элемент); 19 — вогнутое образцовое сферическое зеркало; 20 — защитный экран; 21 — ирисовая диафрагма

Рис. 2. Принципиальная оптическая схема интерферометра типа Тваймана — Грина

### Список источников

- [1] **Duchitskiy, A. S.** Laser-and-holographic complex for technological and certification control of optical elements and objectives in infrared spectral region of 3–12 μm / A. S. Duchitskiy, A. V. Lukin, S. V. Mavrin, A. N. Melnikov // Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6636. — P. 663618.
- [2] **Лукин, А. В.** Опыт использования лазерно-голографического инфракрасного интерферометра в оптическом производстве АО «НПО ГИПО» / А. В. Лукин, А. В. Берденников, С. Д. Козлов, А. Н. Мельников, А. Р. Насыров // Опτικο-электронные приборы и комплексы: Сборник тезисов докладов юбилейной научно-практической конференции, г. Красногорск, АО «Швабе», ПАО КМЗ, Общественная научно-техническая академия «Контенант», 19–20 октября 2017 г. — Красногорск: ПАО «Красногорский завод им. С. А. Зверева», 2017. — С. 199–200.
- [3] **Берденников, А. В.** Опыт применения неохлаждаемых микроболометрических модулей в системе регистрации изображений лазерно-голографического испытательного стенда / А. В. Берденников, А. В. Краснов, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Р. Миндубаев, В. В. Старцев // HOLOEXPO 2018: XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям: Тезисы докладов. — М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 211–212.

## 45. Форма осветителя как ключевой фактор при разработке методик дифракционной коррекции изображения в проекционной фотолитографии для технологий уровня 65 нм и менее

*Н. Н. Балан, В. В. Иванов, А. В. Кузовков*  
АО «НИИМЭ», Москва, Зеленоград, Россия

Статья посвящена роли подбора наилучшей формы осветителя при реализации техник повышения разрешения проекционной фотолитографии (RET). Описан принцип влияния внеосевого освещения на разрешающую способность фотолитографии, рассмотрены основные виды внеосевых осветителей, используемых в современной полупроводниковой технологии. Приведены результаты расчета оптимальной формы параметрического осветителя для слоя первого металла в перспективном технологическом процессе.

*Ключевые слова:* Проекционная фотолитография, Оптимизация формы осветителя, Дифракционная коррекция изображения, Коррекция оптической близости.

*Цитирование:* Балан, Н. Н. Форма осветителя как ключевой фактор при разработке методик дифракционной коррекции изображения в проекционной фотолитографии для технологий уровня 65 нм и менее / Н. Н. Балан, В. В. Иванов, А. В. Кузовков // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 233–241.

### Введение

Вот уже много лет возможности литографии непрерывно растут, обеспечивая в свою очередь постоянный рост быстродействия и степени интеграции устройств электронной техники.

Как известно [1], разрешающая способность проекционной фотолитографии (в данном случае имеется в виду минимальный размер полупериода печатаемых структур) может быть определена соотношением

$$F = \frac{k_1 \lambda}{NA}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны экспонирующего излучения,  $NA = n \sin \theta$  — числовая апертура объектива ( $\theta$  — апертурный угол,  $n$  — показатель преломления среды), а  $k_1$  — технологический коэффициент. В классической Релеевской формуле для разрешения оптических систем он равен 0,61 [2].

Разнообразные технические и технологические ухищрения, направленные на уменьшение коэффициента  $k_1$ , как правило, именуются в литературе термином RET (Resolution Enhancement Techniques). Использование RET позволяет добиться пропечатывания в резисте элементов с размерами значительно менее длины волны используемого излучения. К указанным методам можно отнести:

- применение внеосевого освещения;

- введение фазовых элементов на фотошаблоне;
- дифракционную коррекцию изображения или коррекцию оптической близости;
- применение многократной экспозиции.

**Внеосевое освещение**, как и **введение фазовых элементов в фотошаблон**, позволяет перестроить дифракционную картину переносимого в резист изображения с целью обеспечения попадания в объектив наибольшего количества гармоник изображения, несущих полезный сигнал («грубая» перестройка дифракционной картины).

**Дифракционная коррекция, называемая обычно коррекцией оптической близости** (Optical Proximity Correction — OPC), включает в себя набор методик, осуществляющих как изменение формы переносимых в слой резиста элементов рисунка, так и добавление на фотошаблон дополнительных элементов, заведомо меньших предела разрешения литографической установки, не прорабатываемых в резисте, но оказывающих интерференционное влияние на основные структуры рисунка («тонкая» перестройка дифракционной картины) [3].

**Многократная экспозиция** — исключительно технологический метод, состоящий в разбиении сложного рисунка на несколько более простых и впечатывании их в резист последовательно с разных фотошаблонов, при этом для каждого впечатывания при необходимости возможны индивидуальные подбор формы осветителя, введение фазовых элементов в фотошаблон и дифракционная коррекция изображения [4].

Комбинирование различных RET позволяет добиться значения  $k_1 \approx 0,2$  (или даже менее), что соответствует уровню технологии  $28 \text{ нм}$  при использовании эксимерного ArF лазера с длиной волны  $193 \text{ нм}$  и иммерсионного объектива с числовой апертурой  $NA = 1,35$ .

Реализация необходимых RET практически всегда начинается с выбора наилучшей формы осветителя, обеспечивающей оптимальную проработку всех критических структур переносимого в резист рисунка, и согласования по толщинам и показателям преломления слоев литографического стека (антиотражающие слои, резист, слои подложки).

Далее будет описан принцип влияния внеосевого освещения на разрешающую способность проекционной фотолитографии. Будут рассмотрены основные подходы, применяемые на сегодняшний день в рамках данной методики, и приведены некоторые расчеты.

## 1. Внеосевое освещение.

### Основные типы внеосевых осветителей

Как известно, бинарный фотошаблон, содержащий группу непрозрачных параллельных периодических линий с периодом  $p$ , при освещении нормально падающей плоской ТЕ-волной длины  $\lambda$  (осевое точечное освещение) формирует дифракционную картину дискретных порядков (рисунок 1), отстоящих друг от друга в плоскости пространственных частот на расстояние, пропорциональное  $1/p$ . В силу конечных размеров объектива пространственные частоты высших порядков отсекаются, что ухудшает качество воспроизводимого изображения.

Для линий достаточно малого периода наблюдается отсечка всех порядков, кроме нулевого и первых, и в этом случае нормированное распределение интенсивности излучения,

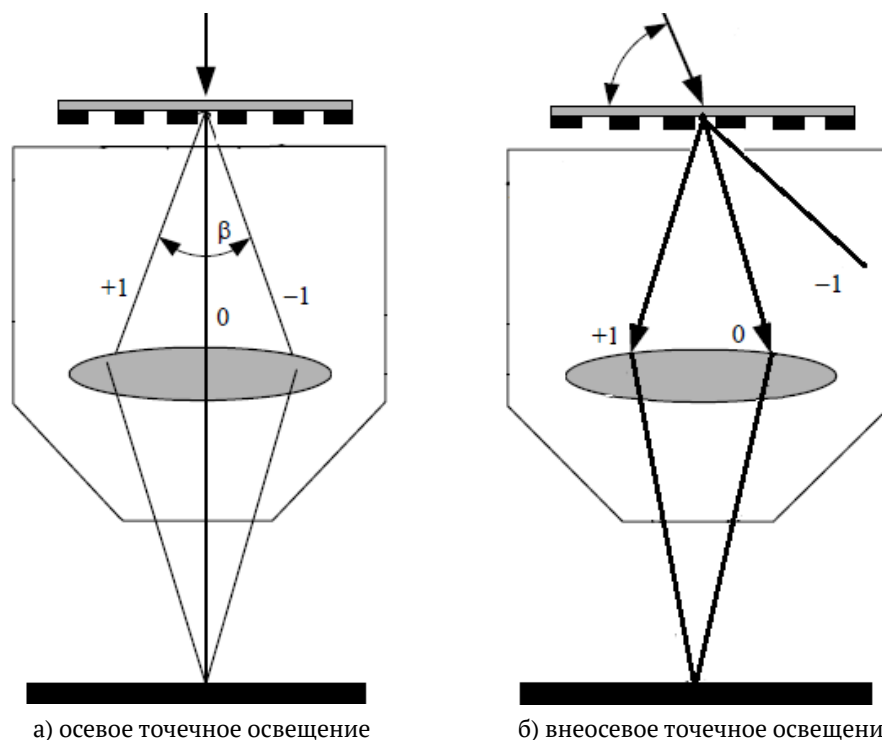


Рис. 1. К объяснению принципа внеосевого освещения фотошаблона [5]

прошедшего через объектив, в плоскости изображения дается формулой (2) [1]. Предполагается, что кратность объектива равна единице.

$$I(x) = \frac{1}{4} + \frac{2}{\pi} \cos\left(\frac{2\pi x}{p}\right) + \frac{4}{\pi^2} \cos^2\left(\frac{2\pi x}{p}\right). \quad (2)$$

Первый член правой части в (2) соответствует равномерной засветке, второй (несущий основную информационную составляющую) есть результат интерференции первых порядков с нулевым. Третий член обусловлен интерференцией первых порядков между собой и вносит в результирующее изображение гармоническую компоненту двойной частоты, повышая контраст изображения.

Пространственная частота отсечки  $\pm 1$  порядков дифракции, обусловленная конечными размерами оправы объектива, равна по модулю  $NA/\lambda$ . Таким образом, при использовании бинарного фотошаблона с осевым пространственно-когерентным (точечным) освещением разрешаемый период линий не может быть менее  $\lambda/NA$ , поскольку в этом случае изображение исчезает вовсе. Использование в этом случае внеосевого точечного освещения (рисунок 1б) позволяет добиться попадания в объектив вместе с нулевым как минимум одного из ненулевых порядков дифракции, что приводит к восстановлению полезного сигнала. Таким образом, внеосевое освещение позволяет вернуть изображение, пусть и за счет некоторой потери его контраста.

В случае использования протяженного осветителя каждый из порядков дифракции представляет собой в плоскости пространственных частот конечную область (рисунок 2а), что позволяет формировать в слое резиста изображение некоторого количества групп линий, не раз-



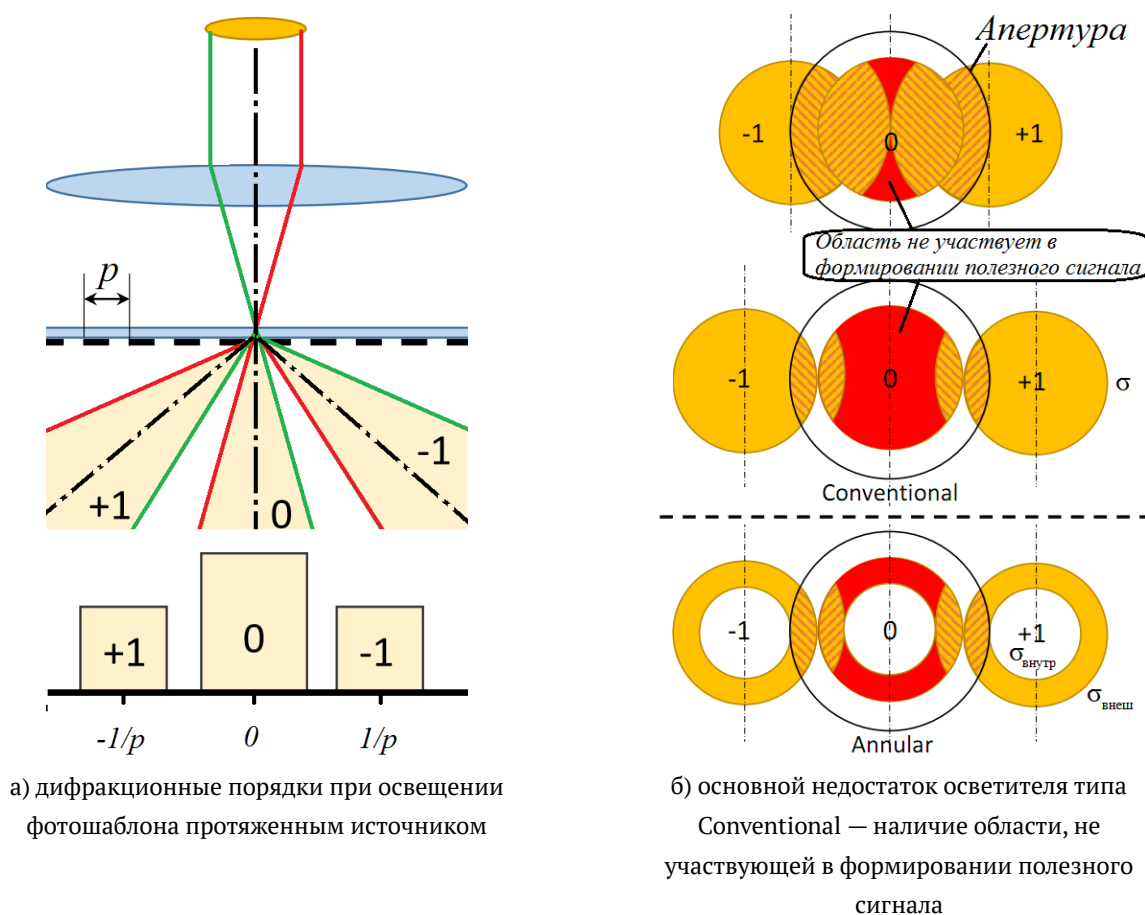


Рис. 2. Освещение фотошаблона протяженным источником [6]

решаемых литографической установкой в случае использования осевого точечного освещения и имеющих разные значения периода. Самой широко используемой формой протяженного осветителя является форма диска. Такой осветитель обычно именуется *Conventional* и характеризуется параметром

$$\sigma = \frac{n \sin \theta_{\text{осв}}}{NA} = \frac{\text{Диаметр источника}}{\text{Диаметр апертуры объектива}}, \quad (3)$$

где  $\theta_{\text{осв}}$  – угол светового конуса дифракционного порядка (рисунок 2а).

Основной недостаток такого осветителя, показанный на рисунке 2б, заключается в том, что, начиная с некоторых значений периода линий передаваемого рисунка, значительная часть площади источника перестает участвовать в формировании полезного сигнала, добавляя к изображению лишь паразитную засветку, тем самым понижая контраст передаваемого изображения. Так появились параметрические источники сложной формы, призванные в какой-то мере исправить эту проблему. Такие источники, как правило, описываются несколькими параметрами. Например, показанный на рисунке 2б кольцевой источник (или *Annular*) характеризуется параметрами  $\sigma_{\text{внешн}}$  и  $\sigma_{\text{внутр}}$ .

Некоторые более сложные параметрические источники приведены на рисунке 3.

Главная проблема таких осветителей заключается в том, что они оптимизируются для весьма ограниченного количества конфигураций передаваемого рисунка. В частности, для линий некоторых периодов глубина фокуса показывает минимальное значение, сравнимое с

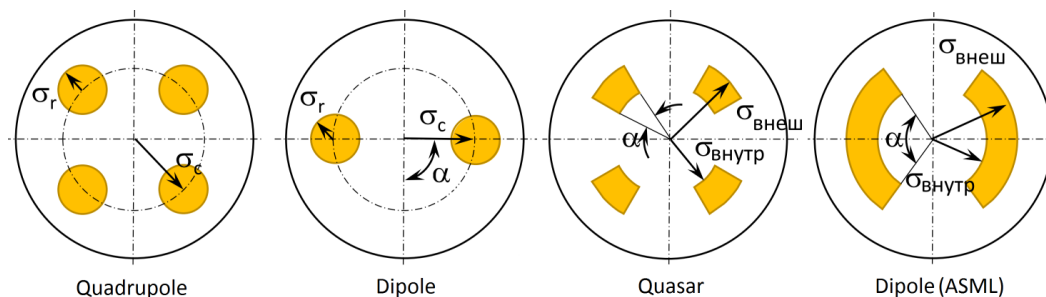


Рис. 3. Примеры параметрических осветителей

глубиной фокуса для одиночных линий, на проработку которых внеосевое освещение вообще не оказывает заметного влияния [1]. Это чревато неудовлетворительной проработкой таких линий при литографии, что вынуждает разработчиков вносить в правила проектирования изделий дополнительные требования по исключению из дизайна групповых линейчатых структур определенного периода.

Что же касается одиночных линий и прямоугольников, то для их успешной проработки в условиях освещения, оптимизированного для групповых периодических линий, в топологию схемы добавляются упомянутые ранее дополнительные элементы (так называемые SRAF — Sub-Resolution Assist Features), не прорабатываемые в резисте из-за своего небольшого размера, но оказывающие влияние на картину дифракции, приближая ее к случаю дифракционной картины, формируемой групповыми периодическими линейчатыми структурами.

В последние годы для полупроводниковой технологии современного уровня (65–28нм), использующей литографические установки на основе эксимерных ArF лазеров с длиной волны 193 нм, подобный подход сталкивается все с большими затруднениями, поскольку дизайн изделий становится более сложным, а технологические процессы более дорогими. В связи с этим для технологов становится целесообразным избегать сложных операций формирования приборных слоев, включающих в себя несколько литографий (упомянутое ранее многократное впечатывание или процессы с жесткой маской), удешевляя технологический процесс и уменьшая время, затрачиваемое на изготовление изделия. Эту задачу существенно облегчает применение наборных пиксельных осветителей, которыми в настоящее время комплектуются установки проекционной оптической литографии, предназначенные для продвинутых уровней технологии [7].

На рисунке 4 изображен степпер-сканер TWINSCAN NXT:1970Ci, содержащий наборную систему освещения произвольной формы FlexRay на основе микрозеркал (рисунок 4б).

Форму подобного осветителя можно оптимизировать для множества элементов топологии критического слоя, добившись значительного улучшения суммарного процессного окна [8].

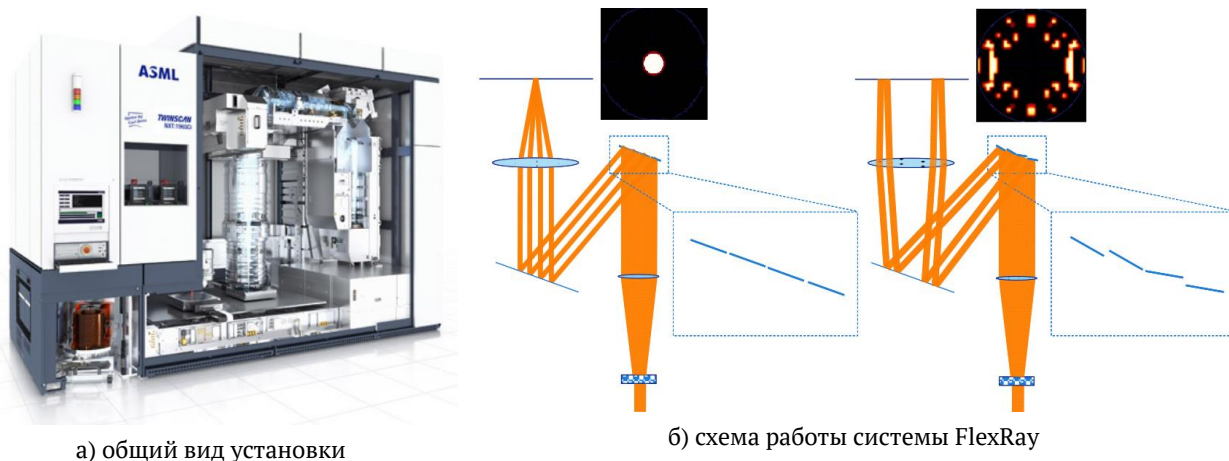
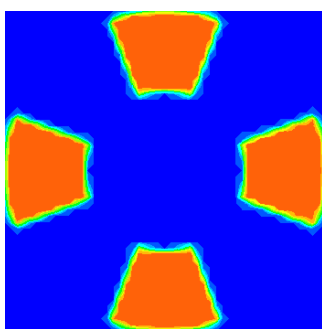


Рис. 4. Степпер-сканер TWINSCAN NXT:1970Ci



Quasar, ориентация Cross, угол выреза  $40^\circ$ ,  $\sigma_{\text{Внешн}} = 1$  и  $\sigma_{\text{Внутр}} = 0,5$

Рис. 5. Начальная форма осветителя

### 3. Подбор оптимальных параметров параметрического осветителя для слоя медной коммутации по анализу воздушного изображения

В рамках данной работы решалась задача подбора оптимальной формы параметрического источника для слоя первого металла в перспективном технологическом процессе. Тон фотошаблона предполагался темным, ширина элемента 50 нм, наиболее часто используемый период линий 100 нм.

В качестве исходной формы осветителя была выбрана конфигурация Quasar с ориентацией Cross (рисунок 5) в предположении того, что топология состоит преимущественно из вертикальных и горизонтальных линейчатых структур. Начальные  $\sigma_{\text{Внешн}}$  и  $\sigma_{\text{Внутр}}$  равны соответственно 1 и 0,5. Начальный угол выреза —  $40^\circ$ .

Предполагается использовать иммерсионную среду с показателем преломления 1,44, а также ослабляющий фазовый ФШ с коэффициентом пропускания темных областей 0,06 и вращением фазы  $180^\circ$ . Рабочая длина волны  $\lambda = 193$  нм.

Метрикой качества воздушного изображения в литографии является так называемая *нормированная логарифмическая крутизна интенсивности* или *NILS* (Normalized Intensity Log-Slope), определяемая выражением:

$$NILS = \frac{w}{l} \frac{dl}{dx} = w \frac{d(\ln I)}{dx}, \quad (4)$$

IV. Голограммные и дифракционные оптические элементы,  
компьютерно-синтезированные голограммы, метаматериалы и плазмонные структуры

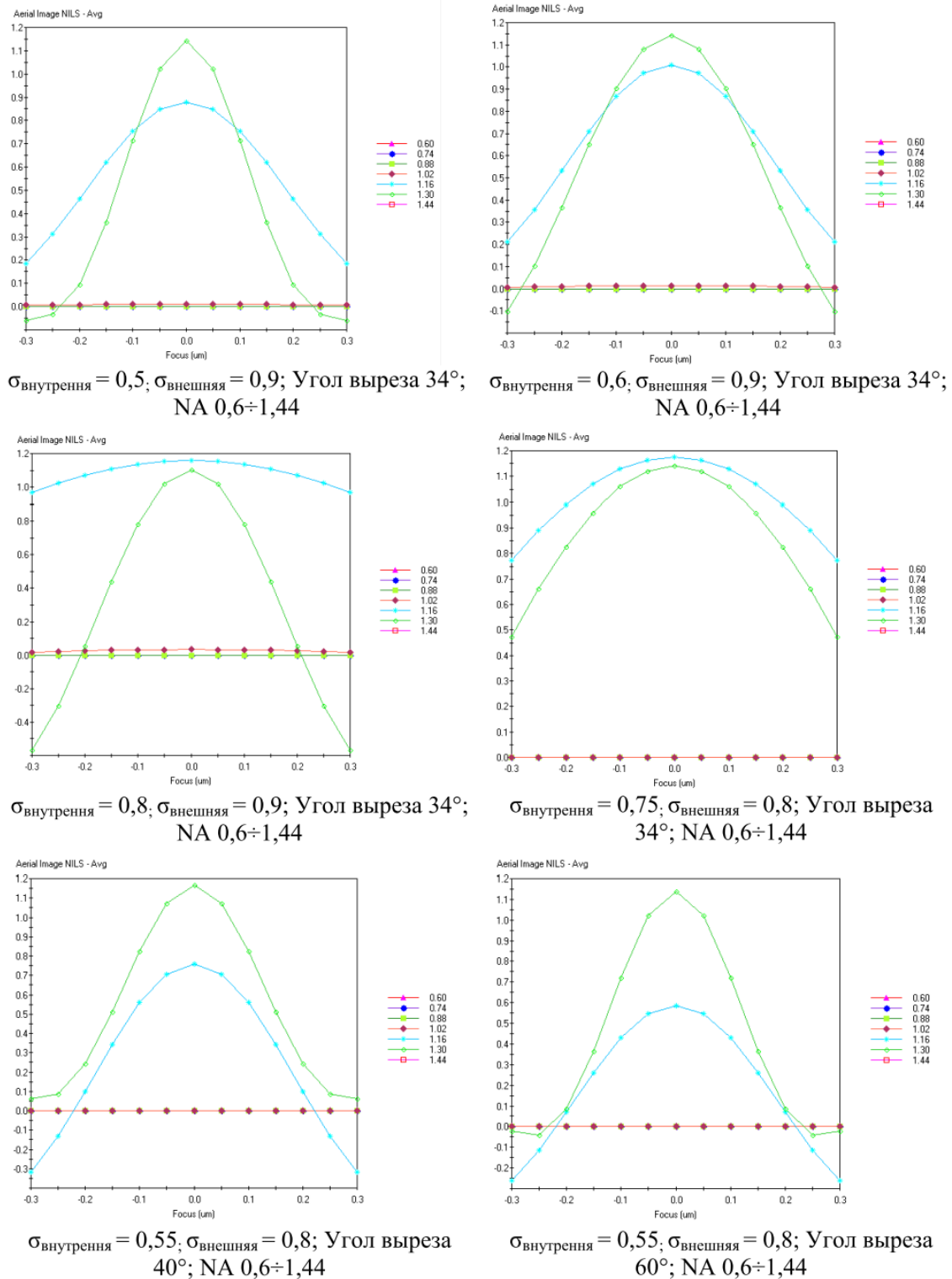


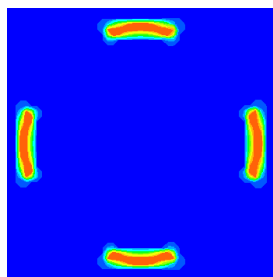
Рис. 6. Зависимости Nils от дефокуса для различных значений числовой апертуры и параметров осветителя

где  $w$  — характерная величина структуры, а производная берется на ее границе.

В качестве критерия оптимизации используется величина

$$A = \int_{F_{\min}}^{F_{\max}} Nils(f)df = \max, (5)$$

выступающая аналогом ширины процессного окна при рассмотрении воздушного изображения. Интегрирование производится от  $F_{\min} = -0,2$  мкм до



Quasar, ориентация Cross, угол выреза  $34^\circ$ ,  $\sigma_{\text{Внешн}} = 0,9$  и  $\sigma_{\text{Внутр}} = 0,8$

Рис. 7. Оптимизированная форма осветителя

$F_{\text{max}} = 0,2$  мкм. На рисунке 6 показаны некоторые зависимости  $NILS$  от дефокуса при разных значениях числовой апертуры и параметров осветителя. Из показанных зависимостей видно, что оптимальными параметрами оптической системы являются  $NA = 1,16$ ;  $\sigma_{\text{Внешн}} = 0,8$ ;  $\sigma_{\text{Внутр}} = 0,9$ ; Угол выреза —  $34^\circ$ . Оптимизированная форма осветителя изображена на рисунке 7.

### Заключение

Выбор формы осветителя является важнейшим элементом процедуры повышения разрешающей способности проекционной фотолитографии, реализуемым, как правило, в первую очередь, на основе анализа формируемого воздушного изображения периодических структур топологии литографического слоя.

Для решения задачи оптимизации формы параметрического источника целесообразно использовать зависимость  $NILS$  от фокуса, добиваясь максимума интегрального параметра  $A = \int_{F_{\text{min}}}^{F_{\text{max}}} NILS(f)df$  при варьировании параметров источника.

Открытым остаётся вопрос об оптимизации формы наборного источника для всех критических структур топологии изделия в связке с коррекцией их геометрии, что является темой для отдельной работы.

### Список источников

- [1] **Макк, С.** Fundamental Principles of Optical Lithography. The Science of Microfabrication / Chris Mack. — Wiley, 2008. — 534 p.
- [2] **Сейсян, Р. П.** Нанолитография в микроэлектронике (Обзор) / Р. П. Сейсян // Журнал технической физики. — 2011. — Том 81. — № 8. — С. 1–14.
- [3] **Балан, Н. Н.** Технологии дифракционной коррекции изображения в разработке фотошаблонов для УФ фотолитографии / Н. Н. Балан // Голография. Наука и практика XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: тезисы докладов. — Общество с ограниченной ответственностью «Микро и наноголографические системы», 2017. — С. 169–175.
- [4] **Wei, Y.** Advanced Processes for 193-nm Immersion Lithography / Y. Wei, R. L. Brainard. — SPIE Press, 2009.
- [5] **Макарчук, В. В.** Методы литографии в наноинженерии / В. В. Макарчук, И. А. Родионов, Ю. Б. Цветков. — М.: Изд. МГТУ им. Баумана, 2011. — 174 с.

- [6] **Красников, Г. Я.** Проблемы и перспективы развития методов коррекции оптической близости для современных уровней технологии / Г. Я. Красников, Д. В. Синюков // Труды научного совета РАН «Фундаментальные проблемы элементной базы информационно-вычислительных и управляющих систем и материалов для ее создания». — 2019. — Том 1. — № 3. — С. 17–22.
- [7] **Bekaert, J.** Scanner matching for standard and freeform illumination shapes using FlexRay / J. Bekaert, J. T. N. L. van Look, K. D'havé, B. Laenens, G. Vandenberghe, P. van Adrichem, W. Shao, J. Ghan K. Schreel, J. Bekaert // Proc. of SPIE. — 2011. — Vol. 7973 — P. 7973–7973-12. — DOI:10.1117/12.881607.
- [8] **Zhang, D.** Source mask optimization methodology (SMO) and application to real full chip optical proximity correction / D. Zhang, G. Chua, Y. Foong, Y. Zou, S. Hsu, S. Baron, M. Feng, H.-Y. Liu, Z. Li, J. Schramm, T. Yun, C. Babcock, B. I. Choi, S. Roling, A. Navarra, T. Fischer, A. Leschok, X. Liu, W. Shi, J. Qiu, R. Dover // Optical Microlithography XXV. Proc. of SPIE. — 2012. — Vol. 8326 — P. 83261V. — DOI:10.1117/12.916614.

## 46. Усовершенствованный алгоритм расчета допусков в системах спектрографов с объемно-фазовыми голограммными решетками

*М. К. Бакшаев<sup>1</sup>, И. А. Гуськов<sup>1, 2</sup>, Э. Р. Муслимов<sup>1, 3</sup>, А. Н. Мельников<sup>2</sup>, А. Р. Гильфанов<sup>1, 2</sup>*

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

<sup>2</sup> АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

<sup>3</sup> Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

В настоящем исследовании рассматривается алгоритм расчета допусков спектрографов со сложным диспергирующим узлом. Разработанный алгоритм и реализующие его программные средства позволяют включить данные о дифракционной эффективности в процесс анализа допусков. Особенности применения данного алгоритма продемонстрированы на примере спектрографа с мозаичным диспергирующим устройством. Он обеспечивает спектральное разрешение 0,78–1,25 нм в области 325–1000 нм при дифракционной эффективности решеток от 74,3 до 99,7 %. Однако включение в анализ требований к дифракционной эффективности подразумевает повышение точности изготовления и сборки как диспергирующего узла, так и линзовой части.

*Ключевые слова:* Объемно-фазовые голограммы, Спектрограф, Расчет допусков, Дифракционная эффективность.

*Цитирование:* Бакшаев, М. К. Усовершенствованный алгоритм расчета допусков в системах спектрографов с объемно-фазовыми голограммными решетками / М. К. Бакшаев, И. А. Гуськов, Э. Р. Муслимов, А. Н. Мельников, А. Р. Гильфанов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 242–247.

### Введение

Объемно-фазовые голограммные решетки (также часто используется аббревиатура VPН — volume-phase hologram) широко известны благодаря своей высокой дифракционной эффективности и относительной простоте изготовления решетки с заданными параметрами. Также они характеризуются высокой угловой и спектральной селективностью [1]. С одной стороны, это позволяет создавать оптические схемы с улучшенными характеристиками и новыми функциональными возможностями, с другой стороны, эти свойства должны быть тщательно учтены при выполнении проектирования и анализа.

При проектировании спектрографов на базе объемно-фазовых голограммных решеток следует учитывать указанные особенности на различных этапах проектирования. Во-первых, параметры решетки и параметры схемы ее работы влияют как на качество изображения, так и на дифракционную эффективность (ДЭ). Поэтому при определении номинальных парамет-

ров необходимо объединять два цикла оптимизации. Во-вторых, любое отклонение от номинальных параметров приведет к снижению как качества изображения, так и эффективности. Соответственно, при определении допусков также необходимо проводить два цикла расчетов.

Ранее нами была рассмотрена процедура проектирования спектрографа со сложным диспергирующим узлом на основе объемно-фазовых голограммных решеток [2]. Экспериментальное исследование оптической системы спектрографа выявило необходимость анализа допусков с одновременным учетом параметров схемы и параметров голографической структуры решетки. Однако такой анализ не может быть выполнен с помощью стандартных программных средств. Таким образом, основная цель настоящего исследования — разработать алгоритм расчета допусков для схем с объемно-фазовыми решетками и создать специализированные программные средства для его реализации.

### 1. Алгоритм расчета

Разрабатываемый алгоритм расчета допусков должен позволять учитывать изменение дифракционной эффективности объемно-фазовых решеток. Кроме того, как было указано выше, основной областью его применения является проектирование сложных диспергирующих узлов. Эти обстоятельства не позволяют использовать известные методики и стандартные программные инструменты для расчета.

Во-первых, для реализации требуемого алгоритма необходимо учесть параметры голографической структуры решетки при трассировке лучей. Технически этот пункт реализуется путем создания пользовательского типа поверхности в пакете программ для оптических расчетов. В данном случае была создана пользовательская библиотека \*.dll для задания толщины голографической структуры, глубины модуляции показателя преломления и наклона полос решетки при моделировании в среде Zemax. В остальных отношениях поверхность идентична классической дифракционной решетке.

Во-вторых, необходимо внести расчеты дифракционной эффективности в процедуру моделирования спектрографа. В рамках данного исследования используются аналитические соотношения теории связанных волн Когельника [3]. Программная реализация вычислений эффективности в Zemax требует создания подпрограммы-макроса. Макрос использует данные трассировки лучей и параметры голографической структуры, заданные с помощью пользовательской поверхности для вычисления дифракционной эффективности.

Вычисленные значения могут быть использованы для расчета оценочной функции. Оценочная функция аналогична функции, используемой в [4]. В данном случае она имеет вид

$$f = \begin{cases} \sum_{j=1}^p \sum_{k=1}^q w_{jk} \Delta \rho_{jk}, & \eta_i > \eta_{\text{lim } i}, \\ \sum_{j=1}^p \sum_{k=1}^q w_{jk} \Delta \rho_{jk} + \sum_{i=1}^s |\eta_i - \eta_{\text{lim } i}|, & \eta_i \leq \eta_{\text{lim } i}, \end{cases} \quad (10)$$

где  $\Delta \rho$  — поперечная аберрация луча,  $\eta$  — дифракционная эффективность,  $w$  — весовой коэффициент, Вычисление проводится для  $p \times q$  точек зрачка и  $s$  длин волн. При этом ограничение на дифракционную эффективность учитывается только при переходе через заданное критическое значение  $\eta_{\text{lim}}$ .



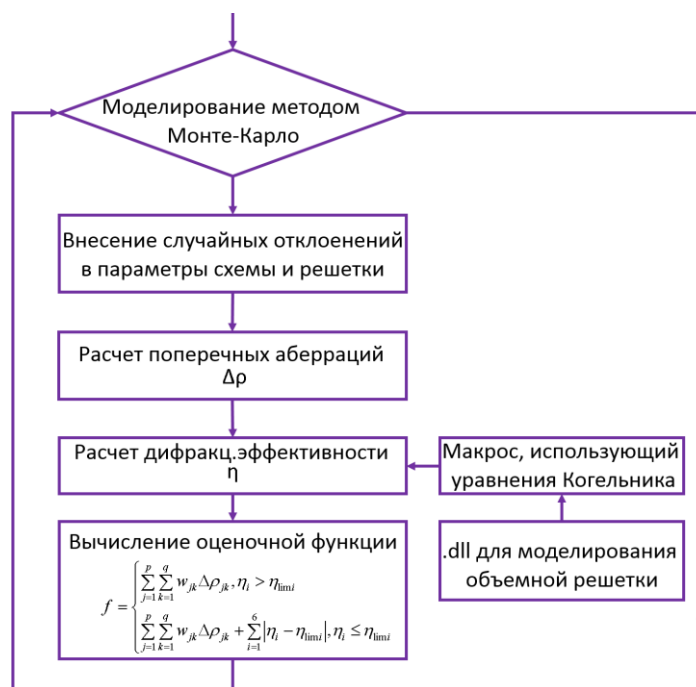


Рис. 1. Блок-схема алгоритма расчета допусков

Таблица 1. Основные оптические характеристики спектрографа.

Параметр	Значение
Спектральный диапазон, нм	375–625 и 600–1000
Фокусное расстояние объективов, мм	100
Относительное отверстие объектива (канала)	1:4 (1:8)
Размер фотоприемника, мм	24 × 2

Алгоритм расчета показан в виде блок-схемы на рисунке 1.

Оценочная функция (1) используется как критерий качества при анализе допусков методом Монте-Карло. В заданных диапазонах генерируются случайные отклонения параметров схемы и структуры решетки. Проводится вычисление aberrаций и дифракционной эффективности и, далее, значения оценочной функции. Допустимым считается повышение значения оценочной функции на 10 %. Из практических соображений достаточно получить вероятность > 80 % выполнения данного требования по результатам моделирования методом Монте-Карло.

## 2. Пример расчета

В качестве примера рассмотрим спектрограф с мозаичным диспергирующим элементом, состоящим из двух объемно-фазовых решеток. Подробно данная оптическая схема описана в [5]. Такая схема наиболее наглядна в контексте данного исследования, поскольку объединение двух каналов требует повышения точности изготовления и сборки. Основные характеристики оптической схемы спектрографа представлены в Таблице 1.

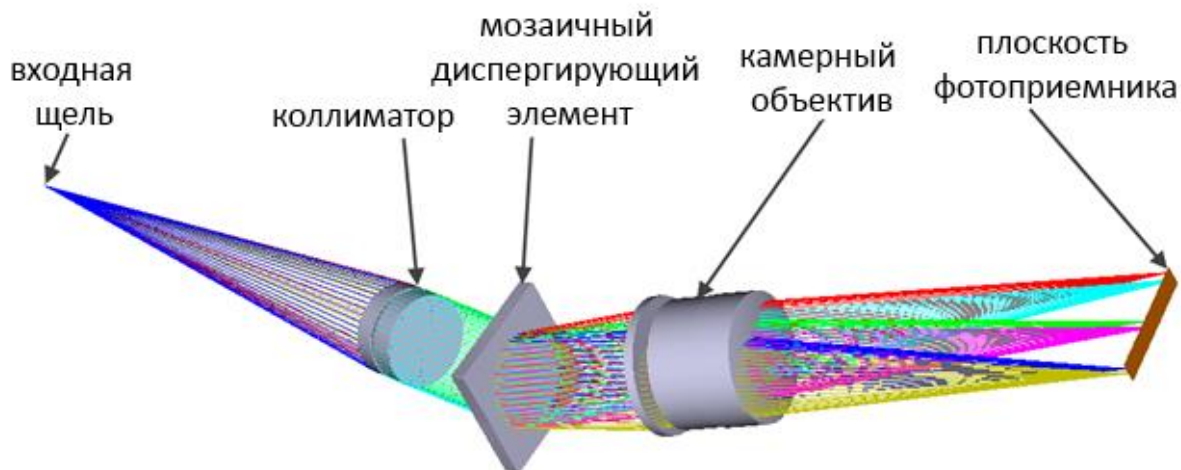


Рис. 2. Общий вид оптической схемы спектрографа с мозаичным диспергирующим элементом.

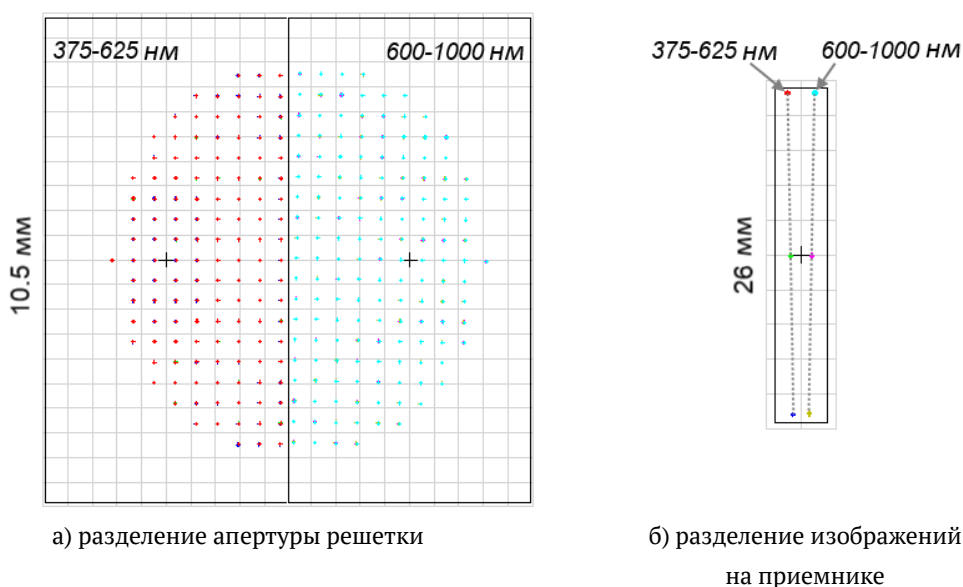


Рис. 3. Пространственное разделение каналов

Оптическая схема, разработанная для этих исходных данных, показана на рисунке 2. Спектрограф состоит из входной щели, коллиматора, мозаичного диспергирующего узла ВРН, камерного объектива и фотоприемника. Входная щель должна иметь относительно небольшую высоту, чтобы избежать наложения двух спектральных изображений. Коллиматор представляет собой несклеенный двухлинзовый объектив, в качестве камерного используется объектив типа Тессар.

Мозаичный диспергирующий узел представляет собой две объемно-фазовые решетки, нанесенные на одну поверхность. Частота штрихов каждой из решеток выбрана таким образом, что для заданных рабочих спектральных диапазонов и общего угла падения углы дифракции совпадают. Это позволяет использовать для двух поддиапазонов те же камеру и кол-

Таблица 2. Допуски на параметры дифракционных решеток

Геометрические параметры		Параметры голографической структуры	
Разворот, угл. мин.	1,2	Частота штрихов, мм <sup>-1</sup>	2,2
Форма поверхности, доля длины волны	0,25	Толщина, мкм	1
Показатель преломления × 10 <sup>-3</sup>	1	Разворот полос, угл. мин.	18
Число Аббе	5	Глубина модуляции	0,001

Таблица 3. Допуски на параметры дифракционных решеток

Параметр	Значение	Значение
	без учета ДЭ	с учетом ДЭ
Толщина, мкм	15	5
Радиус, инт. полос	3	1
Наклон, угл. мин.	0,6	0,6
Центрировка, мкм	5	5
Качество поверхности, доля длины волны	0,125	0,07
Показатель преломления × 10 <sup>-3</sup>	1	0,5
Число Аббе	2	1

лимент. Разделение спектральных изображений на фотоприемнике достигается за счет введения небольшого относительного разворота двух решеток. Схема разделения апертуры и спектрального изображения показана на рисунке 3.

Компьютерное моделирование показало, что в данной схеме достигается спектральное разрешение 0,78 нм в области 375–625 нм и 1,25 нм в области 600–1000 нм. При этом дифракционная эффективность двух решеток для неполяризованного излучения изменяется в пределах 73,4–99,0 % и 79,7–99,7 %, соответственно.

Результаты расчета допусков, проведенного по разработанному алгоритму, приведены в Таблице 2.

Расчеты показали, что допуски на расположение решетки и параметры подложки остаются относительно широкими при включении в расчет показателей дифракционной эффективности. При этом допуски на параметры голографической структуры довольно жесткие. Это означает, что при записи решеток следует использовать специальные средства контроля и измерения.

Аналогично, наиболее жесткие допуски для линзовой части схемы представлены в Таблице 3.

Видно, что более жесткими становятся допуски на геометрические параметры линзовой части системы, кроме центрировки и разворота.

### Заключение

В настоящем исследовании был разработан и реализован алгоритм расчета допусков для спектрографов со сложными диспергирующими узлами на основе объемно-фазовых голограммных решеток. Алгоритм позволяет одновременно учитывать показатели качества изображения и дифракционной эффективности.

Работа алгоритма продемонстрирована на примере схемы спектрографа с мозаичным диспергирующим узлом. Показано, что включение в анализ требований к дифракционной эффективности подразумевает повышение точности изготовления и сборки как диспергирующего узла, так и линзовой части.

### Список источников

- [1] **Caulfield, H. J.** Handbook of optical holography / H. J. Caulfield. — New York: Academic Press, 1979. — P. 587–595.
- [2] **Muslimov, E.** Experimental study of an advanced concept of moderate resolution holographic spectrograph / E. Muslimov, N. Pavlycheva, G. Valyavin et al. // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. — 2018. — Vol. 130. — P. 075001.
- [3] **Kogelnik, H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — P. 2909.
- [4] **Muslimov, E. R.** Transmission holographic grating with improved diffraction efficiency for a flat-field spectrograph / E. R. Muslimov // Proc. of SPIE. — 2013. — Vol. 8787. — P. 87870B.
- [5] **Melnikov, A. N.** Modelling and tolerance analysis of volume-phase gratings in complex dispersive units / A. N. Melnikov, M. K. Bakshaev, E. R. Muslimov, I. A. Guskov // Proc. of SPIE. — 2019. — Vol. 11057. — P. 110571O.

## 47. Использование голограммных поляризаторов для определения дефектов стекла шлирен методом

*Н. К. Павлычева, Н. А. Петрановский, В. Л. Газизова, А. И. Ганиева*

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева —  
КАИ, Казань, Россия

В докладе описана установка, позволяющая исследовать дефекты стекла шлирен методом. Установка содержит осветитель, ирисовую диафрагму, вогнутое сферическое зеркало диаметром 250 мм и радиусом кривизны 1250 мм. Исследуемый образец стекла устанавливается перед сферическим зеркалом. Его изображение регистрируется видеокамерой и передается в ноутбук. Для расширения возможностей шлирен метода в установку включены голограммные поляризаторы, что позволило определять в стекле не только наличие свилей, но и обнаруживать остаточные внутренние напряжения.

*Ключевые слова:* Голограммные поляризаторы, Дефекты стекла, Теневой шлирен метод.

*Цитирование:* Павлычева, Н. К. Использование голограммных поляризаторов для определения дефектов стекла шлирен методом / Н. К. Павлычева, Н. А. Петрановский, В. Л. Газизова, А. И. Ганиева // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 248–252.

### Введение

Теневые приборы применяются для исследования неоднородности в прозрачных средах. При исследовании прозрачных и слабо окрашенных стекол используют теневой шлирен метод [1]. Этот метод позволяет либо рассматривать на экране, либо регистрировать изображение стекла в виде контрастных теневых картин (полос, закалочных пятен), показывающих колебания оптической плотности света при прохождении его через толщину стекла. Отклонение лучей света может быть вызвано изменением показателя преломления света (химическая свиль) или изменением толщины стекла (термическая свиль или свиль, вызванная деформацией слоистой структуры стекла). При наличии в исследуемом образце стекла двойного лучепреломления появляются искривления и изменение окрашенности в изображении полос, вызванные различными видами свилей. Кроме того, двойное лучепреломление в стекле характеризует остаточные внутренние напряжения (натяжения), появляющиеся при остывании стекла. Остаточные напряжения влияют на механическую прочность стекла, а так как листовое стекло используется в строительстве зданий, то определение напряжений в стекле актуально. Использование поляризаторов расширяет возможности теневых приборов, т. к. позволяет обнаружить не только неоднородности в стекле (свили), но и остаточные внутренние напряжения [2]. Голограммные дифракционные решетки — поляризаторы (назовем их для краткости голограммными поляризаторами) являются высокоэффективными линейными поляризаторами для широкого диапазона длин волн (от средней ИК-диапазона спектра до

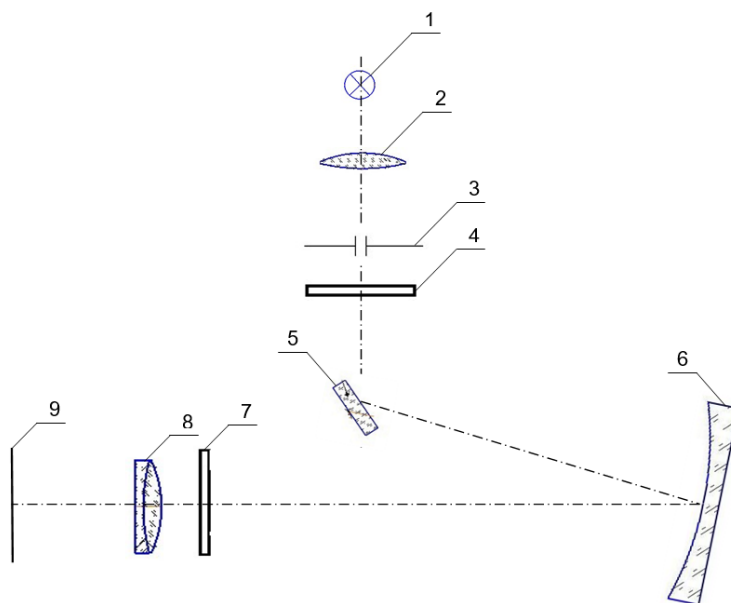


Рис. 1. Оптическая схема установки для исследования дефектов стекла

радиоволн) и обладают высокими физическими и эксплуатационными характеристиками [3]. Их поляризующая способность достигает 99 % и выше, а коэффициент пропускания до 0,9 от пропускания подложки, на которой они изготовлены. При работе в приборах они, в отличие от других поляризаторов, нечувствительны к углу падения излучения и могут успешно работать в сходящихся и расходящихся потоках излучения. Они имеют сравнительно малый вес и малую толщину. Их используют в видимой области спектра в офтальмологических приборах и поляризационных микроскопах. Голограммный поляризатор можно рассматривать как анизотропно проводящую плоскость, проводимость которой в направлении, параллельном проводникам, почти не отличается от проводимости сплошной металлической поверхности, а в направлении, перпендикулярном проводникам, она равна нулю. Электромагнитная волна, падающая на решётку, стремится возбудить в ней ток, направление которого совпадает с направлением электрического вектора падающей волны. Поэтому для волн с колебанием электрического вектора, параллельным проводникам, она ведёт себя, как проводник, т. е. отражает упавшее на неё излучение, а для волн с колебанием электрического вектора, перпендикулярным проводникам, она ведёт себя как прозрачный диэлектрик.

### Исследование дефектов стекла

Наиболее распространены теневые приборы, обеспечивающие установку образцов в параллельном ходе лучей. Оптическая схема классического шликерного прибора содержит источник излучения, конденсор, коллиматорный и приемный объективы. Разработанная нами установка является квази-шликерной — в ней в качестве коллиматорного и приемного объективов используется одно сферическое зеркало с радиусом кривизны 1250 мм и диаметром 250 мм, в центре кривизны которого установлена ирисовая диафрагма. Принципиальная оптическая схема установки приведена на рисунке 1. В состав установки входят источник излучения 1, конденсор 2, ирисовая диафрагма 3, поляризатор 4, плоское зеркало 5, сферическое

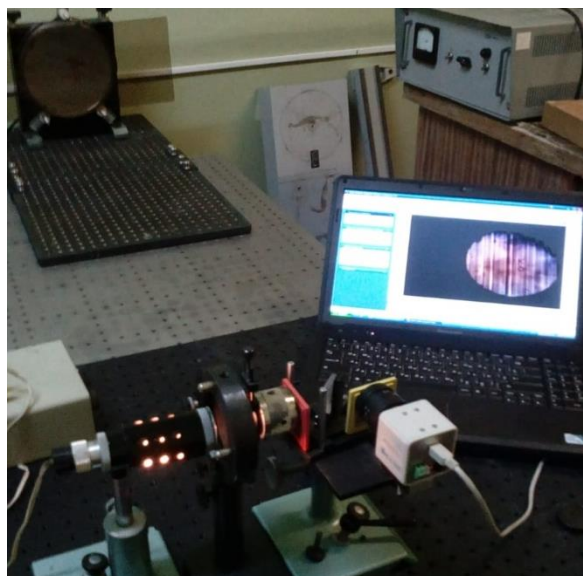


Рис. 2. Общий вид установки для исследования дефектов стекла

зеркало 6, анализатор 7, объектив видеокамеры 8, плоскость фокусировки 9. Исследуемый образец устанавливается перед сферическим зеркалом. В качестве источника излучения с конденсором использовался стандартный осветитель, входящий в комплект оптической скамьи ОСК-2.

В качестве поляризатора и анализатора использованы голограммные дифракционные решетки-поляризаторы ( $\nu = 4000 \text{ мм}^{-1}$ ) из комплекта голограммных оптических элементов, разработанного в рамках проекта «Разработка учебно-методического лабораторного комплекса «Основы дифракционной оптики и голографии» для довузовского, вузовского и послевузовского уровней подготовки» по госконтракту № 02.740.11.0557 от 22.03.10 [3]. Представленная установка позволяет качественно оценить разность хода, которая характеризует остаточные внутренние напряжения по интерференционной окраске наблюдаемой картины, т. е. установка работает как полярископ. Если после поляризатора ввести одноволновую фазовую пластинку, а перед анализатором — четвертьволновую пластинку, появляется возможность количественной оценки по разности хода обыкновенного и необыкновенного лучей. В качестве приемника излучения использована цветная телевизионная 2-х мегапиксельная видеокамера VEC-245-USB, соединенная с персональным компьютером. В камере использован объектив с фокусным расстоянием 40 мм, который проектирует изображение исследуемого образца стекла на фотоприемник. На рисунке 2 представлен внешний вид установки.

Для исследования были использованы следующие образцы стекла:

- оптическое стекло без дефектов,
- оптическое стекло со свиями,
- оптическое стекло со свиями и внутренними натяжениями,
- листовое стекло со свиями,
- листовое стекло со свиями и внутренними натяжениями.





а) без голограммных поляризаторов



б) с голограммными поляризаторами

Рис. 3. Оптическое стекло без дефектов

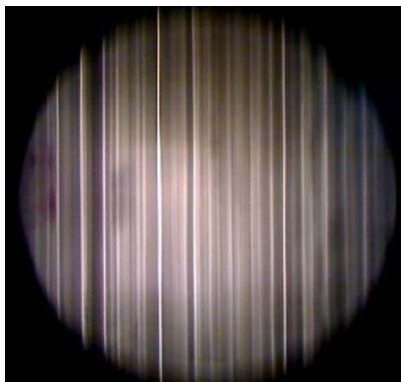


а) внутренние натяжения

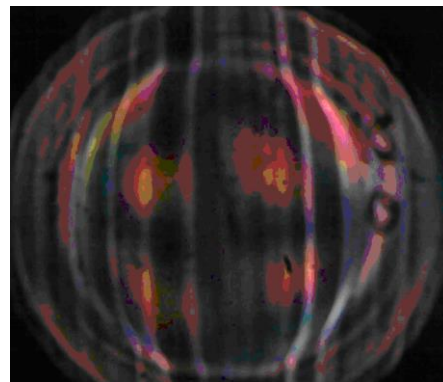


б) свили и внутренние натяжения

Рис. 4. Оптическое стекло с дефектами



а) свили



б) свили и внутренние натяжения

Рис. 5. Листовое стекло с дефектами

На рисунке 3 приведены изображения образцов оптического стекла, не имеющего свилей и внутренних натяжений. Установка голограммных поляризаторов привела лишь к уменьшению освещенности изображения. На рисунках 4–5 представлены результаты исследования стекла, имеющего дефекты, при введении в оптическую схему голограммных поляризаторов.

На рисунке 4 приведены изображения образцов оптического стекла, имеющего дефекты. На рисунке 4а представлено изображение образца оптического стекла со свиллями, на рисунке 4б — со свиллями и внутренними натяжениями. На рисунке 5 приведены изображения



образцов листового стекла, имеющего дефекты. На рисунке 5а представлено изображение образца листового стекла со свиллями, на рисунке 5б — со свиллями и внутренними напряжениями.

### **Заключение**

Таким образом, использование голограммных поляризаторов в установке для исследования дефектов стекла теньвым методом позволило не только определять наличие свиллей, но и качественно оценить остаточные внутренние напряжения в стекле.

### **Список источников**

- [1] **Дубовик, А. С.** Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов — М.: Наука. — 1964. — 468 с.
- [2] **Белозеров, А. Ф.** Оптические методы визуализации газовых потоков — Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та. — 2007. — 747 с.
- [3] **Вендеревская, И. Г.** Основы дифракционной оптики и голографии / И. Г. Вендеревская, А. В. Лукин, А. Н. Мельников и др. под ред. Н. К. Павлычевой — Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та. — 2011. — 188 с.

## 48. Запись дифракционных оптических элементов на поверхности ФТР-стекла фемтосекундным лазером

Д. В. Кузьмин<sup>1</sup>, В. Ю. Железнов<sup>1</sup>, С. Б. Одинокоев<sup>1</sup>, А. Ю. Бетин<sup>1</sup>, Н. В. Никоноров<sup>2</sup>,  
С. А. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

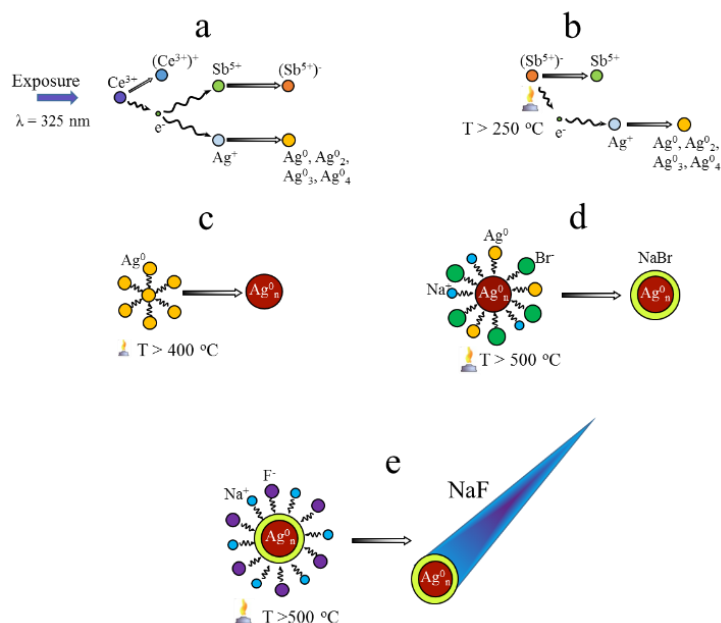
Представлены результаты эксперимента по записи в поверхностном слое ФТР стекла, зон с дифракционными оптическими элементами, с разной экспозицией, с помощью импульсного фемтосекундного лазера ближнего ИК-диапазона.

*Ключевые слова:* Фемтосекундный лазер, Фототерморелаксационное стекло, Дифракционные оптические элементы.

*Цитирование:* Кузьмин, Д. В. Запись дифракционных оптических элементов на поверхности ФТР-стекла фемтосекундным лазером / Д. В. Кузьмин, В. Ю. Железнов, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Бетин, Н. В. Никоноров, С. А. Иванов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 253–257.

### Введение

Фототерморелаксационные (ФТР) стекла, как голографическая среда, уже давно зарекомендовали себя для записи высокоэффективных объемных голографических и дифракционных элементов, используемых в лазерной технике: узкополосных зеркал, спектральных и пространственных фильтров, сумматоров лазерных пучков и т. д. Также на основе (классических) ФТР стекол изготавливаются голографические дифракционные оптические элементы, которые можно использовать в системах оптической связи, системах записи, хранения и обработки информации. Классические ФТР стекла и оптические элементы на их основе имеют следующие достоинства: высокий прирост показателя преломления ( $\Delta n \approx 5 \times 10^{-4}$ ), высокая дифракционная эффективность (до 95 %), большая толщина голограммы (несколько мм), неограниченный срок хранения голограммы (десятки лет), высокая термическая, механическая и оптическая прочность (эти характеристики близки к промышленному оптическому стеклу К8). В ФТР стекле можно записать решетки с пространственной частотой до  $10\,000\text{ мм}^{-1}$  благодаря малому размеру кристаллической фазы стекла (от 10 до 40 нм). Кроме этого, малый размер нанокристаллов значительно уменьшает уровень светорассеяния на границе кристаллической и стеклообразной фазы. Наведенные оптические потери в ФТР стекле могут достигать  $0,1\text{ см}^{-1}$  для видимой области и  $0,01\text{ см}^{-1}$  для ближней инфракрасной области спектра. Несмотря на то, что данный материал предназначен, в первую очередь, для записи объемных трехмерных (толстых) фазовых решеток Брэгга, возможность записи, в толстой фоточувстви-



а — фотоионизация церия и захват электрона сурьмой, б — освобождение электрона сурьмой и захват его серебром с образованием молекулярных кластеров, в — агрегация атомов серебра в коллоиды, с последующим образованием серебряных наночастиц, г — формирование оболочки на серебряной наночастице, д — рост кристалла фторида натрия

Рис. 1. Процесс фототермоиндуцированной кристаллизации в фототерморефрактивном стекле

тельной среде, двумерной (тонкой) решетки, также остается актуальной в наше время. Поэтому целью нашей работы, является запись дифракционного оптического элемента (ДОЭ), на поверхности ФТР стекла.

### Общая характеристика ФТР стекол

Фототерморефрактивные стекла были созданы на основе фоточувствительных стекол системы  $\text{Na}_2\text{O}-\text{ZnO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2-\text{NaF}$ , которые были впервые разработаны сотрудниками компании Corning (США) S. D. Stokey, J. E. Pirson, G. H. Beall в 1977 и получили первоначальное название как название «полихромные» стекла (ПХС) [1–3]. В тоже время в России велась разработка фоточувствительных сред, названных «мультихромными» стеклами (МХС) [4–5]. В состав ПХС/МХС помимо стеклообразователей  $\text{Na}_2\text{O}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{ZnO}$  и  $\text{SiO}_2$  входят следующие добавки: фоточувствительные компоненты, играющие роль доноров электронов (церий), акцепторы электронов (серебро, сурьма, олово), а также галогениды (фтор, бром) которые участвуют в образовании кристаллической фазы. Позже в конце 1980-х начале 90-х годов сотрудниками ГОИ Л. Б. Глебовым и Н. В. Никоноровым было предложено использовать МХС для записи трехмерных фазовых голограмм [6–8]. В отличие от процесса окраски ПХС и МХС в данном случае применялась лишь одна стадия УФ облучения и термообработки. При разработке методов УФ облучения и термообработки особое внимание авторы уделяли разнице показателей преломления между облученной и не облученной областями, т.е разницей в показате-

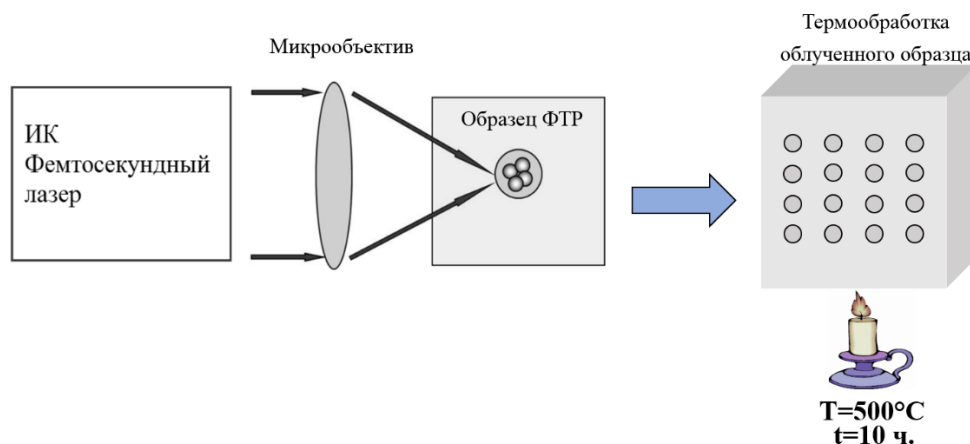


Рис. 2. Схема записи фемтосекундным лазером

лях преломления кристаллической и стеклообразной фаз. В результате были разработаны фоточувствительные среды, которые впоследствии авторы [9] стали называть фототермофрактивными (ФТР) стеклами.

Фототермофрактивные стекла — это особый класс фоточувствительных неорганических материалов, которые созданы для записи высокоэффективных термостабильных объемных брэгговских решеток. Изменение показателя преломления в ФТР-стекле происходит за счет процесса фототермоиндуцированной кристаллизации, представленном на рисунке 1.

Добавки, определяющие физико-химические характеристики стекла, как голографической среды: ионы трехвалентного церия определяют спектральную фоточувствительность стекла и являются донорами фотоэлектронов; ионы серебра и сурьмы выполняют роль акцепторов фотоэлектронов. Так, ионы серебра участвуют в захвате фотоэлектронов и формировании серебряных кластеров и наночастиц, выполняющих роль центров кристаллизации, ионы брома и фтора участвуют в процессе кристаллизации с образованием на серебряных наночастицах оболочки из бромида серебра и наноразмерных кристаллов фторида натрия.

### Запись ДОЭ в ФТР стекле

В основе записи голограммы лежит двухступенчатый процесс фототермоиндуцированной кристаллизации стекла [10]. На первом этапе производится запись интерференционной картины ультрафиолетовым (УФ) лазером  $\lambda = 325\text{ нм}$ , длина волны излучения которого близка к полосе поглощения  $\text{Ce}_3^+$  ( $\lambda_{\text{max}} \approx 310\text{ нм}$ ). Световой пучок может быть пространственно модулирован (цифровыми данными), как в случае двухлучевой голографии или проекционной схемы, в случае поэлементной записи пучок фокусируется до необходимых размеров.

На втором этапе повышение температуры (до  $500^{\circ}\text{C}$ ) ведет сначала к росту на коллоидных частицах серебра оболочки из  $\text{AgBr}$  и  $\text{NaBr}$  и затем к росту на этой структуре кристаллической фазы  $\text{NaF}$ . Изменение показателя преломления ФТР стекла составляет  $\Delta n = 9,7 \times 10^{-4}$  при экспозиции  $2\text{ Дж/см}^2$ . В этом случае дифракционные оптические элементы, имеют большую толщину от 1 до 10 мм, благодаря которой они обладают высокой угловой ( $\delta < 1^{\circ}$ ) и спектральной ( $\Delta\lambda < 0,1\text{ нм}$ ) селективностью.

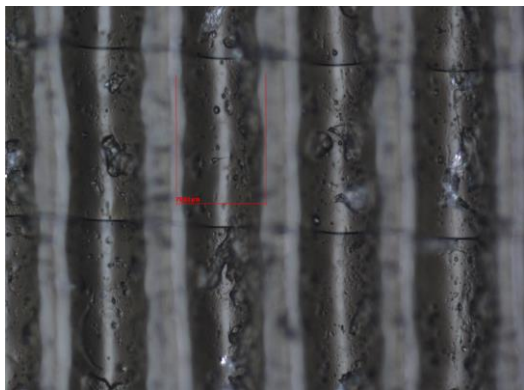


Рис. 3. Фотография микроканавки ДОЭ  
сделанная с увеличением 200<sup>×</sup>

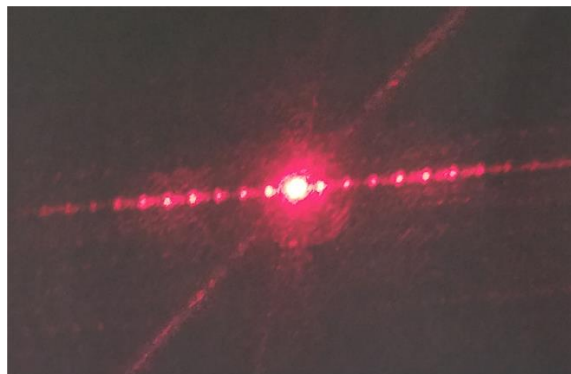


Рис. 4. Фотография дифракции He-Ne  
лазера на длине волны 633 нм на  
решетках в ФТР стекле, полученных  
при записи фемтосекундным лазером

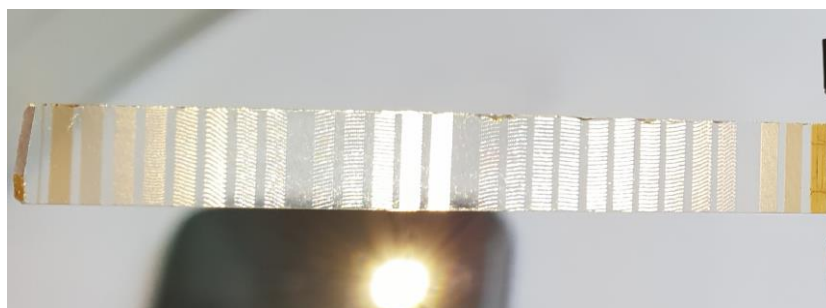


Рис. 5. Фотография образца, после термообработки

Для того, чтобы получить двумерный (тонкий) дифракционный оптический элемент в поверхностном слое, использовалась нелинейная фоточувствительность ФТР стекла. При облучении стекла короткими импульсами ближнего ИК-диапазона (рисунок 2), происходит трёхфотонная фотоионизация. В стеклянной матрице образуются свободные электроны, которые необходимы для восстановления ионов серебра и образования наночастиц. В качестве источника излучения использовался иттербиевый фемтосекундный волоконный лазер, с длиной волны 1030 нм и длительностью импульса 200 фс.

На поверхности образца были записаны разные зоны с ДОЭ, в которых при записи изменялась частота и энергия в импульсе. Полученный образец исследовался под микроскопом, и в дальнейшем проходил термообработку. Полученная на образце дифракция представлена на рисунке 4. На рисунке 5, видно, что на образце есть зоны, где процесс фототермоиндуцированной кристаллизации стекла не произошел, в связи с низкой мощностью излучения и нелинейной фоточувствительностью стекла на данной длине волны. И также есть зоны, где в связи с высокой мощностью излучения, образец стекла начал разрушаться, произошло гравирувание с абляцией, и в результате получились микроканавки (рисунок 3).

### Заключение

В результате данной работы, с помощью импульсного фемтосекундного лазера ближнего ИК-диапазона, был записан на поверхности, толстой фоточувствительной среды, двумерный дифракционный оптический элемент (рисунок 5).

### Список источников

- [1] **Суханов, В. И.** Оптическая голография с записью в трехмерных средах / В.И Суханов, М. В. Хазова. — Л.: Наука, 1989. — С. 86–105.
- [2] **Stookey, S. D.** Full-color photosensitive glass / S. D. Stookey, G. H. Beall, J. E. Pierson // J. Appl. Phys. — 1978. — Vol. 49. — № 10. — P. 5114. — DOI:10.1063/1.324458.
- [3] **Патент № 4 057 408 US.** Scientific invention / J. E. Pierson, S. D. Stookey, — Оpubл. 1977
- [4] **Патент № 4 017 318 US.** Scientific invention / J. E. Pierson, S. D. Stookey, — Оpubл. 1977.
- [5] **Panysheva, E. I.** A Study of Coloring in Polychromatic Glasses / E. I. Panysheva, I. V. Tunimanova, V. A. Tsekhomski // Fiz Khim Stekla. — Vol. 16. — № 2. — P. 239–244.
- [6] **Dotsenko, A. V.** On the Absorption Spectra of Polychromatic / A. V. Dotsenko, A. M. Efimov, V. K. Zakharov, E. I. Panysheva, I. V. Tunimanova // Fiz Khim Stekla. — 1985. — Vol. 11. — № 5. — P. 592–595.
- [7] **Glebov, L. B.** New Possibilities of Photosensitive Glasses for the Recording of Volume Phase Diagrams / L. B. Glebov, N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva // Opt. Spektros. — 1992. — Vol. 73. — № 2. — P. 404–412.
- [8] **Kuchinskii, S. A.** Properties of Volume Phase Holograms on Polychromatic Glasses / S. A. Kuchinskii, N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva, V. V. Savvin, I. V. Tunimanova // Opt. Spektrosk. — 1991. — Vol. 70(6). — P. 1286–1300.
- [9] **Nikonorov, N. V.** Polychromatic Glasses-A New Medium for Optical Data Recording / N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva // All-Union Conference “Optical Image and Recording Media”. — Leningrad: GOI. — 1990. — Vol. 2. — P. 48.
- [10] **Glebov, L. B.** Laser Damage Resistance of Photo-Thermo-Refractive Glass Bragg Gratings / L. B. Glebov, L. N. Glebova, V. I. Smirnov, F. L. Tel, M. Dubinskii, L. D. Merkle // East. — 2004. — P. 4–8.

## 49. Оценка параметров угловой селективности брэгговских дифракционных решеток для случая предельно малой толщины

*Д. В. Кузьмин<sup>1</sup>, Д. С. Лушников<sup>1</sup>, С. Б. Одинокоев<sup>1</sup>, В. В. Маркин<sup>1</sup>, А. Ю. Жердев<sup>1</sup>,  
М. В. Шишова<sup>1</sup>, А. Ю. Бетин<sup>1</sup>, В. Ю. Железнов<sup>1</sup>, Н. В. Никоноров<sup>2</sup>, С. А. Иванов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В данной статье представлены результаты моделирования для исследования зависимости угловой селективности от толщины объемной голографической решетки, выполненной на новом фоточувствительном материале ФТР-стекле. Реализация метода связанных волн была проведена в среде Matlab.

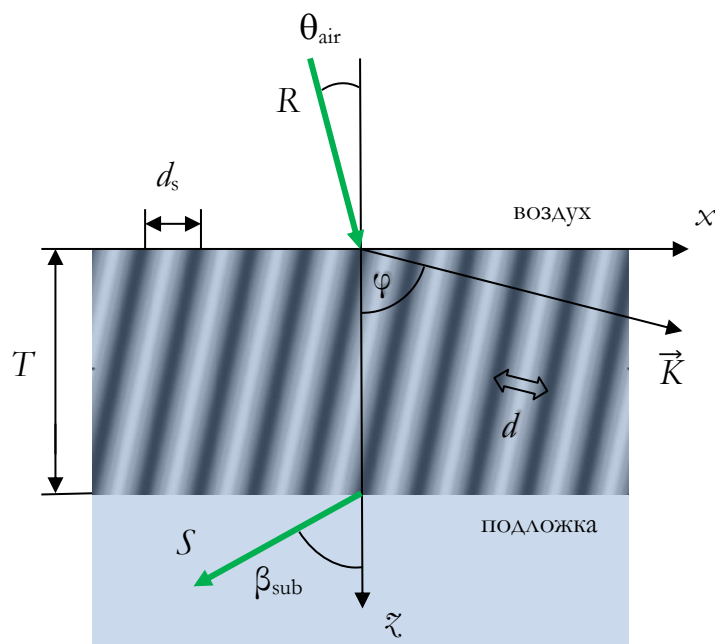
*Ключевые слова:* Брэгговские решетки, Угловая селективность, Дифракционные оптические элементы.

*Цитирование:* Кузьмин, Д. В. Оценка параметров угловой селективности брэгговских дифракционных решеток для случая предельно малой толщины / Д. В. Кузьмин, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин, А. Ю. Жердев, М. В. Шишова, А. Ю. Бетин, В. Ю. Железнов, Н. В. Никоноров, С. А. Иванов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 258–261.

В объемных голограммах свет претерпевает дифракцию при выполнении условия Брэгга, что приводит к эффективному восстановлению записанного волнового фронта. Это справедливо как для пропускающих, так и отражательных голограмм. Объемная запись интерференционной картины может быть реализована в виде пространственной модуляции показателя поглощения, показателя преломления, коэффициента усиления среды или комбинацией нескольких параметров.

При высоких дифракционных эффективностях таких решеток (90 %) падающая волна сильно теряет в интенсивности т. к. вся ее энергия перераспределяется в дифрагированную. Для анализа таких сильных решеток удобно использовать теорию связанных волн Когельника [1], так как она способна предсказать максимально возможные значения дифракционной эффективности для голограмм разных типов, а также построить угловые зависимости и зависимости эффективности от длины волны при различных условиях. Теория связанных волн, в том числе, успешно описывает дифракцию света на акустических волнах и на электрооптических решётках, так как в этих случаях происходят схожие голографические процессы. Также очень близким по смыслу процессом является дифракция электронов на элементарных ячейках кристаллов.

Теория связанных волн предполагает, что монохроматическая волна падает на решетку при условии близком к условию Брэгга и поляризована перпендикулярно плоскости падения. В



Параметры:  $\theta_{\text{air}}$  — угол падения излучения на дифракционную решетку в воздухе,  $\beta_{\text{sub}}$  — угол падения излучения на дифракционную решетку в воздухе,  $\vec{K}$  — вектор решетки (в направлении, перпендикулярном плоскостям страт),  $\varphi$  — угол наклона страт,  $d$  — период объемной дифракционной решетки,  $d_s$  — поверхностный период

Рис.1. Геометрия дифракции на толстой голографической решетке с наклонными стратами. Модуляция показателя преломления показана синусоидальным градиентом.

случае, когда волна поляризована в плоскости падения, необходимо учитывать взаимную ориентацию векторов поляризации в дифрагированной и падающей волне, что в конечном итоге снижает общую эффективность решетки. При анализе предполагается, что лишь две волны существуют в среде: падающая и дифрагированная. Только эти две волны удовлетворяют условиям Брэгга. Применимость данной теории ограничивается влиянием остальных порядков дифракции. В данной теории полагается, что они либо отсутствуют, либо условие Брэгга для них не выполняется и ими можно пренебречь.

Теория связанных волн справедлива (наилучшим образом согласуется с экспериментом) при выполнении следующих допущений:

1) Пространственная модуляция показателя преломления и показателя поглощения в среде является синусоидальной функцией.

2) Присутствуют небольшие потери, связанные с поглощением и медленным энергетическим взаимодействием между двумя связанными волнами. Математически это выражается в пренебрежении вторыми производными для прошедшей и дифрагированной волн после подстановки исходной волны в уравнения Максвелла.

3) Излучение падает под углом Брэгга (или около данного угла) и рассматриваются только дифракционные порядки, которые удовлетворяют данному условию. Остальными порядками теория пренебрегает. Данное условие в свою очередь справедливо для «толстых решеток».

Обычно такую классификацию проводят по параметру Клейна [2]:



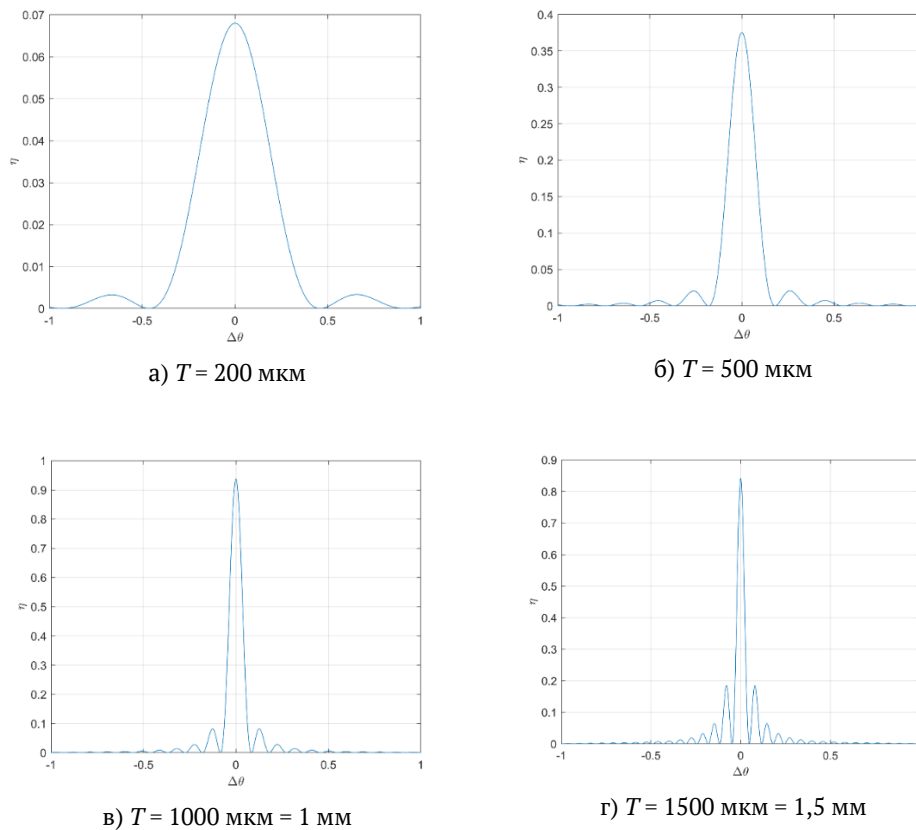


Рис. 2. Зависимость ДЭ от отклонения от условия Брэгга, для пропускающей решетки

$$Q = \frac{2\pi\lambda T}{b_{sub}d^2}.$$

Если  $Q \gg 1$ , то данную объемную решетку можно отнести к толстым, на которых излучение дифрагирует в режиме Брэгга. В частности, Х. Когельник упоминает, что теория связанных волн дает хорошие результаты для  $Q \geq 10$ . Более подробно критерий режима Брэгга при дифракции рассмотрен в работе М. Мохарама и др. [3].

В данной статье представлены результаты моделирования для исследования зависимости угловой селективности от толщины объемной голографической решетки, выполненной на новом фоточувствительном материале ФТР-стекле. Реализация метода связанных волн была проведена в среде Matlab.

Исходные данные:

- 1) Длина волны излучения  $\lambda_G = 520$  нм,  $\Delta\lambda = 33$  нм.
- 2) Угол падения излучения соответствует условию Брэгга для достижения максимума дифракционной эффективности.
- 3) Показатель преломления  $n_G = 1,5007$ ; амплитуда синусоидальной модуляции показателя преломления  $n_{1G} = 5,23 \times 10^{-4}$ .
- 5) Структура полностью фазовая, показатель поглощения и его модуляция равны 0.
- 4) Период брэгговской решетки  $d = 0,400$  мкм.
- 5) Поляризация ТМ.
- 6) Толщина  $T$  варьируется от 20 мкм до 2 мм.

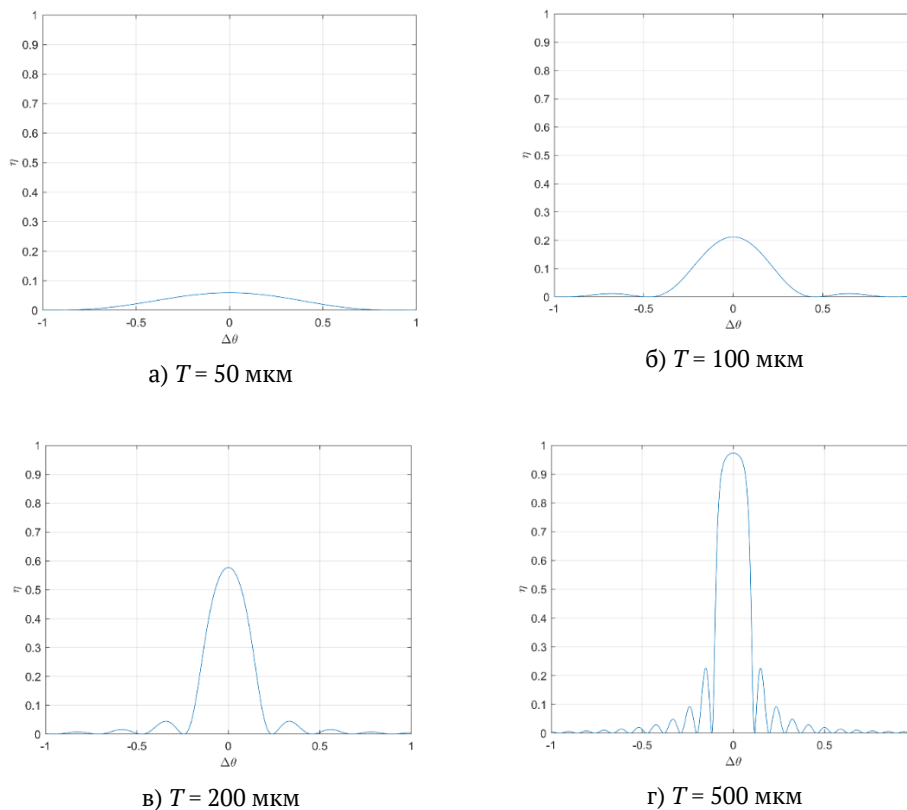


Рис. 3. Зависимость ДЭ от отклонения от условия Брэгга, для отражательных решеток

7) Для исследуемых пропускающих решеток угол наклона страт (относительно поверхности подложки) составляет  $90^\circ$ , страты перпендикулярны подложке.

8) Для исследуемых отражательных решеток угол наклона страт составляет  $0^\circ$ , страты параллельны подложке.

Необходимо отметить, что в данном моделировании для каждой отдельной решетки используется весь динамический диапазон записи, поэтому эффективность максимальная несмотря на то, что уже кажется чрезвычайно малой по сравнению с аналогичной для галогенида серебра. В случае, если динамический диапазон будет распределен на нужное количество решеток в соответствии с рекомендациями, приведёнными в [4], дифракционная эффективность будет снижаться.

### Список источников

- [1] **Kogelnik, H.** Теория взаимодействия для толстых голографических решеток / H. Kogelnik // Bell. Syst. Tech. Journ. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.
- [2] **Klein, W. R.** Unified approach to ultrasonic light diffraction / W. R. Klein, B. D. Cook // IEEE Trans. Sonic Ultrason, 1967. — SU-14. — P. 123.
- [3] **Moharam, M. G.** Criteria for Bragg regime diffraction by phase gratings / M. G. Moharam, T. K. Gaylord, and R. Magnusson // J. Opt. Commun. — 1980. — Vol. 32. — № 14.
- [4] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. — М.: Мир, 1973. — 698 с.

V. Объемная голография,  
фоточувствительные  
материалы и  
электрооптика

## 50. Объемные голограммы — инструмент исследования высокоразрешающих светочувствительных сред

*О. В. Андреева*

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Объемные голограммы толщиной порядка 1 мм представляют большой интерес с точки зрения развития экспериментальной базы исследований в области трехмерной голографии и обеспечения практических применений голографии, связанных как с созданием элементов и устройств, так и с изучением свойств самих светочувствительных сред, которые невозможно реализовать традиционными методами. В докладе представлены исследования связи параметров голограмм-решеток с параметрами регистрирующей среды и условиями экспонирования. Особое внимание уделено рассмотрению фотоотклика регистрирующей среды в том случае, когда наблюдается нелокальность фотоотклика, обусловленная физической природой светочувствительной среды и условиями записи голограммы.

*Ключевые слова:* Голография, Объемные регистрирующие среды, Голограммы-решетки, Нелокальность фотоотклика, Разрешающая способность регистрирующей среды.

*Цитирование:* Андреева, О. В. Объемные голограммы — инструмент исследования высокоразрешающих светочувствительных сред / О. В. Андреева // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 263–265.

В докладе уделено рассмотрены особенности пропускающих фазовых голограмм-решеток с высокими значениями амплитуды фазовой модуляции и приведены результаты экспериментов, подтверждающих наличие эффекта каналирования излучения так называемыми «сильными» пропускающими голограммами [1–2]. Описываемые эксперименты проводились с использованием объемных регистрирующих сред лабораторного изготовления на основе силикатного стекла (PTR-Glass) и полимера (Diphfen: PQ+PMMA). Рассмотрение обсуждаемых вопросов, оценки и рекомендации даны на основе многолетней работы авторов с объемными средами для голографии. Рассматриваются требования к объемным регистрирующим средам, предназначенным для создания голограммных оптических элементов; принципы конструирования, особенности использования светочувствительных образцов и влияние внешних условий. Обсуждаются особенности пропускающих объемных голограмм и их уникальные возможности — эффект каналирования излучения и эффект Бормана (просветление объемных пропускающих голограмм).

Анализ свойств трехмерных голограмм и оценка предельных значений дифракционной эффективности проводится для голограмм-решеток с использованием формул теории связанных волн (теория связанных волн Когельника). Наибольший интерес для практики представляют трехмерные (объемные) фазовые голограммы, в которых отсутствует поглощение. Предельные значения дифракционной эффективности таких голограмм, как пропускающих,

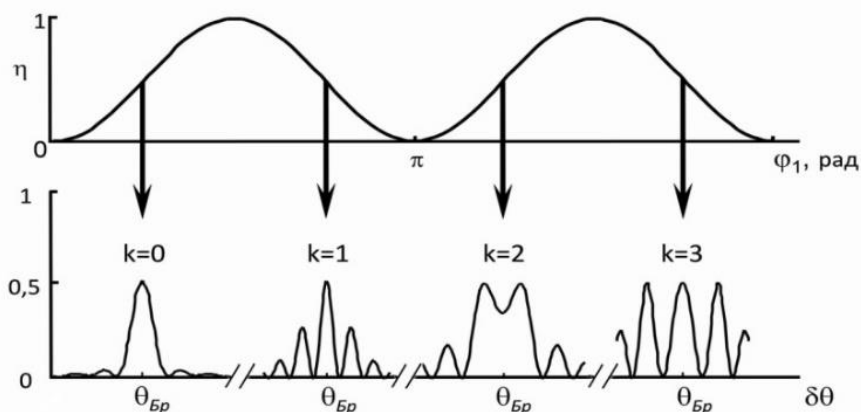


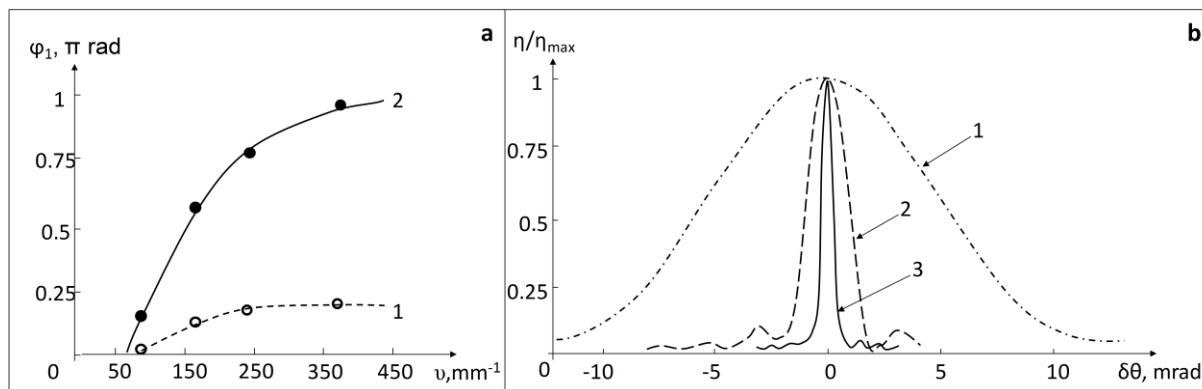
Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  фазовых пропускающих голограмм без поглощения от амплитуды фазовой модуляции  $\varphi_1$  (вверху) и контуры селективности голограмм с одинаковой дифракционной эффективностью ( $\eta = 50\%$ ) и различной величиной фазовой модуляции (внизу).

Таблица 1. Оценка предельных значений дифракционной эффективности (ДЭ) объемных голограмм различных типов

Тип	Виды голограмм	Модулируемая величина	Максимальная ДЭ, %	
			в линейном режиме записи	в нелинейном режиме записи
3D	пропускающие	Коэффициент поглощения	3,7	25
		Показатель преломления	100	100
	отражательные	Коэффициент поглощения	7,2	60
		Показатель преломления	100	100

так и отражательных, составляют 100 %. Одним из основных параметров, связывающих свойства голограммы и регистрирующей среды является амплитуда фазовой модуляции  $\varphi_1 = \frac{\pi n_1 T}{\lambda \cos \theta}$ , где  $n_1$  — амплитуда модуляции показателя преломления;  $T$  — физическая толщина голограммы;  $\lambda$  — длина волны излучения в среде;  $2\theta$  — угол между интерферирующими пучками (угол между нулевым и дифрагированным пучками).

Следует отметить, что зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  пропускающих фазовых объемных голограмм от величины фазовой модуляции  $\varphi_1$  носит осциллирующий характер (см. рисунок 1). Поэтому по измеренным значениям ДЭ однозначное определение  $\varphi_1$  для высокоэффективных голограмм можно произвести только с учетом формы контура селективности, как это показано на рисунке 1.



1 — после экспонирования, 2 — после проведения полного цикла постэкспозиционной обработки  
 а) зависимость фазовой модуляции пропускающих голограмм-решеток  $\varphi_1$  от пространственной частоты регистрируемой интерференционной картины  $\nu$ :

1 —  $\gamma = 70 \text{ мм}^{-1}$ , 2 —  $\gamma = 320 \text{ мм}^{-1}$ , 3 —  $i = 1100 \text{ мм}^{-1}$ .  
 б) контуры угловой селективности пропускающих голограмм с различной пространственной частотой, зарегистрированные с  $\varphi < 0,5 \pi$ :

Рис. 2

Величина фазовой модуляции  $\varphi_1$  является важным для практики параметром, так как позволяет определить значение амплитуды модуляции показателя преломления регистрирующей среды,  $n_1$ , что необходимо при разработке технологии получения оптических элементов на данной регистрирующей среде (см. рисунок 2).

В настоящее время в число параметров, характеризующих свойства объемных голограмм, входит такой параметр, как «Нелокальность фотоотклика на световое воздействие» [3]. Термин «Нелокальность фотоотклика» дополняет и уточняет характеристики, как материала для записи голограмм, так и свойства голограмм, определяемые терминами «Разрешение материала» и «Функция передачи модуляции (Частотно-контрастная характеристика)».

### Список источников

- [1] **Andreeva, O. V.** Light-sensitive Media-Composites for Recording Volume Holograms Based on Porous Glass and Polymer / O. V. Andreeva, O. V. Bandyuk // Holograms — Recording materials and Applications, Edited by Izabela Naydenova. — 2011. — P. 45–70. — ISBN 978-953-307-981-3.
- [2] **Andreeva, O. V.** Volume Transmission Hologram Gratings — Basic Properties, Energy Channelizing, Effect of Ambient Temperature and Humidity / O. V. Andreeva, Yu. L. Korzinin and B. G. Manukhin // Holography — Basic Principles and Contemporary Applications. Edited by Emilia Mihaylova. — 2013. — DOI:10.5772/46111. — ISBN: 978-953-51-1117-7. — Chapter 2. — P. 37–60. — DOI:10.5772/54253.
- [3] **Manukhin, B. G.** Reversible and irreversible alterations of the optical thickness of PQ/PMMA volume recording media samples. Part I: Experiment / B. G. Manukhin, S. A. Chivilikhin, I. J. Schelkanova, N. V. Andreeva, D. A. Materikina, O. V. Andreeva // Applied Optics. — 2017. — Vol. 56. — № 26. — P. 7351–7357. — SJR=0.633

## 51. Информационные особенности голограмм: повышение информационной ёмкости и устранение избыточности

С. А. Шойдин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

Рассмотрены проблемы, возникающие при голографической записи информации, препятствующие работе по удалённой записи голограмм. Упрощённые оценки плотности записи информации Хилла корректируются с учётом влияния аберраций оптических систем и путями уплотнения голограмм, использующих кодированные опорные пучки. Оценено влияние формфактора голограмм на их дифракционную эффективность и информационную ёмкость. Приведены результаты первых опытов по частичному наложению голограмм в одной из разработанных систем голографической памяти. Сделан логический переход от записи информации в голограммах плоскими бинарными массивами к записи произвольных 3D изображений и оценено количество содержащейся в них информации. Предложен путь сокращения лишней избыточности для реализации возможности высококачественной передачи изображительных голограмм на расстояние, пригодный для технической реализации разработок в области динамической 3D дополненной реальности, голографического кино и телевидения.

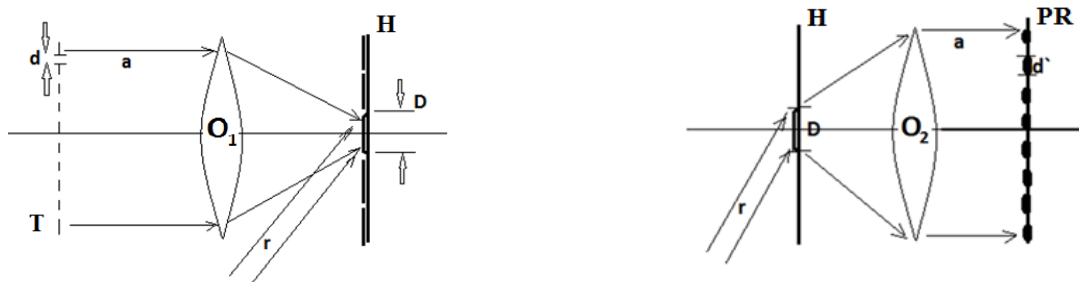
*Ключевые слова:* Оптика, Голография, Голографический материал, Формфактор, Информационная ёмкость, Плотность записи информации, Дополненная реальность, Голографическое кино, Голографическое телевидение.

*Цитирование:* Шойдин, С. А. Информационные особенности голограмм: повышение информационной ёмкости и устранение избыточности / С. А. Шойдин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 266–278.

### 1. Запись бинарной информации в гзу

#### 1.1. Первые оценки плотности записи информации в голограммах

В различных задачах хранения и обработки изображений особое место занимают голографические системы и устройства. Вскоре, после появления первых работ Ю. Н. Денисюка [1], в которых говорится о возможности хранения полной информации об объекте, появляются работы Ван Хирдена [2] и Хилла [3], в которых предлагается использовать голограммы для записи и хранения информации в двоичном виде в качестве памяти для компьютеров и других вычислительных систем. В [2, 3] за основу была взята схема (рисунок 1) с записью матриц Фурье-голограмм в одной плоскости и восстановления каждой голограммой матрицы точек в другой плоскости — плоскости изображения. Расстояние между голограммами определялось допустимым перекрёстным шумом, возникающим от восстановления соседних голограмм «хвостами» восстанавливающего нужную голограмму лазерного гауссова пучка. Далее



- а) схема записи в ГЗУ, где транспарант Т, площадью  $S_t$  с бинарными ячейками, размером  $d$ , формирует Фурье-объективом  $O_1$  объектный пучок с перетяжкой  $D$ , записываемый с помощью опорного пучка на каждую отдельную Фурье-голограмму в плоскости фотоносителя Н
- б) схема восстановления матрицы голограмм Н в ГЗУ, где опорным пучком  $r$  с каждой голограммы на фотоприёмную матрицу PR восстанавливается Фурье-объективом изображение транспаранта Т с размером ячейки  $d'$ , увеличенное по сравнению с  $d$  пропорционально отношению фокусов записывающего и восстанавливающего объективов  $O_2/O_1$

Рис. 1

появились работы по практической реализации записи двоичной информации на оптический носитель [4–9]. Практически во всех этих работах рассматривалась возможность регистрации двоичной информации в виде матриц двоичных световых сигналов (пикселей).

В такой схеме плотность записи информации  $n$  достигает произведения числа записанных голограмм  $Nh$  на количество информационных ячеек  $Nt$  в каждой и ограничивается дифракционными пределами записывающей и восстанавливающей оптических систем.

$$n = Nh \cdot Nt \approx \frac{St Sh}{d^2 D^2} = \frac{St}{d^2} \frac{Sh}{\lambda^2 f^2 / d^2} = \frac{St \cdot Sh}{(\lambda^2 f^2)} = \frac{Sh}{\lambda^2} \omega^2 = Sh \left( \frac{\omega}{\lambda} \right)^2 \quad (1)$$

Здесь  $St$  и  $Sh$  – площадь транспаранта и голограммы соответственно,  $d$  и  $D = \lambda f / d$  – размеры ячейки транспаранта и одиночной голограммы,  $\lambda$  – длина волны записи,  $f$  – фокус записывающего и восстанавливающего изображение объективов,  $\omega = \sqrt{St} / f$  – относительное отверстие записывающего объектива, а  $n$  имеет смысл плотности точек на голограмме.

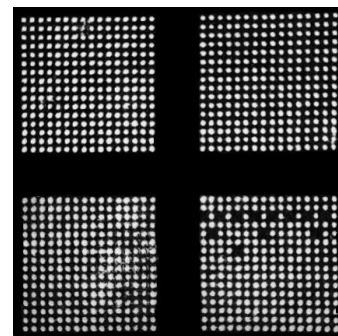
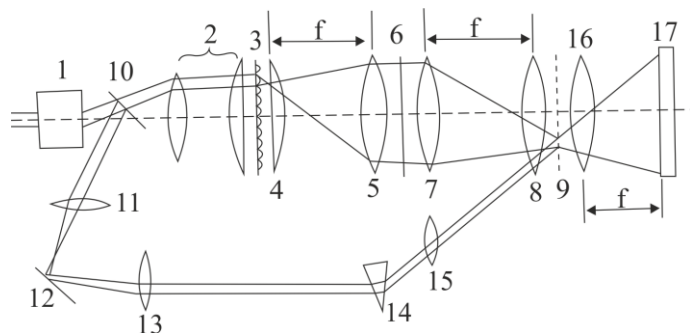
В таком приближении при  $\omega = 1$ , что соответствует хорошим оптическим системам, плотность записи бинарной информации соответствует примерно одному биту на площади, равной  $\lambda^2$ , что для  $\lambda = 0,63$  мкм примерно соответствует  $n = 2,5$  Мбит/см<sup>2</sup>.

### 1.2. Ограничения плотности записи, накладываемые оптической системой

В практической работе по созданию таких устройств [7, 9–10], создаваемых по классической схеме (рисунок 2), вскоре выяснилось, что на плотность записи существенно влияют характеристики оптической системы, в частности, aberrации оптических систем записи и восстановления, которые проявляются в размытии гауссова пятна в плоскости Фурье-голограмм и в размытии изображения матрицы восстановленных пикселей в плоскости фотоприёмника на величину соответствующих лучевых aberrаций оптики записи и восстановления.

В этой модели, объединившей оптическую систему и голограмму, для любой величины оптических aberrаций, а также механических допусков позиционирования, записывающих





1 – дефлектор лазерного излучения; 2 – коллимирующий объектив; 3 – линзовый растр; 4, 5 – компоненты первого Фурье-объектива; 7, 8 – второго; 16 – третьего; 6 – информационный управляемый транспарант с наложенной на его ячейки случайной фазовой маской; 9 – матрица голограмм; 17 – фотоприёмная матрица; 11–15 – оптические элементы формирования смещающегося по голограммам опорного пучка  
а) схема ГЗУ

б) восстановленное изображение информационной матрицы транспаранта, состоящей из 4 субматриц повторяющих структуру фотоприёмной матрицы

Рис. 2

голограмму объектного, опорного и восстанавливающего пучков, была определена [6, 7] поправка на максимально возможную плотность записи бинарной информации (2).

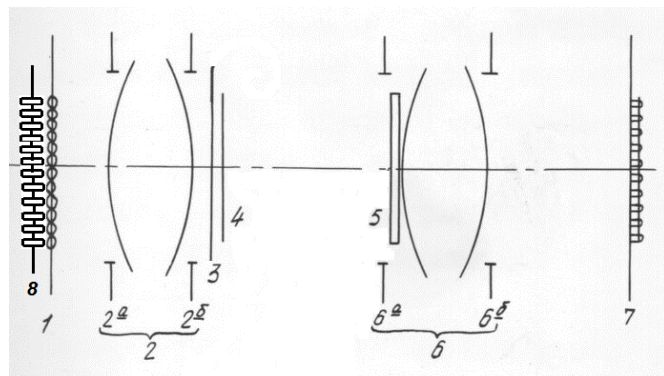
$$n' = n \left[ C^2 A_1^2 \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{\Theta C_1}{5A_1^2}} \right)^2 A_2^2 \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{\Theta}{10A_2^2}} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2)$$

Здесь  $A_1 = \delta_1/l_h$  и  $A_2 = \delta_2 \pi l_h / \lambda f$  относительные aberrации записывающей и восстанавливающей оптической системы,  $\delta_1$  – лучевые aberrации записывающего Фурье-объектива,  $\delta_2$  – восстанавливающего,  $f$  – фокус записывающего объектива,  $l_h$  – размер голограммы,  $\lambda$  – длина волны записи,  $C = \varepsilon / \pi(\varepsilon^2 + 1)$ ,  $C_1 = (\varepsilon^2 + 2)^2(\varepsilon^2 + 1) / (2\varepsilon)^4$ ,  $\varepsilon$  – отношение диаметров опорного и объектного гауссовых пучков,  $\Theta$  – выраженное в децибелах отношение сигнал-перекрестный шум восстановленного изображения (рисунок 3а).

Видно (2), что при наличии aberrаций записывающей  $\delta_1$  и восстанавливающей  $\delta_2$  системы возможен выбор оптимального размера голограммы  $l_h$ , максимизирующей  $n'$  в ГЗУ. Это показало связь между качеством используемых оптико-механических узлов ГЗУ и голограммами. Aberrации и нестабильность используемых в [7–11] оптико-механических узлов приводили к снижению плотности записи бинарной информации, которая [9] достигала уже  $n' = 0,26$  Мбит/см<sup>2</sup>, что ставило вопрос о путях увеличения плотности записи.

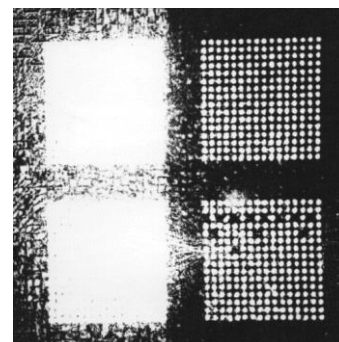
### 1.3. Увеличение плотности записи за счёт частичного наложения голограмм

Увеличивать плотность записи голограмм было предложено за счёт частичного наложения голограмм в матрице голограмм, записываемых в объёмной среде с помощью кодированного опорного пучка [12–15]. Снижение перекрестных помех достигалось использованием объёмной голографической среды и кодированием опорного пучка, формируемого так же, как и объектный пучок и имеющего узкую функцию пространственной корреляции, определяемую



- 1 — линзовый растр; 2а и 2б — компоненты первого Фурье-объектива; 6а и 6б — компоненты второго Фурье-объектива; 3 — информационный управляемый транспарант с наложенной случайной фазовой маской 4, 5 — матрица голограмм; 7 — фотоприёмная матрица; 8 — матрица полупроводниковых лазеров

а) схема безопорного ГЗУ



- б) восстановленное в «безопорном» ГЗУ изображение информационной матрицы, состоящее из 4 субматриц по форме фотоприёмной матрицы, на котором видны участки, подвергшиеся большим, или меньшим абберационным искажениям, включая как абберации оптики, так и самих голограмм. Две левых субматрицы выполняют роль восстанавливающего пучка, две правых — восстановленного

Рис. 3

размером спекл-структуры. Уплотнение голограмм достигалось сдвигом по полю голографического материала на величину функции корреляции, меньшую, чем размер голограммы. Практически удалось увеличить плотность записи на порядок и такое наложение голограмм друг на друга исчерпало динамический диапазон фотоотклика. Поэтому основное внимание было направлено на поиск материалов с фазовым фотооткликом и большим динамическим диапазоном [16–18]. Схема с кодированным опорным пучком и частичным наложением голограмм (рисунок 3) была названа «ГЗУ без опорного пучка» [10, 13].

На рисунке 4 приведено изображение, полученное сканированием вдоль одной из строк восстановленных с голограммы пикселей в ГЗУ, по схеме на рисунке 3. Видно, что существует пороговый уровень, уверенно отделяющий логические единицы и нули, значит предложенная в [10, 13] схема работоспособна. Величина разброса шумов видна на нижних участках кривой и определяется множеством факторов. Шумами различной природы управлять сложно, поэтому на практике для повышения отношения сигнал — шум одним из главных требований является повышение дифракционной эффективности  $\eta$  голограмм.

Для повышения  $\eta$ , прежде всего, используются голографические материалы с большим динамическим диапазоном фотоотклика. Однако при записи голограмм на такой фотоматериал, как «Реоксан» [12, 15], было экспериментально обнаружено несоответствие [10, 15] роста дифракционной эффективности  $\eta$  голограмм формулам теории объёмных голограмм Когельника [19]. Рост дифракционной эффективности ограничивался по непонятным причинам далеко от Когельниковского максимума. На рисунках 5а и 5б приведены экспериментально полученные графики зависимости  $\eta$  от экспозиции. Видно, что рост  $\eta$  с экспозицией имеет не

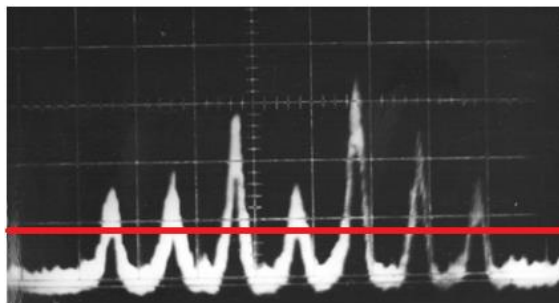
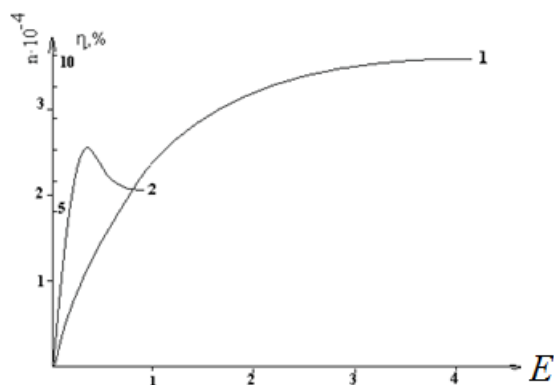
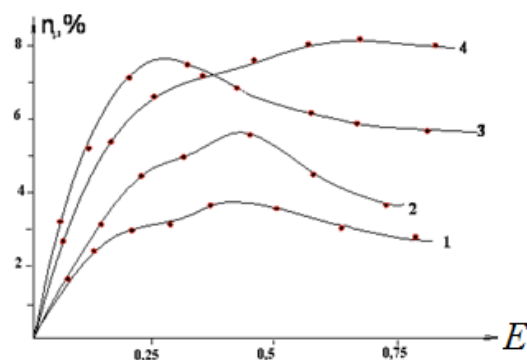


Рис. 4. Распределение интенсивности в контрольной строке восстановленного кодированным опорным пучком изображения



1 — зависимость изменения фотоиндуцированного показателя преломления  $Dn$  от экспозиции  $E$  при регистрации голограмм, 2 — зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  Фурье-голограмм, сформированных гауссовыми пучками

а)



кривая 3 соответствует наиболее точному попаданию голограммы в Фурье плоскость, кривые 1, 2 соответствуют голограммам, расположенным перед плоскостью Фурье, а кривая 4 — голограмме за Фурье-плоскостью

б) зависимость дифракционной эффективности  $\eta$  голограмм, сформированных в окрестностях Фурье-плоскости записывающего объектива,

Рис. 5

простой вид,  $\eta$  вначале растёт, причём медленнее расчётных [19] значений, а затем начинает падать, далеко не достигая максимума, предсказанного Когельником.

Так был впервые замечен эффект, ограничивающий дифракционную эффективность голограмм. Позже выяснилось, что эти ограничения  $\eta$  связаны с фактором формы записываемого сигнала, названного впоследствии формфактором [20–29]. Аналогичные результаты можно увидеть в экспериментальных графиках других работ [30–31], хотя они и не были объяснены. Это ограничение  $\eta$  повлияло на то, что практически максимальное уплотнение записи бинарной информации в ГЗУ по схеме на рисунке 3 достигло величины чуть меньше одного порядка. Голограммы вдоль каждой из пространственных координат матрицы Фурье-голограмм накладывались на расстоянии  $1/3$  их диаметра, перекрываясь на  $2/3$ . Коэффициент уплотнения был равен  $k = 3 \times 3 = 9$ .

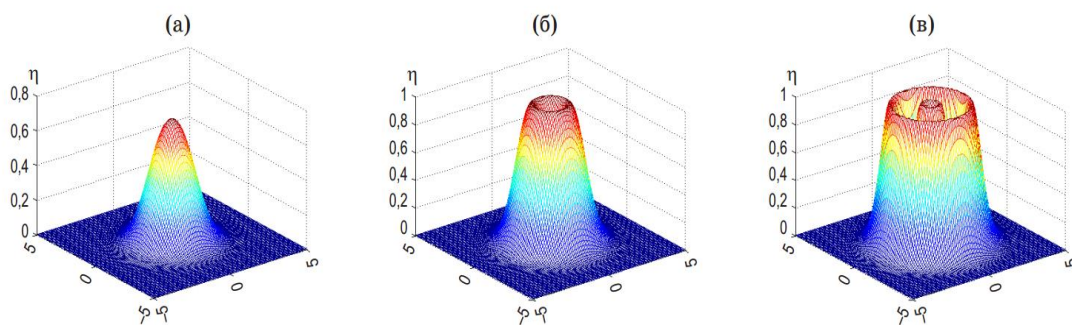


Рис. 6. Возрастающая от (а) к (в) экспозиция приводит сначала к росту  $\eta$ , а затем к провалу в центре, и снова к росту, как на экспериментальных графиках (рис. 5), так и на расчётных (рис. 6)

#### 1.4. Ограничение дифракционной эффективности и формфактор

Дифракционная эффективность при засветке голограммы растёт не одинаково по полю, сначала вырастая до максимума в наиболее ярких участках, а затем уменьшаясь за счёт эффектов перекачки взаимодействующих пучков, как это показано на рисунке 6.

Для объёмных фазовых голограмм величина локальной дифракционной эффективности  $\eta$  описывается в модели связанных волн Когельника [19]. Эта (Брэгговская) модель (3), хорошо описывает дифракцию в таких материалах, как Реоксан, Диффен и в ряде полимеров [16–18]. В (3) функция  $f(EV)$  — фотоотклик на экспозицию  $E$  при видности интерференционной картины  $V$ ,

$$\eta(x, y) = \sin^2\{f[E(x, y)V(x, y)]\}. \quad (3)$$

Для поверхностных голограмм, на халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП) и азополимерах, дифракция описывается в модели Рамана — Ната (4).

$$\eta(x, y) = J_1^2\{f[E(x, y)V(x, y)]\}. \quad (4)$$

Здесь  $J_1$  — функция Бесселя первого порядка. Полная дифракционная эффективность  $\eta_m(E, V)$  получается (5) интегрированием локальных  $\eta(x, y)$  по полю голограммы.

$$\eta_m = \frac{1}{S} \iint \eta(x, y) dx dy. \quad (5)$$

Здесь и далее, аналогично [22–30], экспозиция  $E$  приводится в нормированных единицах так, что  $E = 1$  изменяет фотоотклик голографического материала, приводя к росту аргумента под синусом, равному одному радиану. Таким образом, экспозиция  $E = \pi/2$ , при  $\beta = 1$  приводит (3) к  $\eta = 100\%$  при видности  $V = 1$  в соответствии с выражением, найденным Когельником, в которое вырождается (6) при  $\Psi f(EV) = f(EV)$ . На рисунке 7 сплошной кривой приведена зависимость  $\eta_m(E, V)$ , рассчитанная по (3, 5) при экспозиции гауссовым пучком Брэгговской голограммы. Для сравнения, на рисунке 7 приведен пунктирной кривой график классической Когельниковской [19] зависимости  $\eta$  от нормированной экспозиции  $E$ . Видно, что  $\eta_m(E, V)$  растёт нелинейно, как бы сначала забираясь на первую ступеньку, а потом на следующую.

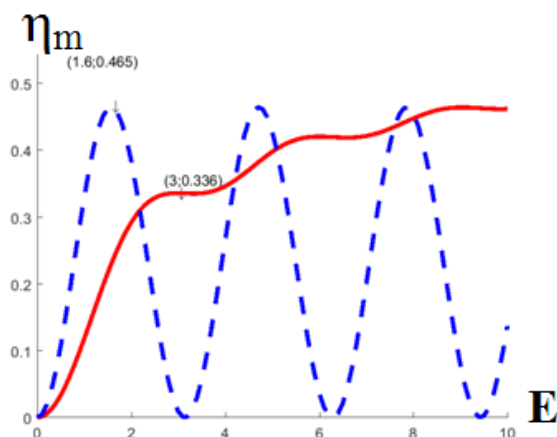


Рис. 7. Зависимость  $\eta_m$  по (5) от экспозиции  $E$  (сплошная кривая) и  $\eta$  по (3) (пунктирная кривая) уменьшенная примерно в 2 раза по амплитуде до максимальных значений  $\eta_m$  с целью удобства сравнения положений максимумов соответствующих кривых. Полученный формфактор  $\Psi_1 = 1,6/3,0 = 0,53$

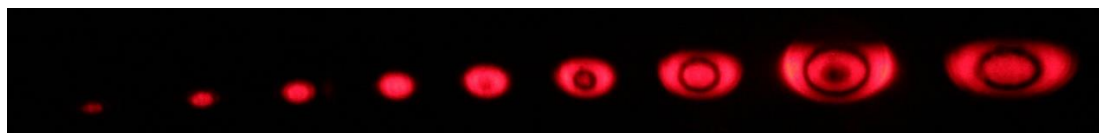


Рис. 8. Яркость восстановленного голограммой изображения с ростом экспозиции (слева направо)

Сплошная кривая на рисунке 7 ведёт себя аналогично экспериментально обнаруженным на рисунках 5а и 5б. Фактор формы  $\Psi$  приводит к запаздыванию в достижении максимума  $\eta_m$  и величина запаздывания такова, как если в (3) подставить коэффициент  $\Psi$ , численно равный этому запаздыванию (6).

$$\eta = \Omega \sin^2[\Psi f(EV)]. \quad (6)$$

Из рисунка 7 видно, что  $\Psi = 0,53$ , а  $\eta_m$  достигает 33,6 %.

Аналогичные результаты (рисунок 8) были получены [32–33] для плоских голограмм -дифракция Рамана — Ната. Полученные в одинаковых условиях записи голограмм значения формфактора и для дифракции Брэгга, и для дифракции Рамана — Ната практически совпадают.

На рисунке 8 видно как с увеличением экспозиции возникают в центре и расходятся по краям кольца нулевой яркости, которые соответствуют точкам перехода функции Бесселя через очередной ноль с ростом её аргумента. Полученные экспериментально для ХСП результаты не только полностью подтвердили полученные ранее для Реоксана (рисунок 6, 7), но и были использованы для приближённого, качественного определения величины фотоотклика исследуемого голографического материала.

Эффект формфактора оказался крайне полезным, но помешал поиску путей увеличения плотности записи голограмм за счёт их частичного совмещения. Формфактор ограничил дифракционную эффективность голограмм, расходуя динамический диапазон фотоотклика

среды в несколько раз быстрее. В расчёте на одну голограмму такой расход оказывается примерно в 4 раза больше, чем при записи голограмм равномерными плоскими пучками (рисунок 7).

## 2. Количество информации в голограмме с записью 3d изображения

### 2.1. Количество информации, содержащееся в изобразительной голограмме

По формуле Шеннона [34] для канала с шумами плотность записи информации определяется (7),

$$N = W \log_2(1 + I_c/I_{ш}), \quad (7)$$

где  $W$  — ширина полосы частот, в нашем случае пространственных частот дифракционной решётки голограммы, равная предельно разрешимой плотности точек  $W = n$  или при учёте аббераций  $W = n'$  из (1, 2), а  $I_c/I_{ш}$  — отношение сигнал-шум в восстановленном изображении, эквивалентное отношению дифракционной эффективности восстановленного голограммой сигнала к дифракционной эффективности рассеянных ею шумов  $(I_c / I_{ш}) = (\eta / \eta_{ш}) = m$ . Аргумент логарифма в (3) при  $I_c/I_{ш} \gg 1$  имеет смысл числа разрешимых уровней яркости ( $m$ ) восстановленного сигнала, а сам логарифм — отношения  $\eta / \eta_{ш}$  в Белах, так, что  $10 \cdot \log_2(\eta / \eta_{ш}) = \Theta[\text{дБ}]$ .

$$N = kn' \frac{\Theta}{10}. \quad (8)$$

Следовательно, (7) можно представить в виде (8) и плотность записи информации в изобразительной голограмме можно оценить как плотность записи точек (пикселей) также как в ГЗУ с бинарной записью матриц изображений, но умноженное на отношение сигнал — шум в децибелах ( $\Theta/10$ ) или на двоичный логарифм количества разрешимых уровней яркости  $m$ . Последнее, по терминологии телевизионных стандартов — глубина цвета монохромного изображения. Реальная глубина каждого из трёх цветов RGB в стандарте TrueColor составляет  $256 = 2^8$  бит, что соответствует 8 битному кодированию глубины цвета и  $\Theta = 80$ . Собирая вместе  $k = 9$ ,  $n' = 0,26$  Мбит/см<sup>2</sup> и  $\Theta = 80$  можно (8) оценить плотность записи информации, в изобразительной голограмме  $N$  (9). Таким образом, для изобразительной голограммы размером

$$N = 9 \cdot 0,26 \cdot 10^6 \cdot 8 = 1,9 \cdot 10^7 \text{ бит/см}^2. \quad (9)$$

A4 (210 × 297 мм) количество записанной на неё информации  $M = N \cdot 210 \cdot 297 = 1,2 \cdot 10^{12}$  бит = 1,2 Тбит =  $1,5 \cdot 10^{11}$  байт. Для современных сетей со скоростью 4G (1 Гбит/с) передача такой голограммы займёт 50 минут. Для сетей будущего [35] со скоростью передачи данных 5G (до 100 Гбит/с) — около ½ минуты. Такие результаты убивают саму идею голографического кино и телевидения, для реализации которых (передачи трёх цветов с частотой 25 кадров в секунду плюс служебная информация) потребуются сети со скоростью порядка 100 Тбит/с. Это практически перекрывает весь доступный радиодиапазон, включающий все эфирные радио и телепередачи. Хотя для просмотра аудиторией из четырёх человек гологра-



фическое кино с носителем на плёнке высокого разрешения было создано [36], но для телевидения это неприемлемо. Поэтому сегодня особо актуальны усилия по сжатию таких больших массивов информации.

## 2.2. Избыточность информации в регистрируемом голограммой 3D объекте

В [37, 38] прямо говорится о необходимости поиска удобных способов сжатия голографической информации до приемлемых размеров, но не позволяющих воспринимать 3D изображение, как искусственное: «Необходимость регистрации сцены при естественном свете — далеко не единственная трудность, возникающая при создании объемного кино и телевидения, не менее важно найти способы сокращения избыточности голографической записи». При этом глаз не должен замечать виртуальное происхождение сцены. Образно говоря, имеющаяся в голографическом изображении визуальная информация о строении пор на коже человека, как для задач голографического кино, так и для задач виртуальной (дополненной) реальности, избыточна. Необходимо обратить серьёзное внимание на поиск методов сжатия такой голографической информации и устранения ненужной избыточности.

Известные способы удалённого формирования 3D изображений стремительно развиваются, но основываются, в основном, на вычислении и захвате узлов и рёбер 3D картины, снимаемой множеством камер [39]. Узлы и рёбра передаются на расстояние, например, по радиоканалу, а текстуру между рёбрами передают отдельно, наполняя её соответствующим цветом. Именно этот способ развивают сегодня во множестве компьютерных игр, и он исчерпал себя, т. к. легко видеть, что движущиеся фигурки всё же имеют искусственное происхождение.

Другой способ сжатия голографического изображения предложен в [40]. Он основан на отдельном построении топографической поверхности объекта (мы её назвали «Маска») и нанесённой на эту поверхность фотографической картины объекта. И тот и другой массивы не превышают по порядку величины размеры обыкновенного фотографического кадра и не переносят излишней информации, которая закладывается в голограмму при её записи методом фотографирования интерференционной картины (1). Маска может быть создана различными способами, в т. ч. лазерным сканированием. Количество информации, закладываемое в такую маску, эквивалентно количеству информации в голограмме, записанной не в видимом диапазоне длин волн, а в диапазоне, определяемом расстоянием между регистрируемыми точками поверхности маски. По формуле (1) для  $\lambda = 1-10$  мм, что соответствует частоте излучения 30–300 ГГц, количество информации, требуемой для регистрации маски размером А4 (210 × 297 мм), равно 60–600 Кбайт, что даже меньше, чем одна чёрно-белая фотография того же размера в стандарте Full HD (1920 × 1080 пикселей). Без сжатия это  $\approx 2$  Мбайт, а в формате jpg может быть порядка 100 Кбайт.

Таким образом, в [40] предложен способ синтеза голограммы 3D объекта, в котором информация о фазе регистрируется в радиодиапазоне электромагнитного излучения (маска), а информация о поверхности, нанесённой на эту маску, регистрируется в видимом диапазоне



Рис. 9

длин волн. В предложенной технологии количество информации, закладываемое в голограмму 3D объекта по порядку величины, такое же, что и в фотографии поверхности. Оно регистрируется в виде двумерной матрицы комплексных чисел и позволяет регулировать ту часть избыточности, которую мы сочтём лишней для формирования объёмной картины (рисунки 9).

### Заключение

К основным информационным особенностям голограмм относится наличие в них огромных объемов информации, содержащихся как в специальных голограммах для ГЗУ, так и в традиционных изобразительных голограммах. При передаче на расстояние таких объемов информации требуются каналы, сравнимые со всем существующим радиодиапазоном, включая все радио- и телеканалы. Предлагается решать проблему создания виртуальной 3D модели голографируемого объекта, передаваемой на приёмный конец любого электронного канала связи, например радиоканала, способом, позволяющим регулировать объём передаваемой информации. С использованием информационных особенностей голограмм (большие массивы, избыточность, ограничение  $\eta$  формфактором, разделение информации об амплитуде и фазе объекта) можно добиться того, чтобы выполнялось условие достаточности передаваемой информации для синтеза виртуальной 3D голограммы, способной восстановить реальное 3D голографическое изображение объекта, зрительно не отличающегося от изображения реального объекта, находящегося на передающем конце канала связи. Такое изображение может создаваться с использованием одной фотокамеры обычного стандарта разрешения, например, Full HD. Для динамической передачи таких кадров по  $1920 \times 1080$  точек по 2 байта на каждую, т. е. 33 Мбит на кадр с частотой 25 кадров в секунду требуется канал со скоростью передачи информации около 800 Мбит/с., что соответствует уже развивающимся линиям связи 4G и 5G. Такие 3D изображения могут быть использованы при создании динамически меняющихся картин дополненной реальности или голографического кино и TV.

### Список источников

- [1] Денисюк, Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Доклады Академии наук СССР. — 1962. — Том 144. — № 6. — С. 1275–1278.



- [2] **Van Heerden, P. J.** A New Optical Method of Storing and Retrieving Information. — Appl.Opt. — 1963. — Vol. 2. — № 4. — P. 387–392.
- [3] **Hill, B.** Some Aspects of a Large Capacity Holographic Memory. — Appl.Opt. — 1972. — Vol. 11. — № 1. — P. 182–196.
- [4] **Патент № 686994 US.** Голографическая система запоминания и воспроизведения информации. — 1971.
- [5] **Гибин, И. С.** Программируемое голограммное ЗУ с записью и считыванием информации / И. С. Гибин, Т. Н. Мантуш, Ю. Е. Нестерихин, Б. Н. Панков, Е. Ф. Пен, П. Е. Твердохлеб // Автометрия. — 1975. — № 3. — С. 3–11.
- [6] **Авторское свидетельство № 701350, СССР.** Голографическое запоминающее устройство / С. И. Соскин, С. А. Шойдин, В. И. Левин. — Опубл. 01.04.1977.
- [7] **Соскин, С. И.** Расчет оптической схемы голографического запоминающего устройства / С. И. Соскин, С. А. Шойдин // Опт. и спектр. — 1978. — Том 44. — № 3. — С. 566–573.
- [8] **Выдрин, Л. В.** Экспериментальная оптико-электронная (голографическая) система памяти / Л. В. Выдрин, Н. Н. Вьюхина, И. С. Гибин, В. Н. Затолокин, С. Ф. Кибирев, Т. Н. Мантуш, Ю. Е. Нестерихин, Б. Н. Панков, Е. Ф. Пен, П. Е. Твердохлеб, Ю. Н. Тищенко, А. В. Трубецкой // Автометрия. — 1980. — № 2. — С. 60–67.
- [9] **Betin, A. Yu.** Holographic memory optical system based on computer-generated Fourier holograms / V. I. Bobrinev, S. S. Donchenko, S. B. Odinokov, N. N. Evtikhiev, R. S. Starikov, S. N. Starikov, E. Yu. Zlokazov // Applied Optics. — 2013. — Vol. 52. — № 33. — P. 8142–8145.
- [10] **Шойдин, С. А.** Исследование влияния aberrаций оптической системы на плотность записи информации в ГЗУ. — Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н., на правах рукописи. — Ленинград. — ГОИ им. С. И. Вавилова. — 1982. — 192 с.
- [11] **Соскин, С. И.** Исследование голографического запоминающего устройства в режиме записи одиночных голограмм / С. И. Соскин, С. А. Шойдин // ОМП. — 1980. — № 11. — С. 3–8.
- [12] **Шойдин, С. А.** Определение информационной ёмкости матриц голограмм в объемной среде / С. А. Шойдин // Сборник трудов четвертой всесоюзной конференции по голографии. — Ереван. — 1982. — С. 149–153.
- [13] **Shoydin, S. A.** Holographic Memory Without Reference Beam / ISSN 1060-992X // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2016. — Vol. 25. — № 4. — P. 262–267.
- [14] **Шойдин, С. А.** Экспериментальное наблюдение пространственного резонанса спекл-поля с неоднородностями показателя преломления / С. А. Шойдин, В. В. Шкунов, Е. А. Сандер // ЖЭТФ. — 1985. — № 1. — С. 116–119.
- [15] **Сандер, Е. А.** Исследование голографической записи двоичной информации в объемной регистрирующей среде реоксан / Отв. ред. Ю. Н. Денисюк, Е. А. Сандер, В. И. Суханов, С. А. Шойдин. — Оптическая голография. — Л.: Наука, 1983. — С. 77–89.
- [16] **Суханов, В. И.** Разработки ГОИ в области объемных регистрирующих сред для голографии / В. И. Суханов, А. В. Вениаминов, А. И. Рыскин, Н. В. Никоноров / Ю. Н. Денисюк — основоположник отечественной голографии: Сб. трудов Всероссийского семинара. — СПб.: СПбГУ ИТМО. — 2007. — С. 262–276.
- [17] **Андреева, О. В.** Обратимые и необратимые изменения оптических параметров образцов полимерного материала «Диффен», обусловленные воздействием излучения / О. В. Андреева, Б. Г. Манухин, Н. В. Андреева // Тезисы докладов XIV международной конференции HOLOEXPO. — Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 198–202.
- [18] **Шелковников, В. В.** Получение и свойства голографического фотополимерного материала в гибридной золь-гель матрице / В. В. Шелковников, В. В. Русских, Е. В. Васильев, Е. Ф. Пен, В. И. Ковалевский, И. А. Кучин // Оптич. журнал. — 2006. — Том 73. — № 7. — С. 65–69.

- [19] **Kogelnik, H.** Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings // The Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. P. 2909–2947.
- [20] **Шойдин, С. А.** Дифракционная эффективность голограмм, записанных гауссовыми пучками // Интерэкспо Гео-Сибирь, 2015. СибОптика. — 2015: Сб. материалов междунар. науч. конф. — Новосибирск: Изд-во Сиб. ун-т геосистем и технологий. — 2015. — Том 5. — С. 71–76.
- [21] **Shoydin, S. A.** Requirements to Lasers and Form Factor of Holograms // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2014. — Vol. 23. — № 4. — P. 287–294. — ISSN 1060-992X.
- [22] **Шойдин, С. А.** О требованиях к параметрам источника излучения для голографии // Лазеры. Измерения. Информация. 2013: Сб. докл. — СПб.: Изд-во СПб. Политехнич. ун-та. — 2013. — Том 1. — С. 94–107.
- [23] **Шойдин, С. А.** Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 5. — С. 65–75.
- [24] **Шойдин, С. А.** Метод достижения максимальной дифракционной эффективности голограмм на основе оптимизации формфактора // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 4. — С. 501–507.
- [25] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм и модификация статистики / С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев. — Национальная конференция с междунар. участием «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля 2018 г. — Новосибирск: Изд-во Сиб. ун-т геосистем и технологий. — 2018. — В печати.
- [26] **Шойдин, С. А.** Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 5. — С. 65–75.
- [27] **Привалов, В. Е.** Формфактор и временная когерентность излучения / В. Е. Привалов, С. А. Шойдин // Оптический журнал. — 2018. — Том 85. — № 9. — С. 25–30.
- [28] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм сложных изображений / С. А. Шойдин, А. В. Трифанов // Компьютерная оптика. — 2018. — Том 42. — № 3. — С. 362–368.
- [29] **Шойдин, С. А.** Влияние нелинейности фотоотклика на дифракционную эффективность голограмм // Автометрия. — 2019. — Том 55. — № 1. — С. 39–35.
- [30] **Ганжерли, Н. М.** Особенности записи голограмм на пленках AsSe излучением гелий-неонового лазера / Н. М. Ганжерли, В. И. Коченов. — Оптическая обработка информации. — Л.: Наука, 1978. — С. 26–37.
- [31] **Ганжерли, Н. М.** Перенос голографической структуры со слоев бихромированного желатина на подложку на основе полиметилметакрилата / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Р. Хазвалиева // Оптика и спектроскопия. — 2018. — Том 124. — № 3. — С. 400–403.
- [32] **Шойдин, С. А.** О формфакторе голограмм на ХСП и азополимере / С. А. Шойдин, А. Ю. Мешалкин // Лазерно-информационные технологии в медицине, биологии и геоэкологии: Труды XXVI Междунар. конф. 10–15 сент. 2018. — Новороссийск: РИО ГМУ им. адм. Ф. Ф. Ушакова, 2018. — С. 18–19.
- [33] **Shoydin, S. A.** The hologram's formfactor on a chalcogenide glassy semiconductor and azopolymer / S. A. Shoydin, A. Yu. Meshalkin // Journal of Physics Conference Series. — 2019. — В печати.
- [34] **Pierce, J. R.** Symbols, Signals and Noise: The Nature and Process of Communication. — London: Hutchinson, 1962. — 334с.
- [35] **Osseiran, A.** Scenarios for 5G mobile and wireless communications: the vision of the METIS project / A. Osseiran, F. Boccardi, V. Braun, K. Kusume, P. Marsch, M. Maternia, O. Queseth, M. Schellmann, H. Schotten // IEEE Communications Magazine. — 2014. — Vol. 52. — № 5. — P. 26–35.
- [36] **Комар, В. Г.** Новое в мировой кинотехнике. — М.: Искусство, 1967. — С. 19.
- [37] **Рапопорт, Б. И.** Возможности передачи голографического изображения малокадровой телевизионной системой // Техника кино и телевидения. — 1971. — № 9. — С. 42.

- [38] **Голографическое кино и телевидение** / Энциклопедия по машиностроению. Оборудование, материалы, механика. — Том XXL. — С. 115 / URL: <https://mash-xxl.info/info/565185>
- [39] **Патент № US20060187297A1 US**. Holographic 3-d television. МПК H04N 5/77.
- [40] **Шойдин, С. А.** Заявка на изобретение № 2018124440/28(038712) от 03.07.2018.

## 52. Формфактор голограмм в режиме дифракции Рамана — Ната

А. Ю. Мешалкин<sup>1</sup>, С. А. Шойдин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики, Кишинев, Молдова

<sup>2</sup> Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

В работе исследуется связь величины формфактора и дифракционной эффективности двумерных (тонких) голограмм, изображения на которых восстанавливаются в режиме дифракции Рамана — Ната. Проявление формфактора в регистрирующей среде на основе многослойной структуры халькогенидных стеклообразных полупроводников и в азополимерах было экспериментально показано для голографических решеток, записанных гауссовскими пучками. Значения рассчитанных формфакторов для толстых и тонких гауссовых голограмм дает основание считать эффект проявления формфактора одинаково применимым и близким по значениям для двух режимов дифракции: Брэгга и Рамана — Ната. Эффект формфактора голограмм был использован при определении динамического диапазона фотоотклика при изучении регистрирующих сред на основе многослойной структуры халькогенидных стеклообразных полупроводников и в азополимерах.

*Ключевые слова:* Формфактор, Голография, Рельефно-фазовые решетки, Дифракция Рамана — Ната.

*Цитирование:* Мешалкин, А. Ю. Формфактор голограмм в режиме дифракции Рамана — Ната / А. Ю. Мешалкин, С. А. Шойдин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 279–289.

### Введение

Качество восстановленных голограмм зависит, прежде всего, от яркости восстановленного изображения, определяемого дифракционной эффективностью голограмм. Она, в свою очередь, определяется как условиями записи, так и типами голограмм, что, в значительной мере, определяет качество работы голографических приборов.

Локальная дифракционная эффективность по полю голограмм определяется глубиной модуляции голографической среды, полученной в результате интерференции предметного и опорного пучков. В работах [1–7] показана связь величины формфактора и максимально достижимой дифракционной эффективности объемных (толстых) голограмм, восстанавливаемых в условиях брэгговской дифракции и предложены методы снижения влияния формфактора и увеличения средней дифракционной эффективности голограмм.

В данной работе исследуется связь величины формфактора и дифракционной эффективности элементарных голограмм, представляющих собой голографические решетки, полученные в результате взаимодействия двух когерентных плоских волн. Для тонких фазовых решеток, восстановление на которых происходит в режиме дифракции Рамана — Ната, характерно наличие многих порядков дифракции [8], в отличие от объемных голограмм, дифракция на которых описывается в режиме Брэгга.

При этом ДЭ  $n$ -го порядка дифракции  $\eta_n$  для синусоидального фазового профиля голограммы описывается функцией Бесселя [9] в виде

$$\eta_n = J_n^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right), \quad (1)$$

где  $J_n$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка,  $\Delta\varphi$  — амплитуда фазового контраста, которая в случае рельефно-фазовой голограммы равна [10]

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)h. \quad (2)$$

Здесь  $\lambda$  — длина волны считывающего света,  $n$  — показатель преломления материала среды, на которой записана голограмма,  $h$  — глубина профиля поверхности. При голографической записи решеток распределение интенсивности излучения преобразуется в пространственную фазовую модуляцию материала, за счет изменения толщины материала либо показателя преломления. В случае неравномерного распределения интенсивности при экспонировании, глубина фазового профиля решетки будет неравномерной по полю голограммы и варьируется согласно распределению интенсивности записывающего излучения. Для исследования влияния неоднородности освещения на ДЭ в процессе записи рельефных решеток были использованы нерасширенные пучки лазера, интенсивность которых по полю луча хорошо описывается гауссовой функцией. Интерференция таких лучей приводит к формированию интерференционной картины с гауссовым распределением глубины модуляции интенсивности. При использовании фоточувствительных регистрирующих сред для ряда материалов (азополимеры, халькогенидные стеклообразные полупроводники) облучение интерференционной картиной приводит к прямому формированию поверхностного рельефа, соответствующего интерференционной картине [11, 12]. Т. о. облучение данных материалов интерференционной картиной гауссовых пучков приводит к формированию рельефной голографической решетки с гауссовым распределением фазовой глубины профиля.

### 1. Моделирование формирования гауссовой решетки и дифракции света

Дифракция монохроматического света на такой гауссовой рельефной решетке была смоделирована путем использования алгоритма углового спектра [13]. Для этого была смоделирована гауссова решетка с фазовой модуляцией соответствующей функции Гаусса

$$\Delta\varphi(x, y) = A \exp\left(-\frac{r}{\omega}\right)^2, \quad (3)$$

где  $r$  — расстояние от оси решетки ( $r^2 = x^2 + y^2$ ), а  $\omega$  принято называть шириной или эффективным радиусом гауссова пучка, который равен расстоянию, на котором амплитуда фазовой модуляции убывает в  $e$  раз по сравнению с амплитудой фазовой модуляции на оси ( $\Delta$ ),

$$\Delta\varphi(\omega) = A/e. \quad (4)$$

На рисунке 1 схематически показана пространственная форма решетки (вдоль координаты  $x$ ) с гауссовым распределением амплитуды фазовой модуляции при эффективном радиусе решетки  $\omega = 1$ . Как будет показано далее, на величину и кинетику ДЭ влияет и диаметр

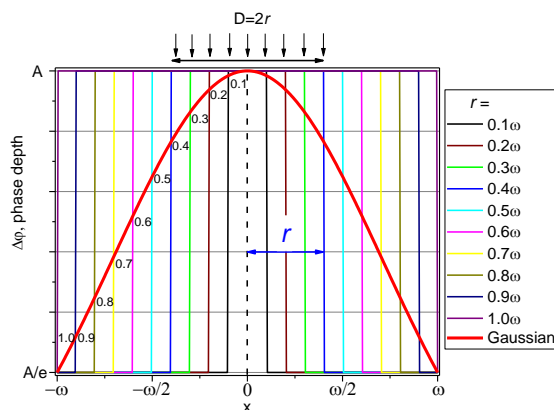


Рис. 1. Гауссовое распределение амплитуды фазовой глубины решетки при эффективном радиусе решетки равном  $\omega = A/e$ , и различных относительных радиусах считывающего пучка (от  $0,1 \omega$  до  $1,0 \omega$ )

считывающего излучения. На рисунке 1 также показаны считывающие пучки с относительными радиусами от  $0,1 \omega$  до  $1,0 \omega$ .

Анализ дифракционной эффективности для гауссовых решеток проводили по формуле  $\eta_n = J_n^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)$  (1), где  $J_n$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка,  $\Delta\phi$  — амплитуда фазовой модуляции. В виду того, что пространственная фазовая модуляция материала  $\Delta\phi$  определяется распределением интенсивности излучения, неравномерность экспозиции по полю  $E(x, y)$  приводит к неравномерной фазовой модуляции  $\Delta\phi(x, y)$ . Если принять, что фазовая модуляция  $\Delta\phi(x, y)$  определяется соотношением

$$\delta\phi(x, y) \approx E(x, y), \quad (5)$$

где  $E(x, y)$  — экспозиция, то выражение ДЭ можно переписать

$$\eta_n(x, y) = J_n^2(E(x, y)). \quad (6)$$

Средняя дифракционная эффективность первого порядка будет равна

$$\eta_m = \frac{1}{s} \iint J_1^2(E(x, y)) dx dy, \quad (7)$$

где  $s$  — площадь голограммы.

Принимая, что скорость модуляции фазового рельефа была линейной, была рассчитана ДЭ для решеток с гауссовым распределением экспозиции. При этом изменяли значение радиуса считывающего луча, что равносильно изменению площади считываемого участка голограммы. На рисунке 2 показана кинетика изменения ДЭ гауссовой решетки для разных радиусов считывающего луча  $r$  (от  $0,1$  до  $1,0$  к эффективному радиусу голограммы).

Здесь экспозиция  $E$  приводится в нормированных единицах так, что  $E = 1$  изменяет фототклик голографического материала, приводя к росту аргумента под функцией Бесселя, равному одному радиану.

Величина формфактора  $\Psi$  определяет запаздывание по экспозиции достижения первого максимума дифракционной эффективности по сравнению с равномерной решеткой, и определяется по формуле

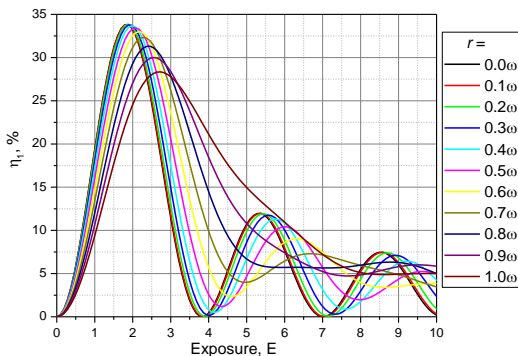


Рис. 2. Кинетика изменения дифракционной эффективности первого порядка Гауссовой решетки при увеличении экспозиции для разных диаметров считывающего пучка (от  $r = 0,1 \omega$  до  $1,0 \omega$ ) (см. рис. 1)

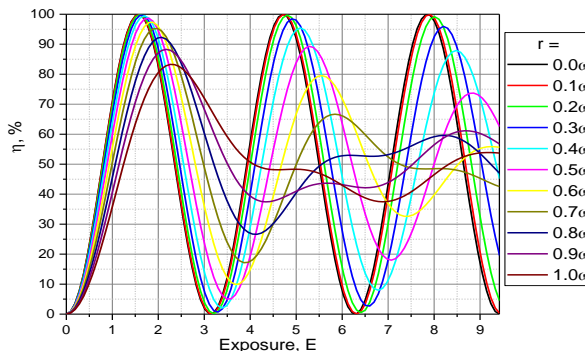


Рис. 3. Кинетика изменения дифракционной эффективности объемной гауссовой решетки при увеличении экспозиции для разных радиусов считывающего пучка (от  $r = 0,1 \omega$  до  $1,0 \omega$ ) (см. рис. 1)

Таблица 1. Значения найденного формфактора  $\Psi$  для разных радиусов считывающего пучка

	$r$										
$r$	0,0 $\omega$	0,1 $\omega$	0,2 $\omega$	0,3 $\omega$	0,4 $\omega$	0,5 $\omega$	0,6 $\omega$	0,7 $\omega$	0,8 $\omega$	0,9 $\omega$	1,0 $\omega$
$E_r$	1,88	1,88	1,88	1,88	1,98	2,07	2,17	2,26	2,45	2,54	2,79
$\Psi$	1,00	1,00	1,00	1,00	0,95	0,91	0,87	0,83	0,77	0,74	0,67

$$\Psi = E_{r_0} / E_r \tag{8}$$

где  $E_{r_0}$  — требуемая экспозиция для достижения максимума дифракционной эффективности в первом порядке равномерной (плоской) решетки ( $r_0 = 0,0 \omega$ ),  $E_r$  — требуемая экспозиция для достижения максимума дифракционной эффективности в первом порядке гауссовской решетки.

Как видно, в этом случае кривая ДЭ описывается классическим выражением ДЭ тонких решеток, определяемая как квадрат функции Бесселя. При всех других диаметрах считывающего луча неравномерность экспозиции по полю приобретает доминирующее значение. Для всех этих случаев был рассчитан формфактор  $\Psi$ , как отношение экспозиции при достижении максимума ДЭ равномерной решетки, к экспозиции при достижении максимума ДЭ гауссовой решетки.

В таблице 1 приведены значения найденного формфактора для разных радиусов считывающего пучка.

Аналогичные расчеты были проведены и для случая объёмных брэгговских решеток, для которых дифракционная эффективность определяется как

$$\eta = \Omega \sin^2[\Psi f(E)]. \tag{9}$$





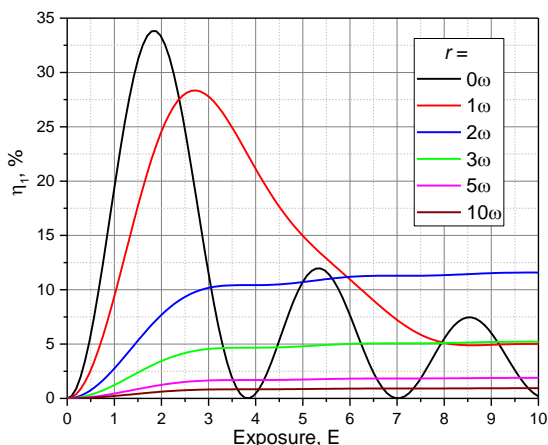


Рис. 5. Кинетика изменения дифракционной эффективности первого порядка Гауссовой решетки при увеличении экспозиции для разных диаметров считывающего пучка (от  $r = 1 \omega$  до  $10 \omega$ ) (см. рис. 4)

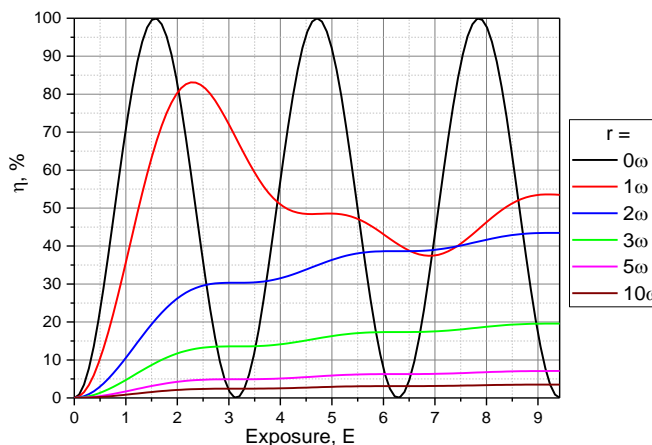


Рис. 6. Кинетика изменения дифракционной эффективности объемной гауссовой решетки при увеличении экспозиции для разных радиусов считывающего пучка (от  $r = 1 \omega$  до  $10 \omega$ ) (см. рис. 4)

Таблица 4. Значения найденного формфактора  $\Psi$  для разных радиусов считывающего пучка

	$r$					
$r$	$0,0 \omega$	$1 \omega$	$2 \omega$	$3 \omega$	$5 \omega$	$10 \omega$
$E_r$	1,60	2,26	2,90	2,90	2,90	2,90
$\Psi$	1,00	0,71	0,55	0,55	0,55	0,55

Аналогичные расчеты были проведены и для случая объёмных брэгговских решеток. На рисунке 6 показана кинетика изменения дифракционной эффективности объемной гауссовой решетки при увеличении экспозиции для разных радиусов считывающего пучка (см. рисунок 4).

В таблице 4 приведены значения найденного формфактора для разных радиусов считывающего пучка.

Сравнение данных зависимостей для тонких и толстых решеток приведены на рисунке 7

Схожесть картин позволяет предположить единую природу зависимости ДЭ от неравномерности экспозиции, а именно: по гауссовому распределению, и соответственно величины формфактора.

## 2. Голографическая запись и восстановление гауссовых решеток

Голографические решетки с периодом  $5,0 \text{ мкм}$  ( $200 \text{ л/мм}$ ) были записаны с помощью двух сходящихся лучей ( $\lambda = 532 \text{ нм}$ ) по схеме Лейта-Упатниекса. Для записи использовались нерасширенные лучи с гауссовым распределением интенсивности по полю луча. Запись проводилась на многослойных структурах на основе халькогенидного стеклообразного полупроводника

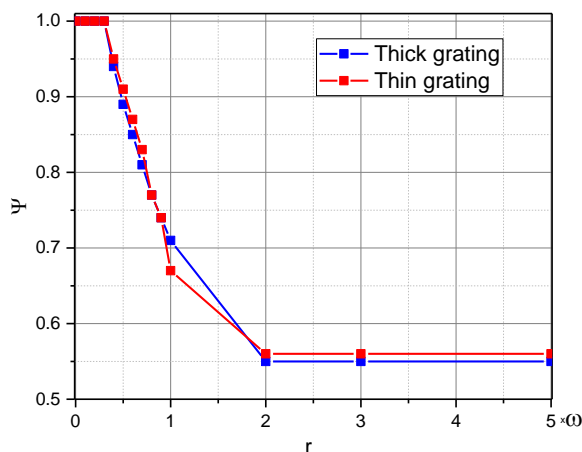
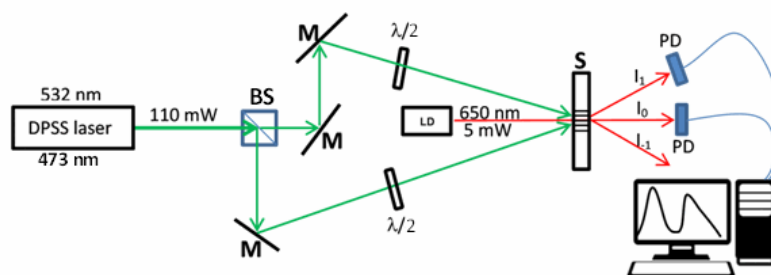


Рис. 7 Зависимость формфактора  $\Psi$  от радиуса считывающего пучка  $r$  для объемной и тонкой решетки



DPSS laser — одномодовый ( $TEM_{00}$ ) твердотельный лазер с диодной накачкой, BS — поляризационный светоделительный кубик, M — зеркала,  $\lambda/2$  — полуволновые фазовые пластинки, LD — лазерный диод, S — регистрирующая среда, PD — кремниевые фотодиоды

Рис. 8. Голографическая схема записи рельефно-фазовых решеток

$As_2S_3$ -Se (толщиной 2 940 нм). Экспонирование многослойной структуры формируемой интерференционной картины приводит к формированию поверхностного рельефа, т. е. к формированию рельефно-фазовой дифракционной решетки. Дифракционная эффективность измерялась в первом дифракционном порядке на пропускание с помощью красной лазерной указки ( $\lambda = 650$  нм,  $P = 1$  мВт) при перпендикулярном падении считывающего луча. Интенсивность в первом нулевом дифракционных порядках регистрировалась с помощью кремниевых фотодиодов ФД-24к и системой электронного усиления сигналов. Радиус записывающих лучей равной интенсивности составлял около 1,0 мм, при этом диаметр считывающего луча варьировали с помощью фокусирующей линзы в пределах 0,1–4,0 мм.

На рисунке 8 приведена используемая схема для записи рельефно-фазовых решеток.

Экспонирование проводили в области чувствительности используемой регистрирующей среды на длине волны 532 нм. Углы схождения лучей в 6,1 градусов были выбраны для получения интерференционной картины с периодом 5,0 мкм. Полуволновые фазовые пластинки были выставлены таким образом, чтобы интерферирующие лучи имели линейную поляризацию под углом  $+45^\circ$  и  $-45^\circ$  к плоскости падения лучей.

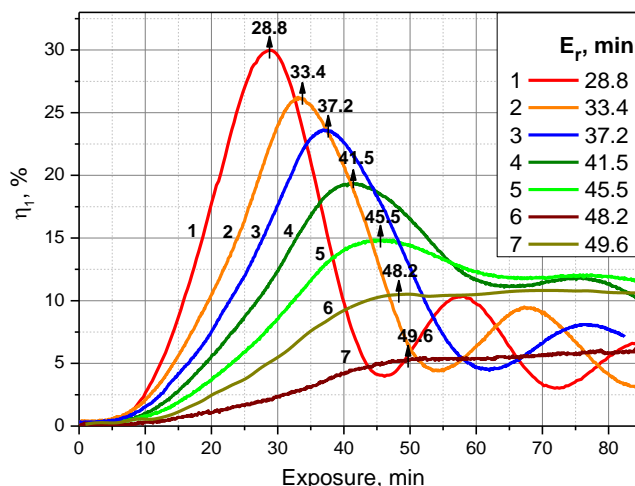


Рис. 9. Кинетика изменения дифракционной эффективности плоской гауссовой решетки при увеличении экспозиции для разных радиусов считывающего пучка (от 1 — максимально узкого — до 5 — покрывающего почти всю решетку).  $E_r$  — экспозиция при достижении максимума ДЭ для различных радиусов считывающего пучка

На рисунке 9 представлена кинетика изменения ДЭ решеток при одинаковых условиях записи и при различных диаметрах считывающего луча (от максимально узкого (1) до широкого, покрывающего почти всю решетку (5)). Также на рисунке 9 указана экспозиция при достижении максимума ДЭ для различных радиусов считывающего пучка.

### 3. Определение формфактора сформированных гауссовых решеток

Для определения формфактора  $\Psi$  зарегистрированных голограмм, определяемого как отношение экспозиции при достижении максимума ДЭ равномерной решетки (записанной равномерными по интенсивности лучами), к экспозиции при достижении максимума ДЭ гауссовой решетки (записанной лучами с гауссовым распределением интенсивности), необходимо провести голографическую запись решетки при равномерном распределении интенсивности в лучах — что существенно изменяет условия записи (освещенность ( $\text{мВт}/\text{см}^2$ )). Но как видно из рисунка 1, при уменьшении диаметра считывающего пучка неравномерность амплитуды фазовой модуляции решетки уменьшается, и при достаточно малом диаметре считывающего пучка решетку можно считать квази-однородной. В нашем случае диаметр считывающего пучка определяется возможностью линзы, установленной в считывающей лазерной указке.

В эксперименте была получена максимально-возможная степень фокусировки, для которой получен самый малый радиус считывающего пучка, и для которой исследуемый участок решетки можно считать квази-однородным. Кинетика ДЭ этого участка показана на рисунке 9, кривая 1. Построенные смоделированные кинетики ДЭ при формировании гауссовой решетки и экспериментально-полученные позволяют соотнести отношения радиусов считывающего пучка и решетки путем максимального совпадения двух кривых.

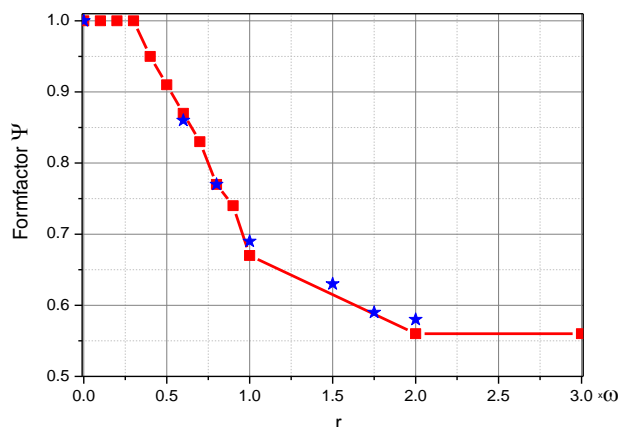


Рис. 10. Теоретически полученная и экспериментальная зависимость формфактора  $\Psi$  от радиуса считывающего пучка  $r$

Таблица 5. Значения найденного формфактора  $\Psi$  для разных радиусов считывающего пучка

	$r$						
№	1	2	3	4	5	6	7
$E_r$	28,8	33,4	37,2	41,5	45,5	48,0	49,6
$\Psi$	1	0,86	0,77	0,69	0,63	0,59	0,58
$r$	0,0 $\omega$	0,6 $\omega$	0,8 $\omega$	1,0 $\omega$	1,5 $\omega$	2,0 $\omega$	3,0 $\omega$

Исходя из полученного значения экспозиции для равномерной решетки были рассчитаны значения формфактора для гауссовских решеток при различных диаметрах луча, которые приведены в таблице 5. Сопоставляя полученные данные с теоретически полученной зависимостью формфактора  $\Psi$  от радиуса считывающего пучка  $r$  (рисунок 3), несложно оценить радиус считывающего луча  $r$  (приведены в таблице 5) и сопоставить экспериментальные данные с теоретическими. На рисунке 10 представлена теоретически полученная и экспериментальная зависимость формфактора  $\Psi$  от радиуса считывающего пучка  $r$ .

Экспериментальное значение формфактора  $\Psi$  тонкой гауссовой решетки, определяемое по формуле  $\psi = E_{r0}/E_r$  где  $E_{r0}$  — требуемая экспозиция для достижения максимума дифракционной эффективности в первом порядке равномерной (плоской) решетки (или в случае использования узкого считывающего луча с радиусом  $r = 0,1-0,3 \omega$ , а  $E_r$  — требуемая экспозиция для достижения максимума дифракционной эффективности в первом порядке гауссовской решетки, было определено по экспериментально-полученной кинетики роста ДЭ гауссовой решетки, показанной на рисунке 11.

Исходя из соотношения  $\psi = E_{r0}/E_r$  формактор тонкой решетки в режиме дифракции Рамана — Ната при записи гауссовыми пучками составляет  $\Psi = 28,8 / 41,5 = 0,69$ .

На рисунке 12 приведены рассчитанные кривые кинетики ДЭ гауссовой решетки и экспериментально-полученные при радиусах считывающего пучка от  $r = 0,0 \omega$  до  $r = 3,0 \omega$ .

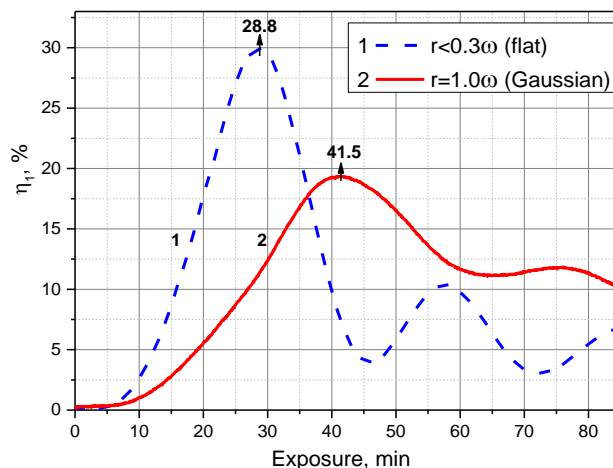


Рис. 11. Экспериментально-полученная кинетика ДЭ гауссовой решетки при радиусе считывающего луча  $r < 0,3 \omega$  (кривая 1) и при радиусе считывающего луча  $r = 1,0 \omega$  (кривая 2). На горбах кинетики ДЭ показана требуемая экспозиция до достижения первого максимума.

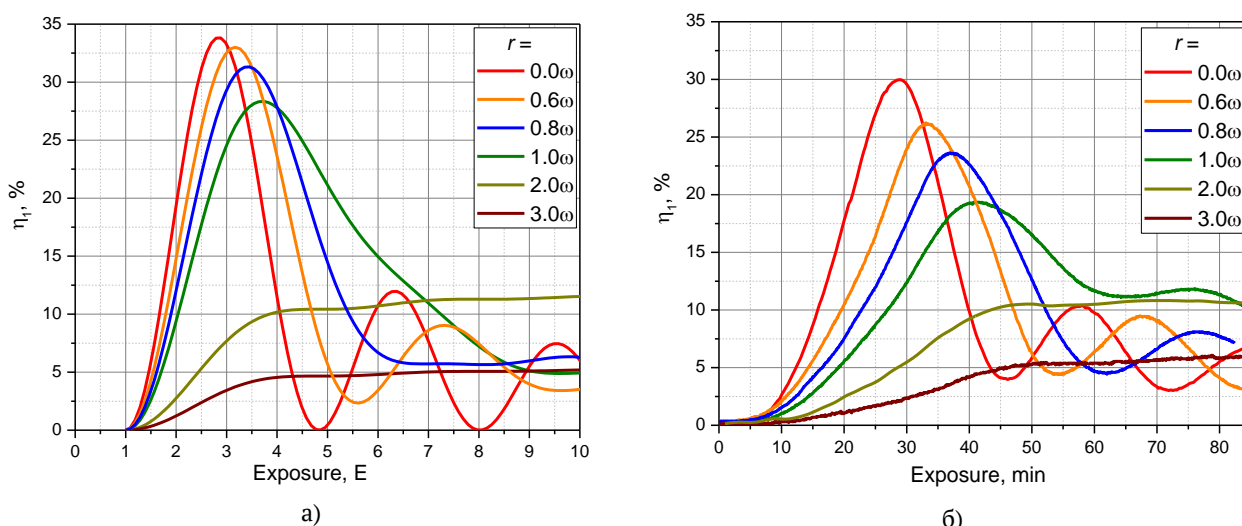


Рис. 12. Рассчитанные кривые кинетики ДЭ гауссовой решетки (а) и экспериментально-полученные (б) при радиусах считывающего пучка от  $r = 0,0 \omega$  до  $r = 3,0 \omega$

### Заключение

1. Найден и численно определён эффект формфактора при записи гауссовыми пучками голограмм, описываемых дифракцией Рамана — Ната. Для гауссовых голограмм с шириной, определённой по уровню  $1/e$ , значение формфактора составляет 0,69.

2. Экспериментально подтверждено проявление формфактора в регистрирующей среде на основе многослойной структуры ХСП и в азополимерах.

3. Значения рассчитанных формфакторов для толстых и тонких гауссовых голограмм дает основание считать эффект проявления формфактора более универсальным, одинаково

применимым и близким по значениям для двух видов дифракции, дифракции Брэгга и дифракции Рамана — Ната.

4. Эффект формфактора голограмм был использован при определении динамического диапазона фотоотклика при изучении регистрирующих сред на основе многослойной структуры ХСП и в азополимерах.

Как показано, для гауссовых голограмм максимально достижимая дифракционная эффективность ограничивается эффектом формфактора, который присущ как для тонких решеток, так и для толстых. Полученный коэффициент увеличения оптимальной экспозиции позволяет добиться регистрации голограмм с максимальным значением ДЭ, что определяет качество работы голографических приборов.

### Список источников

- [1] **Шойдин, С. А.** Дифракционная эффективность голограмм, записанных гауссовыми пучками // Интерэкспо Гео-Сибирь 2015. СибОптика. — 2015: сб. материалов междунар. науч. конф. — Новосибирск: Изд-во Сиб. ун-т геосистем и технологий. — 2015. — Том 5. — С. 71–76.
- [2] **Шойдин, С. А.** О требованиях к параметрам источника излучения для голографии // Лазеры. Измерения. Информация. 2013: сб. докл. — СПб.: Изд-во СПб. Политехнич. ун-та. — 2013. — Том 1. — С. 94–107.
- [3] **Шойдин, С. А.** Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 5. — С. 65–75.
- [4] **Шойдин, С. А.** Метод достижения максимальной дифракционной эффективности голограмм на основе оптимизации формфактора // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 4. — С. 501–507.
- [5] **Шойдин, С. А.** Влияние нелинейности фотоотклика на дифракционную эффективность голограмм / Автометрия. — 2019. — Том 55. — № 1. — С. 39–35
- [6] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм сложных изображений / С. А. Шойдин, А. В. Трифанов // Компьютерная оптика. — 2018. — Том 42. — № 3. — С. 362–368.
- [7] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм и модификация статистики / Национальная конференция с международным участием // С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев, «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля. — 2018. — в печати.
- [8] **Goodman, J. W.** Introduction to Fourier Optics. 2<sup>nd</sup> ed. — McGraw-Hill, 1996. — 441 p.
- [9] **De Jong, T. M.** Surface-relief and polarization gratings for solar concentrators / T. M. de Jong, D. K. G. de Boer, C. W. M. Bastiaansen // Optics Express. — 2011. — Vol. 19. — № 16. — P. 15127–15142.
- [10] **Cazac, V.** Surface relief and refractive index gratings patterned in chalcogenide glasses and studied by off-axis digital holography / V. Cazac, A. Meshalkin, E. Achimova, V. Abashkin, et.al. // Applied Optics. — 2018. — Vol. 57. — № 3. — P. 507–513.
- [11] **Meshalkin, A.** Direct photoinduced surface relief formation in carbazole-based azopolymer using polarization holographic recording / A. Meshalkin, S. Robu, E. Achimova, A. Prisacar, et.al. // J Optoelectron Adv M. — 2016. — Vol. 18. — № 9-1. — P. 763–768.
- [12] **Achimova, E.** Direct surface relief formation on As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>-Se nanomultilayers in dependence on polarization states of recording beams / E. Achimova, A. Stronski, V. Abaskin, A. Meshalkin, et.al. // Optical Materials. — 2015. — Vol. 47. — P. 566–572.
- [13] **Matsushima, K.** Band-limited angular spectrum method for numerical simulation of free-space propagation in far and near fields / K. Matsushima, T. Shimobaba // Optics Express. — 2009. — Vol. 17. — № 22. — P. 19662–19673.

### 53. Создание высокочастотных рельефно-фазовых голографических решеток на бихромированном желатине при использовании деструктивного воздействия УФ излучения

*Н. М. Ганжерли<sup>1</sup>, С. Н. Гуляев<sup>2</sup>, И. А. Маурер<sup>1</sup>, Д. Р. Хазвалиева<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Впервые показана возможность создания рельефно-фазовых голографических решеток с высокой пространственной частотой  $1500 \text{ мм}^{-1}$  на слоях бихромированного желатина (БХЖ) при использовании деструктивного воздействия коротковолнового УФ излучения на желатин.

*Ключевые слова:* Голографические дифракционные решетки, Поверхностный рельеф, Коротковолновое УФ излучение, Бихромированный желатин.

*Цитирование:* Ганжерли, Н. М. Создание высокочастотных рельефно-фазовых голографических решеток на бихромированном желатине при использовании деструктивного воздействия УФ излучения / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Р. Хазвалиева // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 290–296.

#### Введение

Воздействие коротковолнового УФ излучения с длиной волны менее 250–270 нм на желатин проявляется в разрыве связей в основных цепях макромолекул желатина, что приводит к деструкции желатинового каркаса. Последующие водные процедуры сопровождаются вымыванием разрушенных участков желатина. Этот эффект применяется для преобразования амплитудной голографической записи в рельефно-фазовую на галоидосеребряных фотоматериалах [1]. Процедура обработки, основанная на деструктивном воздействии на желатин коротковолнового УФ излучения (метод ВКУФ), была использована для создания различных случайных и регулярных рельефно-фазовых структур, таких как голографические диффузные экраны, микролинзовые растры, дифракционные решетки и т. д. [2, 3]. Метод ВКУФ дает возможность получения структур с глубиной поверхностного рельефа порядка 1 мкм и более. В следствие этот метод был применен к слоям БХЖ для создания низкочастотных дифракционных решеток с частотой  $\nu$  порядка  $100\text{--}200 \text{ мм}^{-1}$  и высотой поверхностного рельефа  $h$  около 1 мкм [4–6].

Современные оптические технологии используют дифракционные решетки с более высокой пространственной частоты  $\nu$  от  $1000 \text{ мм}^{-1}$  до субволнового диапазона. Такие решетки имеют широкое применение в телекоммуникационных системах и лазерной технике в качестве дифракционных оптических элементов, антиотражающих поверхностей, модуляторов,

оптических датчиков линейных и угловых перемещений, фильтров, поляризационных элементов, светоделителей и т. д. [7–12]. Поэтому важное значение имеет поиск методов обработки слоев БХЖ, позволяющих существенно расширить диапазон пространственных частот рельефно-фазовых голографических структур, записанных используя воздействие коротковолнового УФ излучения на желатин.

### 1. Стандартная методика получения голографических рельефно-фазовых структур на БХЖ

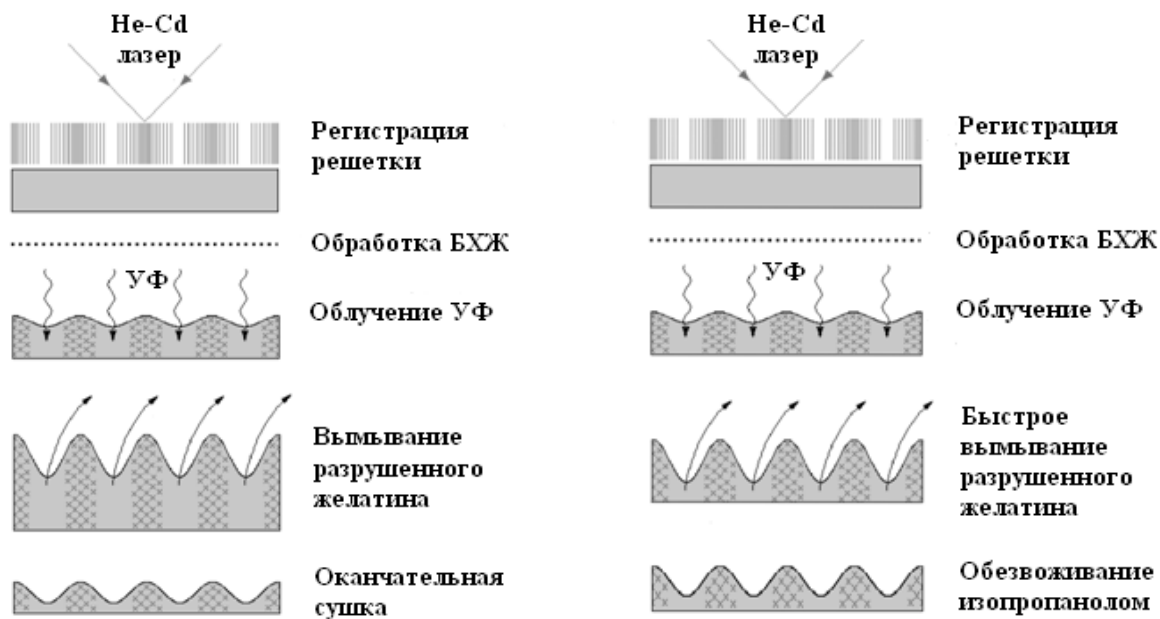
При голографической записи интерференционной картины на БХЖ излучением He–Cd лазера происходит изменение физико-химических свойств желатина вследствие избирательного светового дубления лазерным излучением в присутствии бихроматов, что проявляется в структурировании, т. е. в установлении большого количества поперечных связей между молекулами желатина в максимумах интерференционной картины (см. рисунок 1а).

Первичная обработка образцов после экспонирования решеток He–Cd лазером заключается в «купании» в 2 % растворе сульфита натрия в течение 6 мин для завершения процессов дубления желатина и удаления соединений хрома из слоя и сушки. Высота поверхностного рельефа  $h$ , определенная как перепад между гребнями и впадинами, после водной обработки и сушки получается менее 0,1 мкм. Такая высота рельефа в соответствии с критериями создания эффективных голографических решеток [13] будет недостаточна для получения высоких значений дифракционной эффективности (ДЭ). На следующих стадиях обработки образцов (см. рисунок 1а) происходит засветка слоев УФ излучением. При этом участки желатинового слоя, подвергнутые световому дублению лазерным излучением, менее поддаются разрушающему воздействию коротковолнового УФ излучения, поскольку большое количество поперечных связей препятствует фрагментации желатиновых макромолекул и растворению их в воде. Таким образом, горбы поверхностного рельефа на слое БХЖ после воздействия УФ света и водной процедуры образуются в максимумах интерференционной картины.

Ранее было получено [14], что содержащие желатин регистрирующие среды для голографии, в обработку которых входит продолжительное пребывание в водных растворах, независимо от методов получения рельефно-фазовых структур имеют ограничения по передаче пространственно-частотного спектра в области высоких частот  $\nu \geq 200 \text{ мм}^{-1}$  (см. рисунок 2).

Спад высоты поверхностного рельефа  $h$  и связанной с ним ДЭ может быть теоретически объяснен сглаживающим воздействием сил поверхностного натяжения, возникающих во влажном желатиновом слое, роль которых существенно возрастает на высоких пространственных частотах [14, 15]. Продолжительное купание образцов в воде в течение нескольких минут после засветки УФ излучением по используемой нами стандартной методике обработки слоев [4, 5] приводит к набуханию слоя БХЖ по всей толщине (см. рисунок 1а). Поэтому мягкий податливый желатин легко деформируется под действием сил поверхностного натяжения, в результате чего при окончательной сушке на воздухе происходит сглаживание поверхностного рельефа на высоких частотах [14, 15].

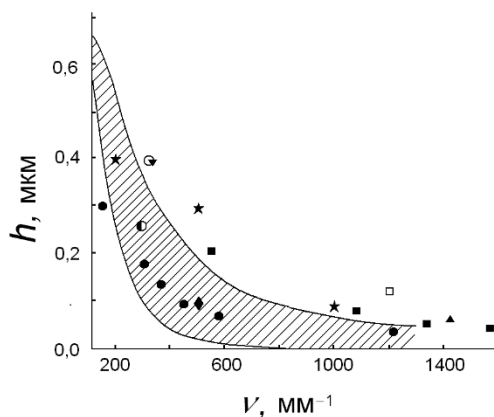




а) стандартная методика обработки БХЖ

б) модифицированная методика обработки БХЖ

Рис. 1. Этапы обработки слоев БХЖ для получения поверхностного рельефа на высоких пространственных частотах



Заштрихованная область — для метода ВКУФ, символы — для альтернативных методов

Рис. 2. Зависимость высоты поверхностного рельефа  $h$  от пространственной частоты  $\nu$  голографической структуры

## 2. Модифицированная методика получения голографических рельефно-фазовых структур на БХЖ

Задачей данной работы было уменьшение влияния сил поверхностного натяжения для получения значительной высоты поверхностного рельефа на высоких пространственных частотах. Для этого было предложено существенно сократить время «купания» образцов в воде после УФ облучения. В этом случае разрушенные ультрафиолетом участки желатина успевают раствориться в воде быстрее, чем набухнут внутренние слои желатина. Для предотвращения

набухания слоя желатина по толщине также было предложено использование ванны с изопропиловым спиртом непосредственно после короткой водной обработки (см. рисунок 1б). При этом в образовании голографической структуры участвует только поверхностный слой желатина, а действие сил поверхностного натяжения минимизировано.

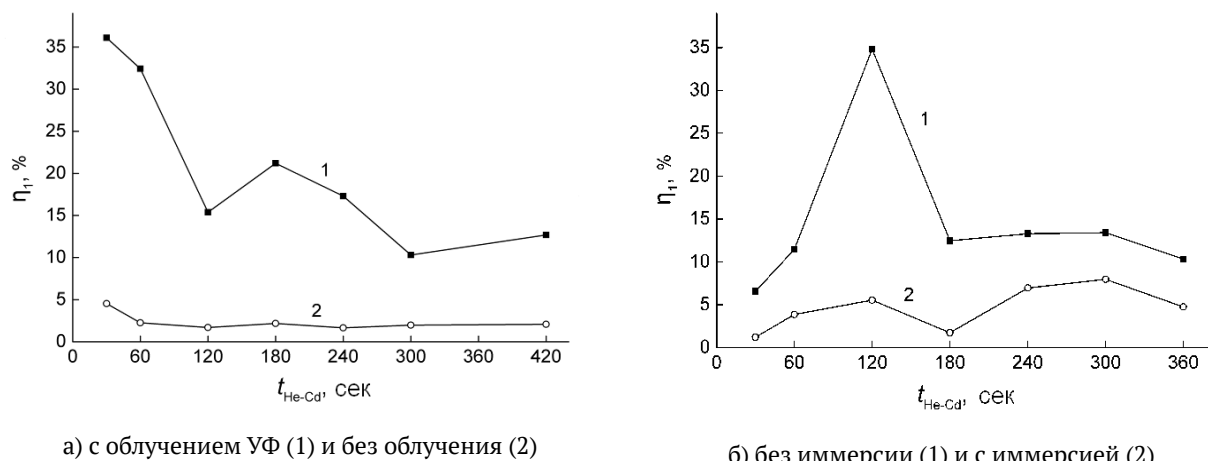
### 3. Эксперимент

Слои БХЖ изготавливались в лабораторных условиях подобно известному способу, описанному в работе [16]. Запись голографических решеток с пространственной частотой  $\nu = 1500 \text{ мм}^{-1}$  осуществлялась по симметричной оптической схеме излучением He–Cd лазера с длиной волны 440 нм. После экспонирования и первичной обработки промытые в воде и высушенные образцы решеток засвечивались УФ излучением с помощью ртутно-кварцевой лампы высокого давления ДРТ-220 в течение 20–24 мин. Затем образцы обрабатывались в течение 10 сек в воде и немедленно погружались в чистый изопропиловый спирт последовательно в две ванны (по 1 минуте в каждой) для быстрого обезвоживания слоя.

Измерение ДЭ решеток проводилось при считывании лучом He–Ne лазера с длиной волны 630 нм при оптимальном угле падения на образец со стороны желатинового слоя. На рисунке 3а (кривая 1) приведена зависимость ДЭ в первом порядке дифракции от времени экспонирования решеток He–Cd лазером  $t_{\text{He–Cd}}$ . Толщина слоя БХЖ для данного образца в области решетки составляла  $T = 5,1 \text{ мкм}$ . Достигнутая максимальная ДЭ, равная 35 %, многократно превышает эту величину (1,73 %) для образцов решеток той же пространственной частоты, обработанных после засветки УФ по ранее использованной стандартной методике [4, 5]. Кривая 2 на рисунке 3а отражает ДЭ участков того же образца, не облученных УФ излучением. Сравнение кривых 1 и 2 говорит о существенной роли деструктивного воздействия УФ излучения в формировании поверхностного рельефа за счет удаления водой разрушенных УФ излучением участков желатина

Факт наличия эффективной рельефной решетки подтверждается экспериментами с применением иммерсионной жидкости. На рисунке 3б показана зависимость ДЭ от времени экспозиции когерентным излучением лазера  $t_{\text{He–Cd}}$  для голографических решеток с открытой поверхностью (кривая 1) и с поверхностью с нанесенной иммерсионной жидкостью, покрытой покровным стеклом (кривая 2). Толщина слоя БХЖ вне решетки составляла 5,1 мкм. В качестве иммерсионной жидкости использовалось укропное масло, показатель преломления которого приблизительно равнялся показателю преломления желатина. Представленные на рисунке 3б зависимости свидетельствуют о преимущественно рельефно-фазовом механизме дифракции.

Максимальная ДЭ для решеток, зарегистрированных на слоях БХЖ толщиной порядка 3,9–5,1 мкм в области решетки, в наших экспериментах доходила до величин 40–45 %. При понижении толщины слоев БХЖ до величины порядка 1,3 мкм экспериментально зарегистрированы максимальные значения ДЭ до 49–55 % (см. рисунок 4). Высокие значения ДЭ для



а) с облучением УФ (1) и без облучения (2) б) без иммерсии (1) и с иммерсией (2)  
 Рис. 3. Зависимость ДЭ  $\eta_1$  решеток при оптимальном угле падения луча лазера на образец со стороны желатинового слоя от времени экспонирования голограмм He-Cd лазером  $t_{\text{He-Cd}}$ .

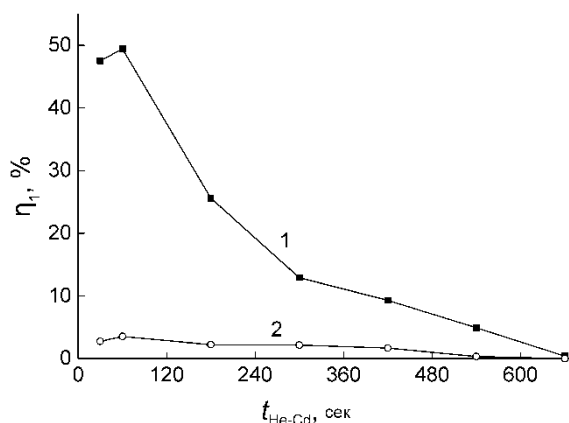


Рис. 4. Зависимость ДЭ  $\eta_1$  решеток при оптимальном угле падения луча лазера на образец толщиной  $T = 1,3 \mu\text{m}$  в области решетки со стороны желатинового слоя от времени экспонирования голограмм He-Cd лазером: без использования иммерсии (1) и с использованием иммерсии (2)

решеток, полученных на сверхтонких слоях БХЖ, являются дополнительным аргументом в пользу существования эффективной рельефной поверхностной структуры.

Также была измерена величина ДЭ в зависимости от угла падения считывающего луча He-Ne лазера. Угловые зависимости ДЭ решеток на слоях разной толщины приведены на рисунке 5а и 5б. Значение  $\delta\theta$ , равное 0, на обоих графиках соответствует точному условию Брэгга. Видно, что максимумы экспериментальных зависимостей (кривые 1) соответствует условию дифракции Вульфа-Брэгга. На рисунке 5 также приведены результаты теоретической оценки угловой зависимости ДЭ (кривые 2) для объемной решетки указанных толщин согласно Когельнику [17]. Из сравнения кривых 1 на рисунках 5а и 5б следует, что ширина угловой зависимости ДЭ слабо зависит от толщины слоя БХЖ в отличие от теоретических кривых 2 для объемных решеток. Это также говорит о наличии рельефной структуры на поверхности слоя БХЖ.

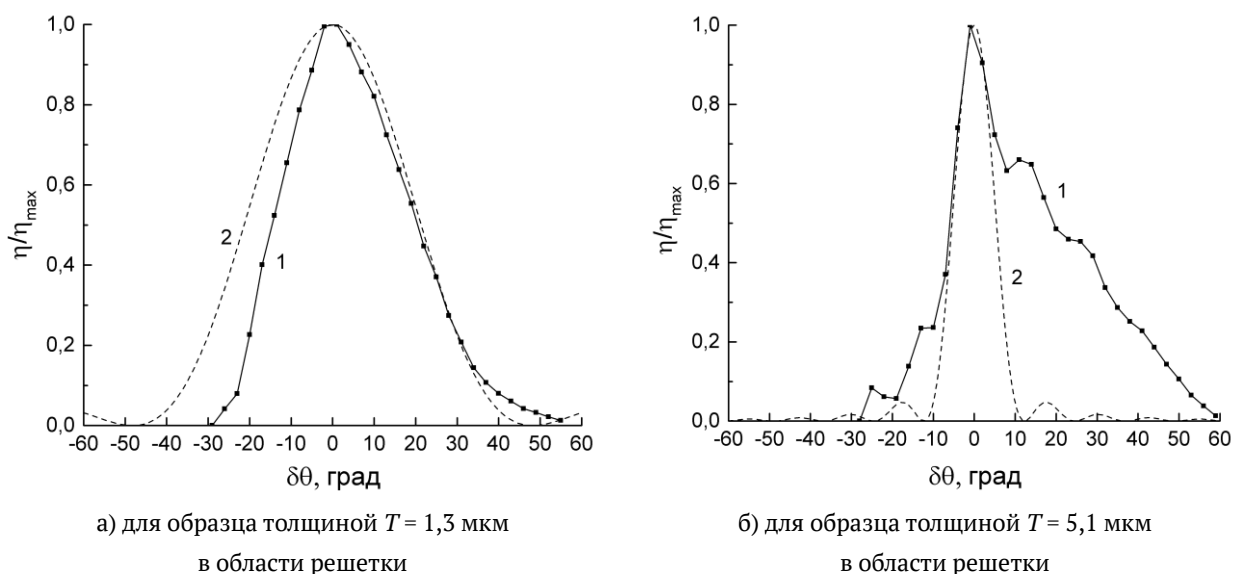


Рис. 5. Угловые зависимости нормированной ДЭ

### Заключение

В работе показана эффективность усовершенствованной методики изготовления голографических структур на слоях БХЖ, подвергнутых деструктивному воздействию коротковолнового УФ излучения, суть которой заключается в существенном сокращении времени процедуры водной обработки. Это позволило впервые получить на БХЖ рельефные голографические решетки с высокой пространственной частотой  $\nu = 1500 \text{ мм}^{-1}$  и максимальной ДЭ порядка 55 %, превышающей значения дифракционной эффективности для полученных ранее низкочастотных голографических решеток [4, 5].

В заключение отметим, что результаты работы будут способствовать расширению сферы применения рельефных голографических решеток, регистрируемых на таком широко распространенном и обладающем высокими оптическими параметрами светочувствительном материале для голографии как БХЖ.

### Список источников

- [1] **Гуляев, С. Н.** Свойства рельефно-фазовых голограмм, полученных при обработке фотопластинок коротковолновым ультрафиолетовым излучением и двухступенчатом отбеливании / С. Н. Гуляев, В. П. Ратушный // Оптический журн. — 2003. — Том 70. — № 2. — С. 45–49.
- [2] **Ганжерли, Н. М.** Формирование случайных и регулярных рельефно-фазовых структур на галодосеребряных фотоэмульсиях голографическими методами / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, А. С. Гурин, Д. Д. Крамущенко, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // ЖТФ. — 2009. — Том 79. — № 7. — С. 76.
- [3] **Ганжерли, Н. М.** Изображающие свойства двумерной скрещенной голографической решетки на галодосеребряных фотоэмульсиях / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных, С. А. Яловик // ЖТФ. — 2012. — Том 82. — № 9. — С. 49.
- [4] **Ганжерли, Н. М.** Влияние УФ излучения на свойства дифракционных решеток на бихромированном желатине / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Письма в ЖТФ. — 2016. — Том 42. — В. 19. — С. 26–30.

- [5] **Ганжерли, Н. М.** Свойства голографических структур на бихромированном желатине, подвергнутых воздействию коротковолнового УФ излучения / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Оптический журн. — 2017. — Том 84. — № 9. — С. 1–5.
- [6] **Ганжерли, Н. М.** Эффект воздействия коротковолнового УФ излучения при записи голографических структур на содержащих желатин регистрирующих средах (обзор) / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Оптика и Спектроскопия. — 2018. — Том 125. — В. 7. — С. 62–70.
- [7] **Popov, E.** Introduction to Diffraction Gratings: Summary of Applications. Theory and Numeric Applications. Marseille: Presses universitaires de Provence (PUP). — 2012. — P. 1.1–1.23.  
[www.fresnel.fr/numerical-grating-book](http://www.fresnel.fr/numerical-grating-book)
- [8] **Bondos, N.** Diffraction gratings: from principles to applications in high-intensity lasers / N. Bondos, J. Neauport // Advances in Optics and Photonics. — 2016. — Vol. 8. — N 1. — P. 1–44.
- [9] Diffraction gratings. Mechanically ruled or holographically recorded / URL:  
<https://www.zeiss.com/spectroscopy/products/gratings.html>
- [10] **Shiraishi, K.** A Polarizer Using Thin Metallic-Film Subwavelength Grating for Infrared to Terahertz Region / K. Shiraishi, S. Oyama, and Chen S. Tsai // Journal of Lightwave Technology. — 2011. — Vol. 29. — № 5. — P. 670–677.
- [11] **Zhong, Q.** Focusing-curved subwavelength grating couplers for ultra-broadband silicon photonics optical interfaces / Q. Zhong, V. Veerasubramanian, Y. Wang, W. Shi, D. Patel, S. Ghosh, A. Samani, L. Chrostowski, R. Bojko, and D. V. Plant // Optics Express. — 2014. — Vol. 22 — № 15. — P. 18224–18231.
- [12] **Harzendorf, T.** Surface relief gratings manufactured by lithographic means being a candidate for VLT MOONS instrument's main dispersers / T. Harzendorf, D. Michaelis, T. Flügel-Paul, A. Bianco, E. Oliva and U. Zeitner // Proc. of SPIE. — 2018. — Vol. 10706. — P. 1070621.
- [13] **Calixto, S.** Gelatin as a Photosensitive Material / S. Calixto, N. Ganzherli, S. Gulyaev and S. Figueroa Gerstenmaier // Molecules. — 2018. — Vol. 23. — P. 2064–2086.
- [14] **Гуляев, С. Н.** Формирование поверхностного рельефа голографических структур, полученных при воздействии коротковолнового УФ излучения на фотоэмульсию // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Основной выпуск. — 2008. — Том 3. — № 59. — С. 105–114.
- [15] **Бутусов, М. М.** Исследование параметров голографических структур-мультипликаторов / М. М. Бутусов, А. И. Иоффе // Квантовая электроника. — 1976. — Том 3. — № 5. — С. 969–974.
- [16] **Shankoff, T. A.** Phase holograms in dichromated gelatin // Appl. Opt. — 1968. — Vol. 7. — N 10. P. 2101–2105.
- [17] **Kogelnik, H.** Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings // Bell System Technical Journal. — 1964. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.

## 54. Использование синхронизации фаз в спекл-полях для изучения многоциклового усталости материалов и активности живых клеток

*А. П. Владимиров*

<sup>1</sup> Институт машиноведения Уральского отделения Российской академии наук, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup> Екатеринбургский НИИ вирусных инфекций, Екатеринбург, Россия

Кратко рассматривается теория эффекта синхронизации фаз волн в спекл-полях. На модели деформируемого отражающего объекта показывается, что в малой области поверхности имеются волны, обладающие следующими свойствами: 1) они отражены от центров рассеяния, расположенных на одинаковом расстоянии вдоль некоторого направления, 2) их начальные фазы одинаковы. Показывается, что при изменении деформации поверхности или градиента показателя преломления среды в результате интерференции указанных волн возникают квазипериодические изменения интенсивности света в сопряженной области. Взаимная интерференция остальных волн приводит к слабому изменению случайного значения интенсивности излучения. Данный эффект позволяет определять изменения оптических путей волн порядка 1–10 нм на базах порядка 1–100 мкм. Рассмотрены проявления эффекта при зарождении трещины в условиях многоциклового усталости материалов, при изучении реакции культивированных живых клеток на внешние воздействия. Дается сравнение теории и эксперимента. Обсуждаются возможности применения разработанных методик для создания приборов неразрушающего контроля нового поколения, контролирующих физические величины на указанных базах, спекл-томографа живых клеток.

*Цитирование:* **Владимиров, А. П.** Использование синхронизации фаз в спекл-полях для изучения многоциклового усталости материалов и активности живых клеток / А. П. Владимиров // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 297–297.

## 55. Дифракция света в сегнетоэлектрических кристаллах на периодически поляризованных структурах с заряженными и нейтральными доменными стенками

С. М. Шандаров<sup>1</sup>, Е. Н. Савченков<sup>1</sup>, С. В. Смирнов<sup>1</sup>, А. Е. Шараева<sup>1</sup>, В. А. Краковский<sup>2</sup>,  
Л. Я. Серебренников<sup>2</sup>, А. А. Есин<sup>3</sup>, А. Р. Ахматханов<sup>3</sup>, В. Я. Шур<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

<sup>2</sup> ООО «Кристалл Т», Томск, Россия

<sup>3</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Представлены результаты экспериментального исследования и теоретического анализа брэгговской дифракции света на регулярных доменных структурах (РДС) в одноосных сегнетоэлектрических кристаллах со  $180^\circ$  заряженными и нейтральными доменными стенками. Показано, что заряженные доменные стенки, имеющие наклон к полярной оси Z, создают в кристалле периодические возмущения оптических свойств, приводящие при брэгговской дифракции на них зондирующего гауссова светового пучка к расщеплению первого порядка на два максимума, по величине которого угол этого наклона может быть оценен количественно. Получено, что для образца РДС в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  стенки наклонены на угол  $\alpha = \pm 0,31^\circ$  к полярной оси, то есть имеют электрический заряд, в то время как для РДС в кристаллах  $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$  и  $\text{KTiOPO}_4$  наклон стенок отсутствует и они являются нейтральными.

*Ключевые слова:* Электрооптика, Дифракционные оптические элементы, Периодические доменные структуры.

*Цитирование:* Шандаров, С. М. Дифракция света в сегнетоэлектрических кристаллах на периодически поляризованных структурах с заряженными и нейтральными доменными стенками / С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, С. В. Смирнов, А. Е. Шараева, В. А. Краковский, Л. Я. Серебренников, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 298–307.

### Введение

Методы доменной инженерии открывают широкие возможности для создания в сегнетоэлектрических кристаллах одномерных и двумерных структур с заданным распределением вектора спонтанной поляризации [1–6]. Одномерные регулярные доменные структуры в одноосных сегнетоэлектриках  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  и  $\text{KTiOPO}_4$  с хорошими нелинейно-оптическими свойствами эффективно используются в настоящее время для преобразования спектральных параметров лазерного излучения в режиме фазового квазисинхронизма [2, 7–12]. Другим приложением таких структур, сформированных в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{LiTaO}_3$  и  $\text{KTiOPO}_4$ , является электрооптическое управление пространственными, временными и поляризационными параметрами световых пучков [2, 5, 12–22]. Эффективность устройств на основе РДС зависит от точности воспроизведения требуемого распределения вектора спонтанной поляризации. В

частности, для получения максимальной эффективности генерации второй гармоники в режиме фазового квазисинхронизма, необходима однородность пространственного периода РДС  $\Lambda$ , с его отклонением от номинального значения, не превышающим 20 нм [6]. Реальные РДС, сформированные в сегнетоэлектрических кристаллах, имеют, в частности, вариации доменов по размерам и по положению стенок. Кроме того, доменные стенки в одноосных сегнетоэлектриках могут иметь наклон относительно полярной оси, который в кристаллах ниобата лития может составлять  $0,2^\circ$  и более [23–26].

К наклонным доменным стенкам, которые являются заряженными и обладают проводимостью, на много порядков превосходящей её объемную величину для монодоменного сегнетоэлектрика, в последнее время проявляется значительный интерес [25–30]. Такие заряженные стенки в сегнетоэлектриках характеризуются металлическим типом проводимости [25, 27], что делает их привлекательными для приложений, в которых нелинейные и электрооптические свойства кристалла могут использоваться в сочетании с активными элементами наноэлектроники [1, 31] для реализации нового поколения адаптивных оптических элементов и электрически управляемых оптических схем квантовой фотоники и динамической голографии.

Эффективным неразрушающим методом контроля однородности РДС является дифракция света на создаваемых этими структурами возмущениях оптических свойств кристалла [22, 32–36]. Однако ранее при её теоретическом анализе и в проведенных экспериментальных исследованиях возможность наклонов доменных стенок во внимание не принималась.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование дифракции Брэгга на РДС с  $180^\circ$  доменными стенками в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  конгруэнтного состава, в стехиометрическом образце  $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$  и в выращенном раствор-расплавным методом кристалле  $\text{KTiOPO}_4$ . Для теоретической интерпретации полученных экспериментальных данных использовалась модель дифракции гауссова светового пучка на возмущениях оптических свойств кристалла, создаваемых доменными стенками, наклоненными относительно полярной оси  $Z$  на угол  $\pm\alpha$ , принимающая во внимание конечные размеры рассматриваемой области РДС вдоль данной оси.

## 1. Эксперимент

В экспериментах исследовались РДС, сформированные методом переключения поляризации под действием внешнего пространственно-периодического вдоль оси  $X$  электрического поля, прикладываемого к образцам вдоль полярной оси  $C // Z$  с помощью металлических электродов для  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  (PPLN) и  $\text{KTiOPO}_4$  (РПКТР), и с использованием жидких электродов для  $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$  (PPLT). Образец PPLN имел пространственный период  $\Lambda = 8,79$  мкм и размеры  $40 \times 2 \times 1$  мм<sup>3</sup> по кристаллофизическим осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , соответственно; PPLT —  $7,99$  мкм и  $5 \times 2 \times 1$  мм<sup>3</sup>; РПКТР —  $8,96$  мкм и  $18 \times 4,2 \times 1,8$  мм<sup>3</sup>. Для наблюдения дифракции Брэгга с порядками  $m = 1-10$  исследуемый образец с РДС размещался на поворотном столике, позволя-



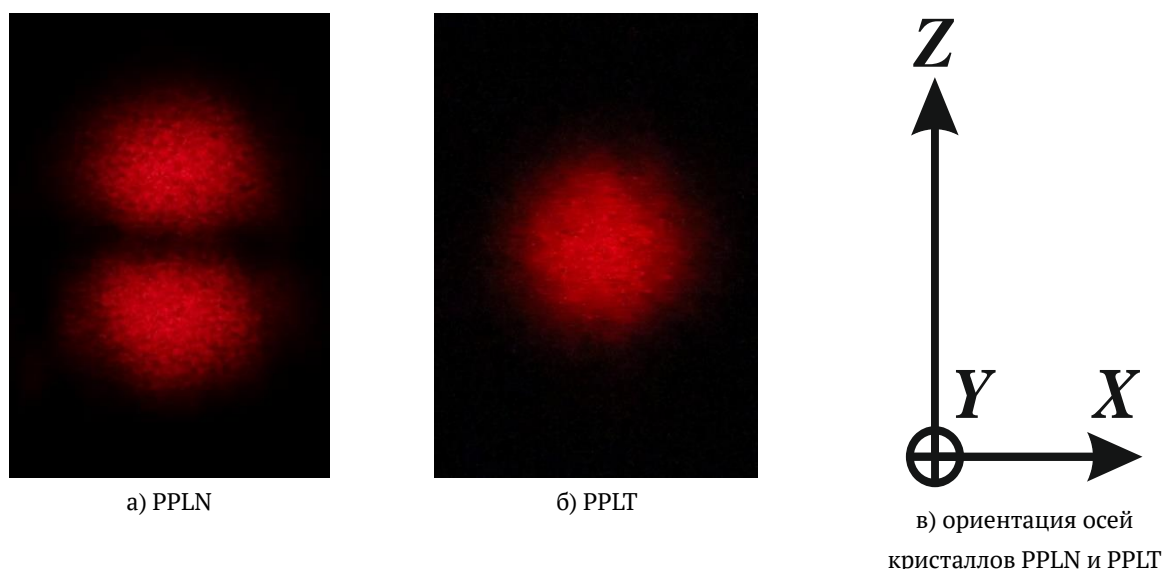


Рис. 1. Изображения максимумов для дифракции Брэгга первого порядка ( $m = 1$ ) на РДС в образцах PPLN (а) и PPLT (б)

ющем задавать углы Брэгга  $\theta_{Bm} = m\theta_{B1}$  в плоскости  $XU$  для зондирующего светового пучка, фокусируемого сферической или цилиндрической линзой примерно на середину его входной грани  $y = 0$ .

При фокусировке гауссова светового пучка He-Ne лазера с длиной волны  $\lambda = 632,8$  нм и радиусом  $r_0 = 0,47$  мм сферической линзой с фокусным расстоянием  $F = 350$  мм картины наблюдаемых в зоне Фраунгофера брэгговских дифракционных максимумов для образца PPLN качественно отличались от таковых для PPLT и PPKTP. Характерно, что для образцов PPLT и PPKTP эти картины соответствовали дифрагированным во все порядки с  $m = 1-10$  гауссовым пучкам и имели радиальную симметрию распределения интенсивности  $I_m(x, z) = I_m\sqrt{x^2 + z^2}$ , такую же, как и для зондирующего пучка  $I_0(x, z)$ , с  $m = 0$ . Однако в дифракционных максимумах с порядками  $m = 1, 3-8$ , наблюдаемых в случае PPLN, распределения интенсивности  $I_m(z)$  вдоль координаты  $z$  характеризуется двумя максимумами, расстояние между которыми для  $m > 3$  возрастает с номером порядка. При этом варьирование положения перетяжки зондирующего пучка по координате  $z$  на входной грани образца приводило к изменению соотношения интенсивностей в этих максимумах.

Характерное симметричное изображение такого «расщепленного» по координате  $z$  дифракционного максимума для порядка  $m = 1$ , зафиксированное цифровой фотокамерой в зоне Фраунгофера на расстоянии  $R = 1,65$  м от выходной грани образца PPLN для необыкновенных световых волн, представлено на рисунке 1а. Соответствующее радиально-симметричное изображение, полученное при дифракции на РДС в образце PPLT, показано на рисунке 1б.

Экспериментальные зависимости для нормированных распределений  $I_1(z)$  в представленных на рисунке 1 дифракционных максимумах, наблюдаемых на расстоянии 1,65 м от

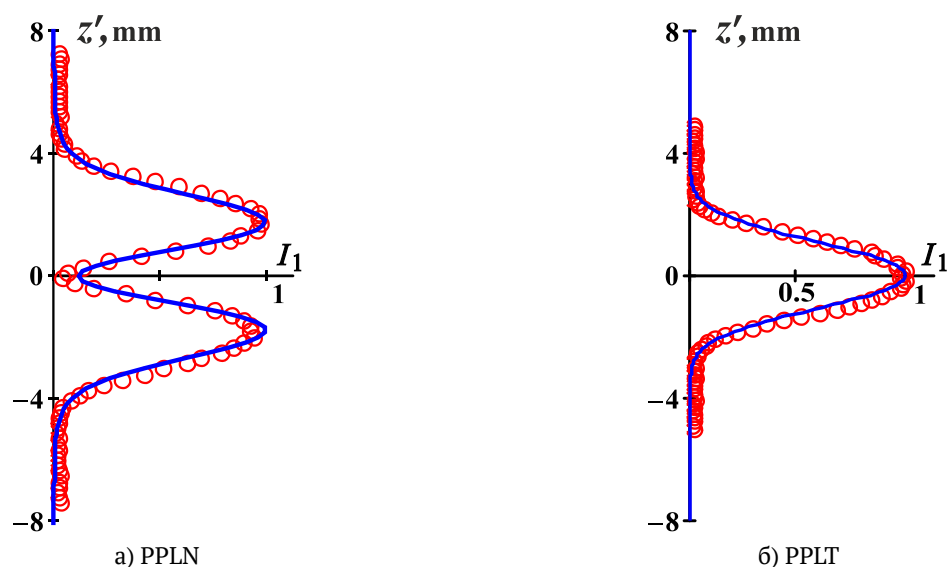
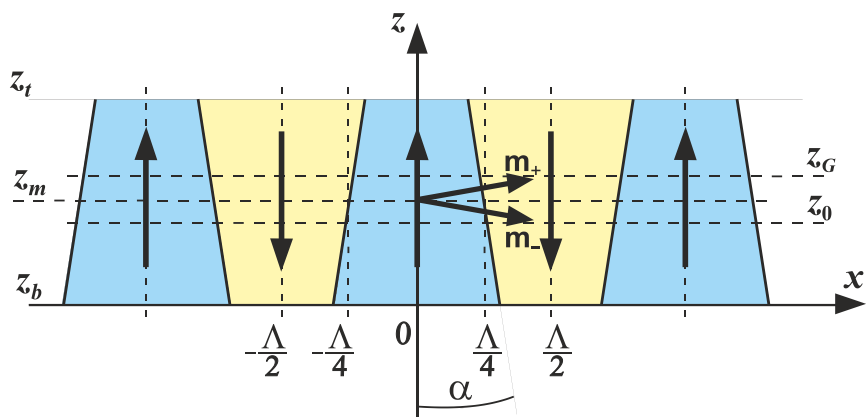


Рис. 2. Распределения интенсивности света в максимуме, соответствующем дифракции Брэгга первого порядка ( $m = 1$ ) на РДС в образцах PPLN (а) и PPLT (б). Точки — эксперимент, кривые — расчет по соотношениям (3а)–(5) (а) и (3б)–(5) (б).

кристалла, показаны точками на рисунке 2. Наблюдаемые на рисунках 1 и 2 различия в распределениях  $I_1(z)$  могут быть связаны с тем, что для РДС в PPLN доменные стенки, создающие возмущения оптических свойств кристалла ниобата лития, имеют наклон относительно полярной оси  $Z$  на угол  $\pm\alpha$ , в то время как в PPLT такой наклон отсутствует.

Для измерения распределения дифракционной эффективности РДС по брэгговским порядкам в образцах PPLN и PPLT использовалось излучение полупроводниковых лазеров с длиной волны  $\lambda_1 = 655$  нм и выходной мощностью  $P_{01} = 25$  мВт, а в РРКТР — с  $\lambda_2 = 648$  нм и  $P_{02} = 50$  мВт. Во всех случаях лазерный пучок с вектором поляризации, ориентированным вдоль полярной оси  $Z$ , фокусировался цилиндрической линзой с  $F = 85$  мм, примерно в середине входной грани  $y = 0$  исследуемых образцов, в вытянутое вдоль оси  $X$  пятно с размерами по осям  $h_x \approx 1$  мм и  $h_z \approx 0,05$  мм. Мощности  $P_0$  и  $P_{dm}$  прошедшего и дифрагированного пучков  $m$ -го порядка определялись после подстройки по углу Брэгга  $\theta_{Bm}$  на максимальное значение  $P_{dm}$  измерителем Thorlabs PM100D, а эффективность дифракции рассчитывалась как  $\eta_m = P_{dm}/(P_0 + P_{dm})$ . Следует отметить, что для образца PPLN имела место сильная зависимость эффективности дифракции первого ( $\eta_1$ ) и второго ( $\eta_2$ ) порядков от положения центра светового пятна по координате  $z$  на входной грани кристалла  $y = 0$ . Представленному на рисунке 1а симметричному изображению соответствовали минимальные и максимальные значения для  $\eta_1$  и  $\eta_2$ , соответственно. Для дифракции Брэгга на РДС в образцах PPLT и РРКТР сильной зависимости её эффективности от положения центра светового пятна по координате  $z$  не наблюдалось. Измеренные распределения эффективности по дифракционным порядкам для PPLN, после подстройки на симметричный характер максимума первого порядка, а также для PPLT и РРКТР, при фокусировке светового пятна примерно в центр входной грани, представлены в табл. 1.



Вертикальные стрелки показывают направление вектора спонтанной поляризации в доменах  
 Рис. 3. Схематическое изображение РДС с наклонными 180° доменными стенками в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле [38]

Таблица 1. Распределения эффективности по порядкам Брэгга для дифракции на РДС в образцах PPLN, PPLT и PPKTP

Номер дифракционного порядка $m$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\eta_m$ для РДС в PPLN, %	1,01	8,11	0,47	0,86	0,20	0,08	0,06	0,03	—	—
$\eta_m$ для РДС в PPLT, %	0,92	1,68	1,56	0,23	0,75	0,11	0,38	0,08	0,18	0,10
$\eta_m$ для РДС в PPKTP, %	0,006	0,022	0,019	0,003	0,008	0,006	0,006	0,003	0,004	0,002

Как следует из таблицы, для всех экспериментально исследованных РДС эффективность дифракции Брэгга второго порядка ( $m = 2$ ) является максимальной, существенно превышая таковую для первого порядка. Данная особенность дифракции света на возмущениях, создаваемых доменными стенками РДС в ниобате лития, была рассмотрена ранее в [34–37].

## 2. Теоретическая модель брэгговской дифракции света на возмущениях, создаваемых РДС в одноосном сегнетоэлектрическом кристалле

Для описания экспериментально наблюдаемых результатов распространим предложенную в работе [38] модель изотропной дифракции Брэгга на РДС, принимающую во внимание возможный наклон её доменных стенок к полярной оси оптически одноосного кристалла, на случай световых волн с вектором поляризации, параллельным кристаллографическому направлению  $Z$ . В этом случае показатель преломления  $n$  зондирующего и дифрагированных пучков в образцах PPLN и PPLT определяется необыкновенным показателем преломления  $n_e$ , а в PPKTP — показателем преломления  $n_z$  кристалла  $\text{KTiOPO}_4$ . Следуя [38], рассмотрим возмущения оптических свойств, создаваемых двумя периодическими наборами доменных стенок с зеркально симметричными углами наклона  $+\alpha$  и  $-\alpha$  к полярной оси  $z$  одноосного сегнетоэлектрического кристалла (рисунок 3).

Здесь плоскость  $z = z_0$  считается соответствующей сечению, в котором размеры переключенной и исходной областей кристалла одинаковы и равны  $\Lambda/2$ . Полагается, во-первых, что доменные стенки с такими наклонами существуют в кристалле при  $z_b \leq z \leq z_t$ , в промежутке размером  $h_i = z_t - z_b$ , превышающем диаметр перетяжки  $D_w = 2r_w$  зондирующего светового пучка на входной грани кристалла. Во-вторых, принимается, что середина данного промежутка  $z_m = (z_t - z_b)/2$  может не совпадать с  $z_0$ . Показанные на рисунке 3 единичные векторы  $\mathbf{m}_+$  и  $\mathbf{m}_-$  характеризуют направления нормалей к двум системам стенок с углами наклона  $+\alpha$  и  $-\alpha$ , соответственно.

Ограничиваясь учетом вклада в возмущения доменными стенками РДС компоненты тензора диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{33}$  образца, определяющей дифракцию света с поляризацией по кристаллографическому направлению  $Z$ , спонтанного квадратичного электрооптического эффекта, их распределение в пределах пространственного периода  $-\Lambda/2 \leq x \leq \Lambda/2$  в области  $z_b \leq z \leq z_t$  запишем в следующем виде:

$$\delta\varepsilon_{33}(x, z) = n^4 P_S^2 R_{33} \left\{ \text{ch}^{-2} \left[ \frac{x + \Lambda/4 + (z_0 - z) \text{tg } \alpha}{\omega_0} \right] + \text{ch}^{-2} \left[ \frac{x - \Lambda/4 - (z_0 - z) \text{tg } \alpha}{\omega_0} \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $R_{33}$  — квадратичная электрооптическая постоянная кристалла;  $P_S$  — спонтанная поляризация;  $\omega_0$  — половина толщины доменной стенки.

Считая выполненным условие  $\omega_0 \ll \Lambda$ , представим распределение данных оптических возмущений в виде Фурье-разложения по пространственным гармоникам

$$\delta\varepsilon_{33}(x, z) = n^4 P_S^2 R_{33} \frac{\omega_0}{\Lambda} \sum_{m=1}^{\infty} C_m(z) \exp\left(im \frac{2\pi}{\Lambda} x\right) + \text{с.с.}, \quad (2)$$

где использованы коэффициенты

$$C_m(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \exp\left(im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left[im \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha (z_0 - z_m)\right] \text{sinc}\left[\left(K_z + m \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] + \right. \\ \left. + \exp\left(-im \frac{\pi}{2}\right) \exp\left[-im \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha (z_0 - z_m)\right] \text{sinc}\left[\left(K_z - m \frac{2\pi}{\Lambda} \text{tg } \alpha\right) \frac{h_i}{2}\right] \right\} \exp[iK_z(z - z_m)] dK_z, \quad (3a)$$

определяемые составляющими непрерывного углового спектра с волновыми числами  $K_z$ .

Следуя и далее [38], рассмотрим дифракцию Брэгга для каждой составляющей дискретного спектра, определяемого разложением (2), с использованием представления светового поля для зондирующего гауссова пучка через угловой спектр плоских волн [39] и приближения слабой связи [40]. При точном выполнении условия Брэгга, амплитуды составляющих углового спектра дифрагированного пучка  $m$ -го порядка с проекцией волнового вектора  $k_z$  на выходной грани кристалла  $y = d$  могут быть представлены в виде

$$F_{dm}(d, k_z) = -\frac{\pi}{2\lambda} \frac{n^3 P_S^2 R_{33}}{\cos(m\theta_{B1})} \frac{\omega_0 r_w}{\Lambda} \times \\ \times \int_{z_b}^{z_t} C_m^*(z) \exp(ik_z z) dz \int_0^d \frac{\exp[-(z-z_G)^2 / \{r_w^2 - i\lambda y / [\pi n \cos(m\theta_{B1})]\}]}{\sqrt{r_w^2 - i\lambda y / [\pi n \cos(m\theta_{B1})]}} dy, \quad (4)$$

где  $z_G$  определяет положение центра зондирующего пучка при  $y = 0$ . Условие непрерывности тангенциальных составляющих для волновых векторов дифрагированного светового поля  $k_x$  и  $k_z$  при  $y = d$  позволяет получить его распределение интенсивности в брэгговских максимумах в дальней зоне, при  $R \ll 4r_w^2/\lambda$  и  $x'_m = m\lambda R / \sqrt{4\Lambda^2 - (m\lambda)^2}$ , как [38]

$$I_m(z') \propto \left| F_{dm} \left( d, k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{z'}{\sqrt{R^2 + x_m'^2 + z'^2}} \right) \right|^2. \quad (5)$$

Следует отметить, что соотношения (1) – (5) могут быть использованы и для анализа брэгговской дифракции световых пучков на возмущениях, создаваемых РДС со  $180^\circ$  ненаклонными доменными стенками, при точном равенстве размеров переполаризованных областей кристалла половине пространственного периода  $\Lambda/2$ . Однако в этом случае эффективность дифракции Брэгга отлична от нуля только для её четных порядков,  $m = 2, 4, 6, \dots$  [34–36]. Нетрудно получить, что для ненаклонных стенок, расположенных на пространственном периоде  $-\Lambda/2 \leq x \leq \Lambda/2$  при  $x = \pm(\Lambda/4 - \Delta x/2)$ , коэффициенты разложения в непрерывный спектр по составляющим с волновыми числами  $K_z$  принимают следующий вид:

$$C_m(z) = 2 \cos \left[ m \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{2\Delta x}{\Lambda} \right) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc} \left( K_z \frac{h_i}{2} \right) \exp[iK_z(z - z_m)] dK_z. \quad (36)$$

Расчитанные с использованием соотношений (3а)–(5) и (3б)–(5) распределения интенсивностей  $I_1(z')$  в дифракционных максимумах первого порядка представлены сплошными кривыми на рисунках 2а и 2б для образцов PPLN и PPLT, соответственно. В расчетах для PPLN (рисунок 2а) учитывались данные работы [38], где исследовались распределения интенсивностей  $I_m(z')$  в дифракционных максимумах с  $m = 1-6$  в том же самом образце. Следуя [38], нами предполагалось, что геометрическая конфигурация РДС в PPLN и положения зондирующего пучка являются симметричными, когда выполняются условия  $z_m = z_0 = z_G$ , а также использовались те же параметры для РДС,  $h_i = 0,7$  мм,  $\alpha = 0,31^\circ$ , и для радиуса гауссова пучка,  $r_w = 0,17$  мм. В расчетах распределения интенсивности  $I_1(z')$  для PPLT (рисунок 2б), имеющего ненаклонные доменные стенки, использовалось значение необыкновенного показателя преломления  $n = n_e = 2,165$ , рассчитанное по уравнению Селлмейера для кристалла  $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$  [41] для температуры  $T = 25^\circ \text{C}$  и длины волны  $\lambda = 632,8$  нм. При этом параметры РДС принимались равными  $h_i = 0,5$  мм и  $\Delta x = 0,5$  мкм, а радиус пучка  $r_w = 0,17$  мм соответствовал используемому в экспериментах.

Из рисунка 2 видно, что расчетные зависимости  $I_1(z')$  хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми распределениями в дифракционных максимумах как для РДС с наклонными стенками в образце PPLN, так для РДС в PPLT, где наклон доменных стенок отсутствует.

### Заключение

Таким образом, брэгговская дифракция световых волн на РДС, создаваемых в одноосных сегнетоэлектрических кристаллах методом электрической переполаризации, позволяет определить наличие отклонения  $180^\circ$  доменных стенок от полярной оси  $Z$  и оценить соответствующий угол наклона по величине расщепления дифракционного максимума первого порядка. Сравнение экспериментальных данных с расчетом в рамках развитой в [38] теоретической модели позволило установить, что для исследованного образца РДС в кристалле  $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  конгруэнтного состава стенки имеют наклон к полярной оси, с углом  $\alpha = 0,31^\circ$ .

Получено, что для экспериментально изученных РДС в кристалле 1%MgO:LiTaO<sub>3</sub> стехиометрического состава и в выращенном раствор-расплавным методом кристалле KTiOPO<sub>4</sub> в дифракционной картине Брэгга первого порядка не наблюдается его расщепления на два максимума, что свидетельствует о ненаклонном характере доменных стенок в этих образцах.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки и Российской Федерации в рамках Госзадания на 2017–2019 годы (проекты № 3.1110.2017/4.6 и № 3.8898.2017/8.9) и РФФИ (гранты 16-29-14046-офи\_м и 18-32-00641).

### Список источников

- [1] **Catalan, G.** Domain wall nanoelectronics / G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J. F. Scott // *Reviews of Modern Physics*. — 2012. — Vol. 84. — № 1. — P. 119–156.
- [2] **Ferrari, P.** Ferroelectric crystals for photonic applications / P. Ferrari, S. Grilli, P. De Natale. (Eds.) — Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 2009, 2014. — 493 p.
- [3] **Голенищев-Кутузов, А. В.** Индуцированные домены и периодические доменные структуры в электро- и магнитоупорядоченных веществах / А. В. Голенищев-Кутузов, В. А. Голенищев-Кутузов, Р. И. Калимуллин // *Успехи физических наук*. — 2000. — Том 170. — № 7. — С. 697–712.
- [4] **Шур, В. Я.** Доменная нанотехнология в монокристаллах семейства ниобата лития и танталата лития / В. Я. Шур // *Наноматериалы и наноструктуры – XXI век*. — 2015. — Том 6. — № 1. — С. 38–45.
- [5] **Cudney, R. S.** Electrically controlled Fresnel zone plates made from ring-shaped 180° domain / R. S. Cudney, L. A. Ríos, H. M. Escamilla // *Optics Express*. — 2004. — Vol. 12. — № 23. — P. 5783–5788.
- [6] **Shur, V. Ya.** Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate // V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov, I. S. Baturin // *Appl. Phys. Rev.* — 2015. — Vol. 2. — P. 040604.
- [7] **Alibart, O.** Quantum photonics at telecom wavelengths based on lithium niobate waveguides / O. Alibart, V. D’Auria, M. DeMicheli, F. Doutre, F. Kaiser, L. Labonté, T. Lunghi, É. Picholle, S. J. Tanzilli // *J. Opt.* — 2016. — Vol. 18. — P. 104001.
- [8] **Kontur, F. J.** Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN / F. J. Kontur, I. Dajani, Yalin Lu, R. J. Knize // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15. — № 20. — P. 12882.
- [9] **Aadhi, A.** All-periodically poled, high-power, continuous-wave, single-frequency tunable UV source / A. Aadhi, Apurv Chaitanya N., M. V. Jabir, R. P. Singh, G. K. Samanta // *Opt. Lett.* — 2015. — Vol. 40. — № 1. — P. 33–36.
- [10] **Surin, A. A.** Generation of 14 W at 589 nm by frequency doubling of high-power CW linearly polarized Raman fiber laser radiation in MgO:sPPLT crystal / A. A. Surin, T. E. Borisenko, S. V. Larin // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 11. — P. 2644–2647.
- [11] **Fedorova, K. A.** Tunable single- and dual-wavelength SHG from diode-pumped PPKTP waveguides / K. A. Fedorova, C. D. Wong, C. M. Kaleva, I. O. Bakshaev, D. A. Livshits, E. U. Rafailov // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 21. — P. 5098–5101.
- [12] **Ding, T.** Integration of cascaded electro-optic and nonlinear processes on a lithium niobate on insulator chip / T. Ding, Y. Zheng, X. Chen // *Opt. Lett.* — 2019. — Vol. 44. — № 6. — P. 1524–1527.
- [13] **Yamada, M.** Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals its application devises / M. Yamada // *Rev. Sci. Instrum.* — 2000. — Vol. 71. — № 11. — P. 4010–4016.

- [14] **Mhaouech, I.** Low drive voltage electro-optic Bragg deflector using a periodically poled lithium niobate planar waveguide / I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, L. Guilbert // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 18. — P. 4174–4177.
- [15] **Lin, Y. Y.** Electro-optic periodically poled lithium niobate Bragg modulator as a laser Q-switch / Y. Y. Lin, S. T. Lin, G. W. Chang, A. C. Chiang, Y. C. Huang // *Opt. Lett.* — 2007. — Vol. 32. — № 5. — P. 545–547.
- [16] **Ding, T.** Phase-shifted Solc-type filter based on thin periodically poled lithium niobate in a reflective geometry / T. Ding, Y. Zheng, X. Chen // *Opt. Express.* — 2018. — Vol. 26. — № 9. — P. 12016–12021.
- [17] **Jiang, H.** Optical half-adder and half-subtractor employing the Pockels effect / H. Jiang, Y. Chen, G. Li, C. Zhu, X. Chen. // *Opt. Express.* — 2015. — Vol. 23. — № 8. — P. 9784–9789.
- [18] **Kawas, M. J.** Electrooptic lens stacks on LiTaO<sub>3</sub> by domain inversion / M. J. Kawas, D. D. Stancil, T. E. Schlesinger, V. Gopalan // *J. Lightwave Technol.* — 1997. — Vol. 15. — № 9. — P. 1716–1719.
- [19] **Gahagan, K. T.** Integrated electro-optic lens/scanner in a LiTaO<sub>3</sub> single crystal / K. T. Gahagan, V. Gopalan, J. M. Robinson, Q. X. Jia, T. E. Mitchell, M. J. Kawas, T. E. Schlesinger, D. D. Stancil // *Appl. Opt.* — 1999. — Vol. 38. — № 7. — P. 1186–1190.
- [20] **Gahagan, K. T.** Integrated high-power electro-optic lens and large-angle deflector / K. T. Gahagan, D. A. Scrymgeour, J. L. Casson, V. Gopalan, J. M. Robinson // *Appl. Opt.* — 2001. — Vol. 40. — № 31. — P. 5638–5642.
- [21] **Canalias, C.** Submicron periodically poled flux-grown KTiOPO<sub>4</sub> / C. Canalias, V. Pasiskevicius, R. Clemens, F. Laurell // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Vol. 82. — № 24. — P. 4233–4235.
- [22] **Шандаров, С. М.** Электрически управляемая дифракция света на периодических доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах / С. М. Шандаров, Е. Н. Савченко, М. В. Бородин, А. Е. Мандель, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2018: XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 66–70.
- [23] **Schröder, M.** Conducting domain walls in lithium niobate single crystals. / M. Schröder, A. Haußmann, A. Thiessen, E. Soergel, T. Woike, L. M. Eng // *Adv. Funct. Mater.* — 2012. — Vol. 22. — P. 3936–3944.
- [24] **Kampfe, T.** Optical three-dimensional profiling of charged domain walls in ferroelectrics by Cherenkov second-harmonic generation / T. Kampfe, P. Reichenbach, M. Schroder, A. Haußmann, L. M. Eng // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 89. — P. 035314.
- [25] **Werner, C. S.** Large and accessible conductivity of charged domain walls in lithium niobate / C. S. Werner, S. J. Herr, K. Buse, B. Sturman, E. Soegel, C. Razzaghi, I. Breunig. // *Sci. Rep.* — 2017. — Vol. 7. — P. 9862.
- [26] **Esin, A. A.** Tilt control of the charged domain walls in lithium niobate / A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Appl. Phys. Lett.* — 2019. — Vol. 114. — P. 092901.
- [27] **Shur, V. Ya.** Time-dependent conduction current in lithium niobate crystals with charged domain walls / V. Ya. Shur, I. S. Baturin, A. R. Akhmatkhanov, D. S. Chezganov, A. A. Esin // *Appl. Phys. Lett.* — 2013. — Vol. 103. — P. 102905.
- [28] **Sluka, T.** Free-electron gas at charged domain walls in insulating BaTiO<sub>3</sub> / T. Sluka, A. K. Tagantsev, P. S. Bednyakov, N. Setter // *Nat. Commun.* — 2013. — Vol. 4. — P. 1808.
- [29] **Bednyakov, P. S.** Physics and applications of charged domain walls / P. S. Bednyakov, B. I. Sturman, T. Sluka, A. K. Tagantsev, P. V. Yudin // *NPJ Computational Materials.* — 2018. — Vol. 4. — P. 65.
- [30] **Volk, T. R.** Domain-wall conduction in AFM-written domain patterns in ion-sliced LiNbO<sub>3</sub> films / T. R. Volk, R. V. Gainutdinov, H. H. Zhang // *Appl. Phys. Lett.* — 2017. — Vol. 110. — P. 132905.
- [31] **Vasudevan, R. K.** Domain walls as nanoscale functional elements / R. K. Vasudevan, A. N. Morozovska, E. A. Eliseev, J. Britson, J.-C. Yang, Y.-H. Chu, P. Maksymovych, L. Q. Chen, V. Nagarajan, S. V. Kalinin // *Funct. Mater.* — 2013. — Vol. 23. — P. 2592.

- [32] **Александровский, А. Л.** Линейная и нелинейная дифракционные решетки в монокристаллах ниобата лития с периодической доменной структурой / А. Л. Александровский, О. А. Глико, И. И. Наумова, В. И. Прялкин // Квантовая электроника. — 1996. — Том 23. — № 7. — С. 657–659.
- [33] **Müller, M.** Investigation of periodically poled lithium niobate crystals by light diffraction / M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, M. M. Fejer // J. Appl. Phys. — 2005. — Vol. 97. — P. 044102.
- [34] **Shandarov, S. M.** Collinear and isotropic diffraction of laser beam and incoherent light on periodically poled domain structures in lithium niobate / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, S. V. Smirnov, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Ferroelectrics. — 2016. — Vol. 496. — P. 134–142.
- [35] **Shandarov, S. M.** Linear diffraction of light waves in periodically poled lithium niobate crystal / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, A. V. Andrianova, G. I. Bolshanin, M. V. Borodin, A. Yu. Kim, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Ferroelectrics. — 2017. — Vol. 508. — P. 49–57.
- [36] **Шандаров, С. М.** Дифракционные и интерферометрические методы исследования периодически поляризованных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития / С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, Е. Н. Савченков, М. В. Бородин, С. В. Смирнов, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Голография. Наука и практика: XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: Тезисы докладов / МГТУ им. Н. Э. Баумана, ООО «МНГС». — Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 203–209.
- [37] **Shandarov, S. M.** Linear diffraction of light waves on periodically poled domain structures in lithium niobate crystals: collinear, isotropic, and anisotropic geometries / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, E. N. Savchenkov, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Yu. Shur // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 867. — P. 012017.
- [38] **Савченков, Е. Н.** Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  / Е. Н. Савченков, С. М. Шандаров, С. В. Смирнов, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — Том 110. — № 3. — В печати.
- [39] **Виноградова, М. Б.** Теория волн / М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков — М.: Наука, 1990. — 432 с.
- [40] **Балакший, В. И.** Физические основы акустооптики / В. И. Балакший, В. Н. Парыгин, Л. Е. Чирков. — М.: Радио и связь, 1985. — 280 с.
- [41] **Weng, W. L.** Temperature-dependent Sellmeier equation for 1.0 mol % Mg-doped stoichiometric lithium tantalite / W. L. Weng, Y. W. Liu, X. Q. Zhang // Chin. Phys. Lett. — 2008. — Vol. 25. — № 12. — P. 4303–4306.



## 56. Конкурс имени Ю. И. Островского за лучшие научные работы в области оптической голографии и интерферометрии

Г. В. Островская<sup>1</sup>, И. В. Семенова<sup>1</sup>, О. В. Андреева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В докладе дана информация о ежегодном конкурсе научных работ в области голографии и интерферометрии, выполненных на территории стран СНГ. Представлена история конкурса и условия подачи работ.

*Ключевые слова:* Оптика, Голография, Интерферометрия.

*Цитирование:* **Островская, Г. В.** Конкурс имени Ю. И. Островского за лучшие научные работы в области оптической голографии и интерферометрии / Г. В. Островская, И. В. Семенова, О. В. Андреева // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 308–310.

**Юрий Исаевич Островский** (1926–1992) является основоположником советской школы голографической интерферометрии. С 1961 по 1992 г. он работал в Физико-техническом институте РАН им. Иоффе, где были выполнены все его исследования в области голографии. Основными направлениями его работ были: голографическая диагностика плазмы, исследования гидродинамических процессов в конденсированных средах, разработка голографических методов исследования рельефа поверхностей, голографическая виброметрия, корреляционная голографическая и спекл-интерферометрия. В каждом из этих направлений им были выполнены пионерские работы, ставшие основой многих, ныне широко используемых во всем мире, методик голографической интерферометрии [1].

Ю. И. Островским было опубликовано более 250 научных статей, несколько монографий (в том числе [2–6]), которые переведены на многие иностранные языки. Под его редакцией были изданы на русском языке классические монографии Ч. Веста; Р. Кольера, К. Беркхарта и Л. Лина; М. Франсона [7–9]. Им было получено более 20 авторских свидетельств на изобретения.

Конкурс работ в области оптической голографии и интерферометрии на присуждение премии имени Ю. И. Островского учрежден Физико-техническим институтом им. А. Ф. Иоффе и Банком «Россия». Проводится ежегодно с 1997 г. К рассмотрению принимаются работы (циклы работ), выполненные на территории СНГ и опубликованные в течение 5 лет, предшествующих году проведения конкурса. Размер премиального фонда в настоящее время составляет 440 т.р. Присуждаются три премии: первая — 200 т. р., вторая — 140 т. р., третья — 100 т. р.

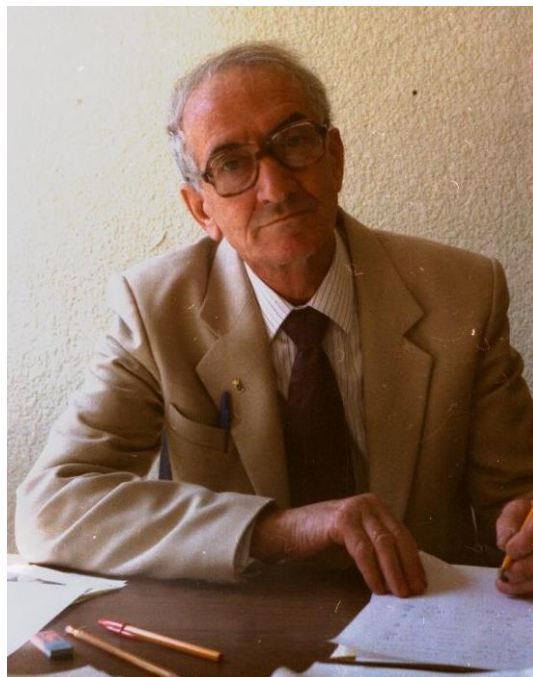


Рис. 1

За время существования конкурса на рассмотрение конкурсной комиссии было представлено более 200 работ, были премированы 49 работ, представляющих авторские коллективы различных научных учреждений РФ и СНГ. Среди лауреатов конкурса были научные группы из Москвы и Санкт-Петербурга, Минска, Киева, Казани, Харькова, Иркутска, Новосибирска, Калининграда и т. д.

### **Правила подачи работ на конкурс:**

Работы, включающие в себя оттиски статей, аннотацию и справку об авторах, следует присылать в 3-х экземплярах по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26, Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, секретарю комиссии по присуждению премии им. Ю. И. Островского — Ирине Владимировне Семеновой.

*Обращаем внимание авторов, что рассматриваются именно выполненные работы, а не проекты будущих исследований. Авторами подаваемой работы считаются все соавторы подаваемых публикаций.*

*Срок представления работ на конкурс: ежегодно до 31 марта.*

Дополнительную информацию о конкурсе можно получить на сайте конкурса: [ostrovsky-award.ru](http://ostrovsky-award.ru), а также у ученого секретаря конкурса И. В. Семеновой по электронной почте: [irina.semenova@mail.ioffe.ru](mailto:irina.semenova@mail.ioffe.ru), или по телефону: +7 (921) 757-31-67.

### **Список источников**

- [1] **Островская, Г. В.** Голографическая интерферометрия физических процессов. Памяти Ю. И. Островского / Г. В. Островская // ЖТФ. — 2016. — том 86. — № 6. — С. 1–16.
- [2] **Островский, Ю. И.** Голография / Ю. И. Островский. — Л., Наука. — 1970.
- [3] **Зайдель, А. Н.** Техника и практика спектроскопии / А. Н. Зайдель, Г. В. Островская, Ю. И. Островский. — М., Наука. — 1972.

- [4] **Островский, Ю. И.** Голография и ее применение / Ю. И. Островский. — Л., Наука. — 1973.
- [5] **Островский, Ю. И.** Голографическая интерферометрия / Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. — М., Наука. — 1977.
- [6] **Островский, Ю. И.** Голографические интерференционные методы измерения деформаций / Ю. И. Островский, В. П. Щепинов, В. В. Яковлев. — М., Наука. — 1988.
- [7] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин // пер. с англ. под ред. Ю. И. Островского. — М., Мир. — 1973.
- [8] **Вест, Ч.** Голографическая интерферометрия / Ч. Вестпер. с англ. под ред. Ю. И. Островского. — М., Мир. — 1982.
- [9] **Франсон, М.** Оптика спеклов / М. Франсон // пер. с англ. под ред. Ю. И. Островского, М., Мир. — 1980.

## 57. Использование поглощения комплекса с переносом заряда между компонентами гибридного фотополимерного материала для записи микроструктур в синей области видимого спектра

Д. И. Деревянко<sup>1</sup>, В. В. Шелковников<sup>1, 2</sup>, С. И. Алиев<sup>1, 2</sup>, Н. А. Орлова<sup>1</sup>, В. С. Басистый<sup>1</sup>,  
Е. Ф. Пен<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Новосибирский институт органической химии им. Н. Н. Ворожцова Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

Разработан гибридный фотополимерный материал (ГФМ), обладающий чувствительностью в синей области видимого спектра. Поглощение ГФМ обусловлено формированием комплекса с переносом заряда (КПЗ) между его компонентами — мономером и фотоинициатором, поглощающими по отдельности в УФ области. Эффект образования КПЗ может быть использован для записи дифракционных оптических элементов и других микроструктурных компонентов с использованием литографических установок с длиной волны записи в синей области видимого спектра ( $\lambda = 405, 457, 473$  нм.). Экспериментально продемонстрирована возможность записи микроструктур с использованием лазерного излучения  $\lambda = 457$  нм.

*Ключевые слова:* Голография, гибридный фотополимерный материал, дифракционная оптика, фоторезисты, комплекс с переносом заряда.

*Цитирование:* Деревянко, Д. И. Использование поглощения комплекса с переносом заряда между компонентами гибридного фотополимерного материала для записи микроструктур в синей области видимого спектра / Д. И. Деревянко, В. В. Шелковников, С. И. Алиев, Н. А. Орлова, В. С. Басистый, Е. Ф. Пен // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 311–317.

### Введение

В настоящее время активно разрабатываются и исследуются элементы дифракционной и интегральной оптики [1–3]. Для их широкого внедрения в различные системы и приборы актуальной задачей является разработка материалов, обеспечивающих формирование механически и химически стойких поверхностных микроструктур. На сегодняшний день разрабатываются и исследуются гибридные фотополимерные органически-неорганические материалы (ГФМ), которые обладают рядом достоинств: повышенная прочность, оптическая прозрачность, химическая устойчивость к растворам щелочей и кислот. Свойства таких материалов зависят от состава и могут плавно и целенаправленно варьироваться при изменении соотношения компонентов в исходной фотополимерной композиции [4, 5].

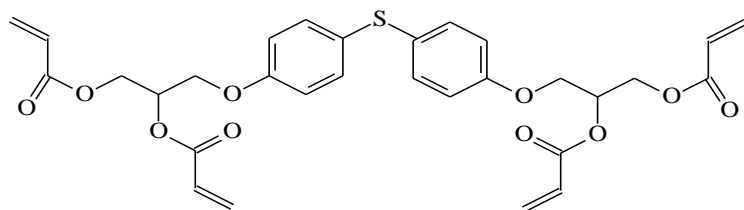


Рис. 1. Структурная формула ТА

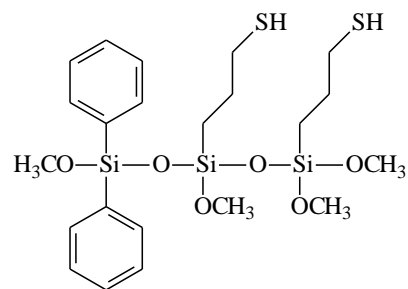


Рис. 2. Структурная формула ТС

Ранее нами был осуществлен синтез ГФМ на основе тетраакрилатного (ТА) мономера и тиол-силоксанового (ТС) соединения и продемонстрировано, что изменение их соотношения в составе гибридной фотополимерной композиции (ГФК), а также способа введения ТС в ФПК дает возможность варьировать модули упругости фотополимерных пленок при комнатной температуре в диапазоне 1,16–1,88 ГПа, температуры стеклования — 78–133 °С, термооптического коэффициента (ТОК) — от  $0,66 \times 10^{-4}$  до  $0,7 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  и коэффициента линейного теплового расширения (КТР) — от  $0,7 \times 10^{-4}$  до  $0,5 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  [6, 7].

Для записи дифракционных оптических элементов и других микроструктурных компонентов широкое распространение получили установки с длиной волны лазерного излучения в УФ ( $\lambda = 355, 375 \text{ нм}$ ) и синей областях ( $\lambda = 405, 457, 473 \text{ нм}$ ) спектра [8, 9]. В связи с этим актуальной задачей является разработка ГФМ, обладающего широкой чувствительностью в данных диапазонах видимой области спектра. Чувствительность фотополимерных материалов в широкой области видимого спектра, как правило, обусловлена поглощением нескольких фотоиницирующих систем [9, 10]. Целью данной работы было исследование возможности формирования комплекса с переносом заряда (КПЗ) между компонентами гибридного фотополимерного материала — акрилатным мономером и фотоинициатором, отдельно поглощающими в УФ области, и формирование микроструктур в ГФМ через фотошаблон при действии излучения DPSS лазера с длиной волны 457 нм.

### Основная часть

Исследуемый ГФМ состоит из тетраакрилатного мономера (ТА), образующего при облучении сетку сшитого полимера и тиол-силоксанового соединения (ТС), силоксановые группы которого придают сшитому полимеру гибкость и твердость, а тиольные помогают снять эффект кислородного ингибирования. Структурные формулы ТА и ТС приведены на рисунках 1 и 2 соответственно.

В качестве фотоинициаторов полимеризации могут быть использованы соли сульфония (СС) [11]. В данной работе нами были использованы СС на основе трифлата дифенилсульфония (СС1, СС2) и производного тиоксантен-9-она (СС3), структурные формулы приведены на рисунке 3. Фотоинициаторы СС1 и СС2 являются коммерчески доступными солями, синтез СС3 был осуществлен в [11].

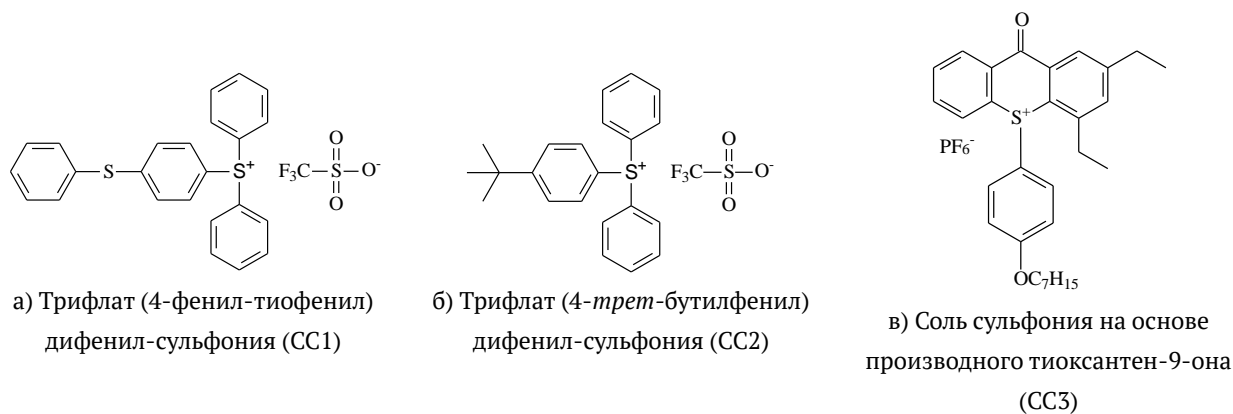


Рис. 3

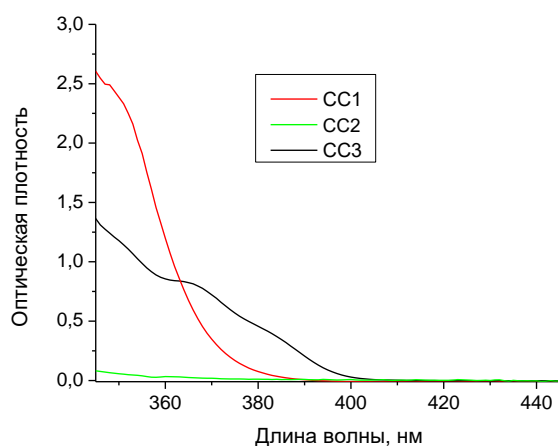


Рис. 4. Электронные спектры поглощения СС (10 мг в 1 мл хлороформа)

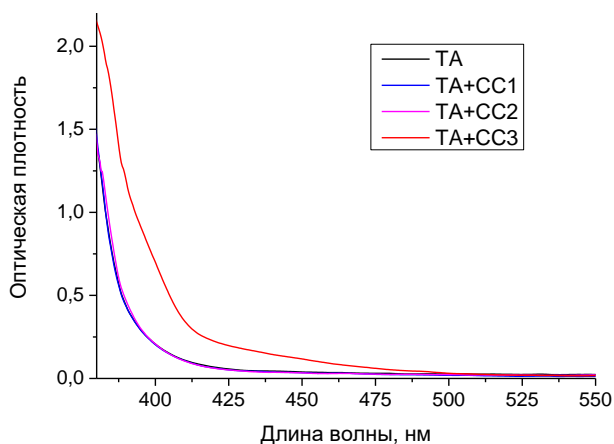


Рис. 5. Электронные спектры поглощения ТА мономера (черная линия) и смесей ТА с добавлением разных СС

Спектры поглощения растворов СС были получены с помощью волоконного спектрофотометра (Avantes) с применением кварцевой кюветы с длиной оптического пути 1 см (см. рисунок 4). Из рисунка 4 видно, что все исследуемые соли сульфония прозрачны в видимой области спектра. Однако при добавлении СС3 к ТА мономеру раствор становится из бесцветного желтым. На рисунке 5 приведены спектры поглощения в УФ и видимой области спектра раствора ТА мономера (0,21 г в 1 мл  $\text{CHCl}_3$ ) с добавлением различных СС (4 мг СС в 1 мл раствора ТА) (см. рисунок 5).

Из рисунка 5 видно, что спектры поглощения растворов (ТА + СС1) и (ТА + СС2) совпадают с поглощением раствора ТА мономера. При добавлении к раствору ТА соли СС3 заметно появление полосы поглощения за границей поглощения ТА мономера и СС3.

Можно предположить, что появление дополнительного поглощения связано с формированием донорно-акцепторной связи между компонентами фотополимерной композиции: ТА мономером, имеющим в своей структуре ароматические фрагменты, которые почти исключительно являются донорами электронов [12], и фотоинициатором — солью сульфония, имеющей в своей структуре катион серы.

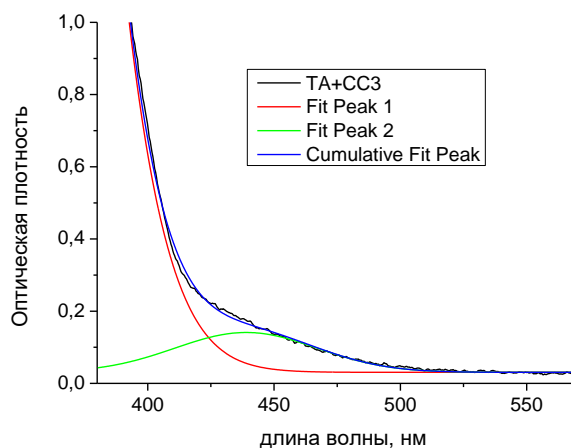


Рис. 6. Спектр поглощения донорно-акцепторной смеси, аппроксимированный гауссовыми функциями (красная и зеленая линии)

Из рисунка 5 видно, что КПЗ формируется не со всеми СС. Из литературных данных известно, что заместители в структуре акцептора могут оказывать влияние на эффективность образования донорно-акцепторной связи [13]. Исследуемые СС имеют в своей структуре три бензольных кольца, которые могут делокализовывать положительный заряд с разной эффективностью, поскольку структуры СС1 и СС2 содержат электронодонорные группы — тиофенольную (по мезомерному эффекту) и *tert*-бутильную (по индуктивному эффекту) соответственно. Тиофенольная группа обладает также эффектом прямого сопряжения, что должно существенно понижать положительный заряд на атоме серы. В структуре СС3 присутствует акцепторная (по мезомерному эффекту) карбонильная группа, что является дестабилизирующим фактором для карбокатиона; следовательно, делокализация положительного заряда в этих кольцах будет гораздо меньше, чем в СС1 и СС2, что приводит к формированию КПЗ.

На рисунке 6 приведен спектр поглощения смеси ТА и СС3 и его разложение с помощью функций Гаусса.

На рисунке 6 видно, что спектр поглощения КПЗ захватывает диапазон 400–500 нм. На рисунке 7 показано увеличение оптической плотности поглощения КПЗ при увеличении концентрации акцептора 0,5–85 мг (0,0008–0,140 ммоль) при постоянной концентрации ТА 166 г/л (0,285 ммоль). На рисунке 8 приведена зависимость оптической плотности КПЗ на длине волны 457 нм от концентрации СС3.

Из рисунка 8 можно увидеть, что зависимость интенсивности поглощения КПЗ от концентрации СС3 близка к линейной. Влияние концентрации донорно-акцепторной смеси в хлороформе на интенсивность образования КПЗ было исследовано также с помощью электронной спектроскопии (рисунок 9, 10). Мольное соотношение компонентов было постоянным и составляло 1,15 ТА: 1 СС3.

На рисунке 10 можно увидеть отклонение от закона Бугера — Ламберта — Бера: при концентрации  $\approx 0,12$  моль/л наблюдается резкое увеличение интенсивности поглощения КПЗ. Можно предположить, что данный эффект связан с разной вероятностью образованию донорно-акцепторной пары.

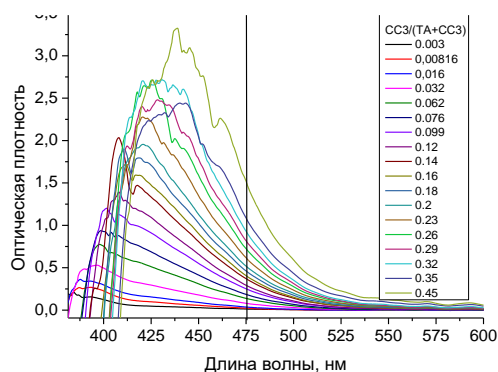


Рис. 7. Спектры поглощения растворов (ТА+СС3) в хлороформе при различной мольной доле акцептора СС3/(ТА+СС3)

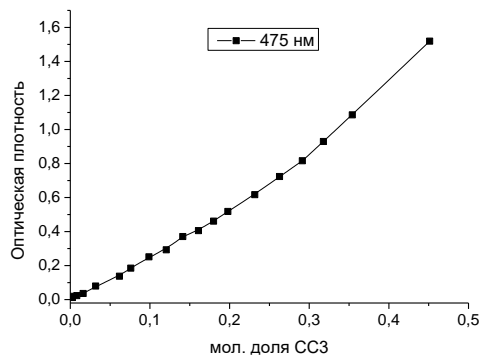


Рис. 8. Поглощение КПЗ на длине волны 457 нм в зависимости от мольной доли СС3 в растворе

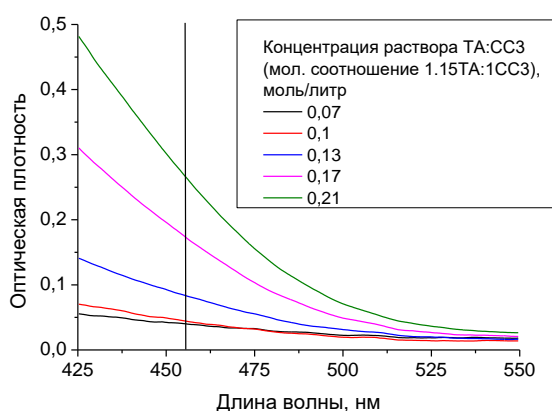


Рис. 9. Спектры поглощения донорно-акцепторных смесей (мол. соотношение ТА:СС3 = 1,15:1) при разных концентрациях в хлороформе

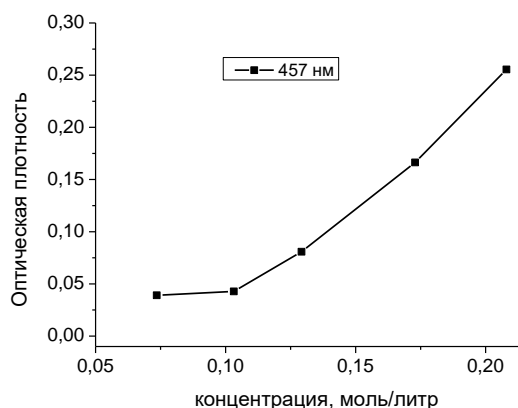


Рис. 10. Зависимость оптической плотности КПЗ на длине волны 457 нм от концентрации раствора донорно-акцепторной смеси (ТА:СС3 = 1,15:1) в хлороформе

Для исследования возможности использования поглощения КПЗ, сформированного между ТА мономером и СС3, была осуществлена запись микроструктур методом фотолитографии через фотошаблон на длине волны 457нм. Данный метод, как правило, включает следующие этапы: I. Нанесение фотополимерной композиции, II. Запись микроструктур, III. Проявление (рисунок 11) [8].

1. Получение фотополимерного слоя было осуществлено следующим образом: дозаторной пипеткой на 200 мкл 25 % раствор ГФК (мол. соотн. ТА: СС 5:1) в хлороформе с содержанием СС3 (4 вес. % к ТА) поливали на стеклянную подложку размером  $2,5 \times 2,5 \text{ см}^2$ , далее методом центрифугирования при 4000 об/мин. достигалась толщина плёнки  $\approx 3 \text{ мкм}$  Спектр поглощения полученной пленки приведен на рисунке 12. Оптическая плотность при 457 нм составляла  $\approx 0,07$ .

2. Запись микроструктур проводили с помощью одномодового твердотельного синего лазера с диодной накачкой, модель MSL-FN-457 ( $\lambda = 457 \text{ нм}$ ), через стеклянный фотошаблон с периодом 25 мкм. Доза экспонирования составила  $\approx 0,8 \text{ Дж/см}^2$ .



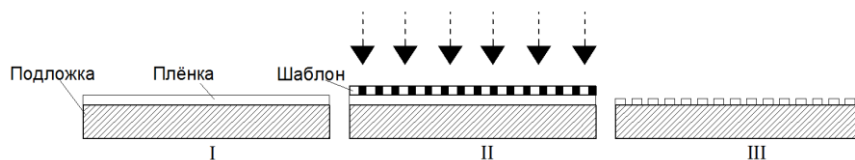


Рис. 11. Поэтапная схема получения микроструктур

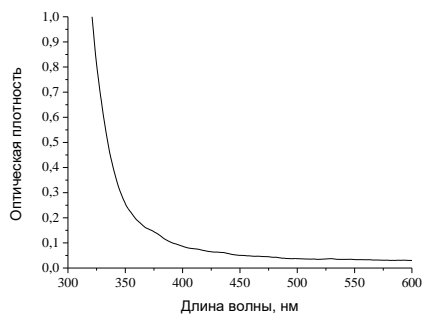


Рис. 12. Спектр поглощения ГФМ пленки толщиной 3 мкм

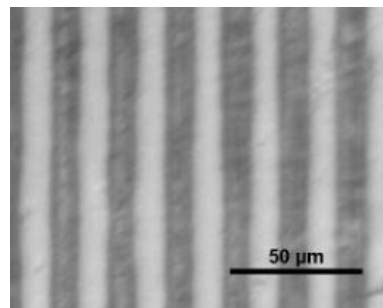


Рис. 13. Записанные микроструктуры после проявления

3. Для удаления необлученных частей фотополимерного слоя образец помещался в ванну с этилацетатом. Время проявления структуры составляло 10–15 секунд при температуре 25°C. Фотографии полученных микроструктур приведены на рисунке 13.

Из рисунка 13 видно, что необлученные части гибридного фотополимерного материала удалены в проявителе. Разработанный ГФМ может быть использован для создания микроструктур с помощью литографических установок с длиной волны записи в синей области.

### Заключение

Выявлено, что поглощение ГФМ в синей области обусловлено образованием комплекса с переносом заряда между компонентами ГФК: ТА мономером, имеющим в своей структуре ароматические фрагменты, и фотоинициатором — солью сульфония на основе тиоксантен-9-она. Максимум спектра поглощения КПЗ находится в диапазоне 400–500 нм. С помощью DPSS лазера с длиной волны 457 нм (доза облучения  $\approx 0,8$  Дж/см<sup>2</sup>) были сформированы микроструктуры в фотополимерном слое толщиной  $\approx 3$  мкм.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 18-73-00226). Авторы выражают благодарность Химическому исследовательскому центру коллективного пользования СО РАН за проведение спектральных и аналитических измерений.

### Список источников

- [1] Атутов, С. Н. Планарный фазовый электрооптический модулятор на основе хромофорсодержащих полиимидов / С. Н. Атутов, С. Л. Микерин, А. И. Плеханов, А. Э. Симанчук, В. А. Сорокин, А. В. Якиманский, Н. Н. Смирнов, Н. А. Валишева // Автометрия. — 2018. — № 1. — с. 46–53

- [2] **Zanutta, A.** Photopolymeric films with highly tunable refractive index modulation for high precision diffractive optics / A. Zanutta, E. Orselli, T. Facke, A. Bianco // *Optical Materials Express*. — 2016. — Vol. 6. — P. 252–263.
- [3] **Антонов, А. И.** Дифракционные элементы для изображающих оптических систем / А. И. Антонов, Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов // *Автометрия*. — 2017. — № 5. — С. 4–16.
- [4] **Carraro, M.** Hybrid materials based on the embedding of organically modified transition metal oxoclusters or polyoxometalates into polymers for functional applications: A Review / M. Carraro, S. Gross // *Materials*. — 2014. — Vol. 5. — № 5. — P. 3956–3989.
- [5] **Шелковников, В. В.** Кинетика фотополимеризации гибридной тиол-еновой композиции, измеренная методом записи/считывания пропускающих голографических дифракционных решеток / В. В. Шелковников, Д. И. Деревянко, Л. В. Эктова, Н. А. Орлова, В. А. Лоскутов, Е. В. Васильев, Е. В. Карпова // *Высокомолекулярные соединения. Серия Б*. — 2016. — Том 58. — № 5. — С. 364–374.
- [6] **Shelkovnikov, V. V.** Synthesis and thermomechanical properties of hybrid photopolymer films based on the thiol-siloxane and acrylate oligomers / V. V. Shelkovnikov, L. V. Ektova, N. A. Orlova, L. N. Ogneva, D. I. Derevyanko, I. K. Shundrina, G. E. Salnikov, L. V. Yanshole // *J. Mater. Sci.* — 2015. — Vol. 50. — № 23. — P. 7544–7556.
- [7] **Миронников, Н. Г.** Исследование оптических и термооптических характеристик гибридного фотополимерного материала на основе тиол-силоксановых и акрилатных олигомеров / Н. Г. Миронников, В. П. Корольков, Д. И. Деревянко, В. В. Шелковников, О. Б. Витрик, А. Ю. Жижченко // *Автометрия*. — 2016. — № 2. — С. 88–96.
- [8] **Миронников, Н. Г.** Исследование оптических методов формирования многоуровневого микрорельефа в тонких плёнках гибридного фотополимерного материала на основе тиол-силоксановых и акрилатных олигомеров / Н. Г. Миронников, В. П. Корольков, Д. И. Деревянко, В. В. Шелковников // *Автометрия*. — 2017. — Том 53. — № 5. — С. 57–65.
- [9] **Шелковников, В. В.** Свойства монохромных и двухцветных голограмм в слоистых фотополимерных материалах / В. В. Шелковников, Е. В. Васильев, В. В. Русских, Л. В. Эктова, В. Н. Бережная, Е. Ф. Пен // *Автометрия*. — 2016. — Том 52. — № 4. — С. 107–117.
- [10] **Патент № 2552351РФ.** Фотополимерные композиции для записи отражательных голограмм в широком спектральном диапазоне / В. В. Шелковников, Е. Ф. Пен, Е. В. Васильев и др. — Опубл. 10.06.2015.
- [11] **Шелковников, В. В.** Новые фотогенераторы кислоты на основе сульфониевых производных тиоксантен-9-она для детритилирования в процессе синтеза олигонуклеотидов / В. В. Шелковников, В. А. Лоскутов, Е. В. Васильев, Н. В. Шеклеина, В. А. Рябинин, А. Н. Синяков // *Изв. АН. Серия химическая*. — 2011. — № 3. — С. 548–556.
- [12] **Парини, В. П.** Органические комплексы с переносом заряда / В. П. Парини // *Успехи химии*. — 1962. — Том 7. — С. 822–837.
- [13] **Kumar, N.** Substituent dependence charge transfer and photochemical properties of donor-acceptor substituted ethenyl thiophenes / N. Kumar, J. Kumar, P. K. Hota // *J. Fluoresc.* — 2017. — V.27. — P. 1729–1738.

## 58. Модификация структуры желатиновых пленок для создания голографических регистрирующих сред и других оптоэлектронных материалов

Ю. Д. Лантух, С. Н. Летута, С. Н. Пашкевич, Э. К. Алиджанов, Г. А. Тихонов  
Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

В работе предложен способ физико-химической модификации структуры желатиновых пленок. С этой целью использован принцип самосборки по типу «молекулярного узнавания»: образование (био)полимолекулярных комплексов между желатином и хитозаном за счет взаимодействия основных аминокислотных остатков в желатине и кислотных аминогрупп в структуре хитозана. Использование желатин-хитозановой матрицы позволило повысить дифракционную эффективность голограмм-решеток в образцах краситель-биополимер, а также выход люминесценции красителей. В плёночных образцах «желатин-хитозановая матрица-краситель» получена эффективная суперлюминесценция сульфородамина В.

*Ключевые слова:* желатин, хитозан, биополимерные пленки, полиэлектролитное взаимодействие, метиленовый голубой, сульфородамин В, голографические решетки, суперлюминесценция.

*Цитирование:* Лантух, Ю. Д. Модификация структуры желатиновых пленок для создания голографических регистрирующих сред и других оптоэлектронных материалов / Ю. Д. Лантух, С. Н. Летута, С. Н. Пашкевич, Э. К. Алиджанов, Г. А. Тихонов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 318–323.

### Введение

Желатин широко используется в индустрии оптоэлектронных материалов. Этому способствуют важные свойства желатина: нетоксичность, растворимость в воде, высокая гелеобразующая способность, способность к пленкообразованию, биосовместимость. Эти качества обуславливают и основные сферы технологических применений желатина: фотография (фотоэмульсии), голография (бихромированный желатин), медицина и косметология, биотехнологии, пищевая индустрия [1].

Одной из проблем использования желатина как функционального материала является недостаточная стабильность технологических свойств. По этой причине усилия разработчиков оптоэлектронных устройств на основе систем краситель-желатиновая матрица направлены на отыскание способов обеспечить постоянство и воспроизводимость свойств таких систем.

Желатин в виде геля [2] или пленки [3] использовался в качестве матрицы активной среды лазеров на красителях еще в первые десятилетия развития лазерной техники.

Фактором, снижающим генерационные характеристики лазера на красителях, является образование ассоциатов (чаще всего димеров) молекул используемых люминофоров при увеличении концентрации последних в активной среде [4]. Объединение молекул красителей в ассоциаты, как правило, приводит к потере ими люминесцентной способности [5].

Ранее нами в работах [6, 7] были предприняты попытки управления свойствами полимерных функциональных материалов посредством введения в их структуру пластификатора (глицерина). Так, в работе [6], посвященной установлению механизма фотообесцвечивания тиазиновых красителей в твердой пленке поливинилового спирта при записи голограмм He-Ne лазером, показано, что добавление в пленки малых количеств глицерина позволяет управлять соотношением констант скоростей реакционной схемы, а также приводит к полному разрушению голограмм-решеток после окончания записи. В [7] предложен способ управления мономер-димерным равновесием в биополимерных пленках ДНК – акридиновый оранжевый и реализован принцип «гость–хозяин» для получения оптического материала с заранее заданными свойствами.

Цель настоящей работы — разработка метода модификации структуры желатиновых пленок путем формирования полимолекулярных комплексов желатин-хитозан для создания новых материалов оптоэлектроники.

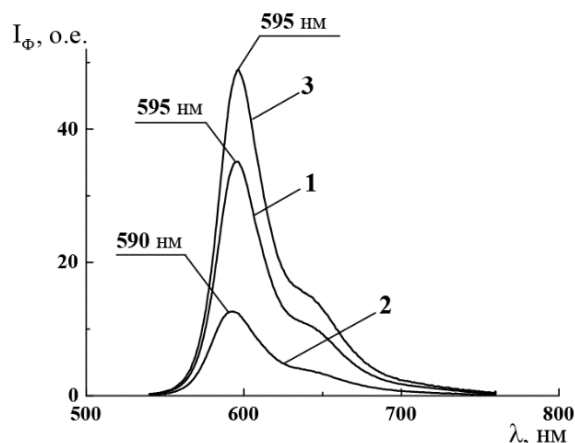
### **Экспериментальная часть**

В работе использовались биополимеры фотографический желатин марки А, хитозан из панцирей креветок со степенью деацетилирования  $\geq 75\%$  (MP Biomedicals). Красители (Кр) метиленовый голубой (МГ) и сульфородамин В (СРВ) (Sigma-Aldrich) использовали без дополнительной очистки.

Желатин (Ж) заливали дистиллированной водой (10 % по массе), после набухания получали однородный золь при 60°C. Хитозан (Х) растворялся в слабой уксусной кислоте. Для приготовления смеси желатина с хитозаном растворы желатина и хитозана смешивались в нужной пропорции. В растворы полимеров вводили растворенные в воде красители. Пленки готовили методом полива на стеклянные пластинки. Толщину пленок определяли исходя из объема и площади (а также измеряли микрометрическим индикатором), и в сравнительных экспериментах по измерению люминесценции Кр в матрицах Ж, Х и Х/Ж поддерживали одинаковой. Концентрацию красителей в сухой пленке оценивали расчетным методом.

Спектры поглощения и флуоресценции пленок регистрировали на оптоволоконном спектрометре AvaSpec 2048 (Avantes), работающем в режиме полихроматора. Для возбуждения флуоресценции и голографической записи использовали DPSS cw лазер KLM-532/SLN (532 нм) (ФТИ-Оптроник). В качестве импульсного источника возбуждения флуоресценции использовали YAG-Nd лазер LQ-129 (532 нм) (Солар ЛС). Для измерения энергетических параметров лазеров использовали измеритель мощности и энергии Fieldmaster GS (Coherent).

Голографические решетки с периодом 27 мкм на образцах МГ-биополимер записывались на длине волны 532 нм на установке, аналогичной описанной в работе [8].



1 — желатин; 2 — хитозан; 3 — смесь X/Ж,  
 массовое отношение X/Ж в плёнке 0,1 скр в плёнках  $0,8 \times 10^{-2}$  моль/л;  $\lambda_{\text{возб}} = 532$  нм

Рис. 1. Спектры флуоресценции СРВ в биополимерных матрицах

Для исследования суперлюминесценции образцов использовалась схема с поперечной накачкой, подобная схеме из работы [9]. Пучок излучения импульсного лазера накачки фокусировался цилиндрической линзой на поверхности образца. Область возбуждения имела форму полоски шириной менее миллиметра. Флуоресценция снималась с торца пленки.

### Результаты и обсуждение

Характерной особенностью эффективного люминофора анионного красителя сульфородамина В является его высокая способность к образованию ассоциатов в водных растворах. Это существенно снижает выход люминесценции красителя.

На рисунке 1 представлены спектры флуоресценции пленочных образцов СРВ-биополимер.

Из спектров на рисунке 1 видно, что в смешанной X/Ж матрице (кривая 3) интенсивность люминесценции СРВ увеличивается на 30 % по отношению к матрице желатина.

Рост интенсивности люминесценции красителя при добавлении хитозана к желатину можно объяснить следующим образом. Желатин имеет в своем составе как основные, так и кислотные ионогенные группы (аминокислотные остатки), может связывать активные центры с зарядом разного знака (в том числе молекулы органических красителей), и поэтому широко используется при создании оптоэлектронных материалов. Однако при комнатной температуре полипептидные цепи желатина в зольных растворах находятся в форме плотного клубка, лишь частично проницаемого для молекул растворителя [10]. По этой причине контакт молекул красителя с соответствующими сайтами внутри клубка затруднен и на его периферии образуются димеры Кр. Это является одной из причин эффекта концентрационного тушения флуоресценции при попытке получить эффективный люминофор на базе системы краситель-желатин за счет увеличения концентрации Кр.

Для обеспечения доступа молекул красителей к «внутренним зонам» желатиновых клубков нами предложено модифицировать структуру молекул желатина путем связывания с молекулами хитозана. Для этого мы использовали принцип самосборки по типу «молекулярного узнавания» [11]: образование (био)полимолекулярных комплексов между желатином и хитозаном за счет взаимодействия основных Glu и Asp аминокислотных остатков в желатине и кислотных аминогрупп в структуре хитозана («кооперативное полиэлектролитное взаимодействие»).

Макромолекулы хитозана в кислой среде (раствор уксусной кислоты, pH = 3,5) сильно вытянуты благодаря электростатическому отталкиванию положительно заряженных аминогрупп. Биополиэлектролитные комплексы формируются в результате электростатических взаимодействий между положительно заряженными аминогруппами хитозана и отрицательно заряженными аминокислотными остатками (глутаминовой Glu и аспарагиновой Asp кислот) желатина. Это проявляется как последовательное заполнение «матрицы» хитозана раскрытыми клубками желатина. Оптимальный диапазон концентраций полисахарида от 0,03 до 0,5 % [12].

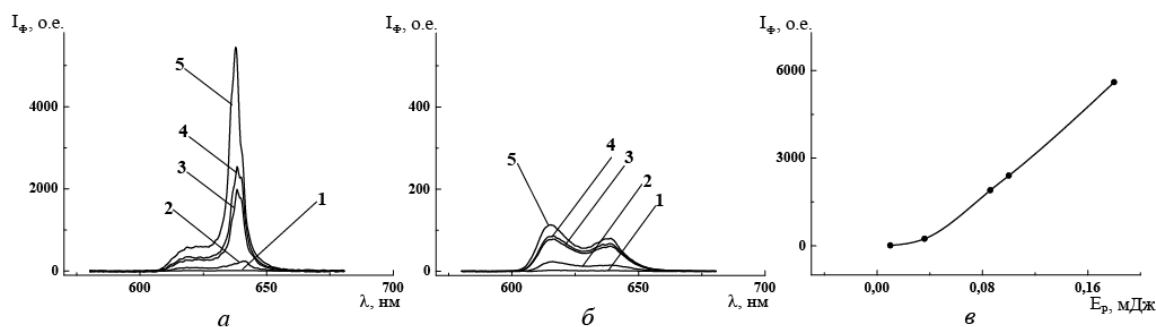
Использование желатин-хитозановой матрицы позволило существенно повысить выход люминесценции исследуемых красителей. Такой результат обусловлен, по нашему мнению, более эффективным заполнением молекулами красителей соответствующих сайтов связывания на желатине, уменьшением количества димеров и, как следствие, снижением концентрационного тушения флуоресценции.

Тиазиновые красители (метиленовый голубой, тионин и др.) отличаются специфическими фотохимическими свойствами [13] и используются в качестве генераторов синглетного кислорода, инициаторов фотополимеризации, светочувствительных компонентов в полимерных регистрирующих средах.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по голографической записи в биополимерных пленках Ж, Х и смеси желатина с хитозаном, содержащих краситель метиленовый голубой. Голографические решетки записывались излучением непрерывного (532 нм) лазера по схеме в попутных пучках (равной интенсивности) на пространственной частоте  $360 \text{ см}^{-1}$ . Измерялась интенсивность  $I$  пучка в первом порядке самодифракции, дифракционная эффективность ( $\eta$ ) оценивалась как отношение  $I$  к интенсивности  $I_0$  одного из записываемых пучков. Результаты экспериментов представлены в таблице 1.

Тип записи — амплитудный вследствие фотохимического обесцвечивания красителя. Ранее нами был предложен механизм фотообесцвечивания тиазиновых красителей в твердой гидроксилсодержащей пленке [6], который заключается в образовании лейкоформы красителя через стадию образования протонированного семихинона.

Более высокая эффективность голограмм-решеток в пленке МГ-Х/Ж с массовым отношением Х/Ж равным 0,05 по сравнению с МГ-Ж достигнута, по нашему мнению, как и в случае с



(а) в желатин-хитозановой матрице, (б) в матрице желатина. Энергия импульса накачки: 1 — 0,01 мДж; 2 — 0,036 мДж; 3 — 0,086 мДж; 4 — 0,1 мДж; 5 — 0,18 мДж.  $\lambda_{\text{возб}} = 532$  нм. (в) Зависимость интенсивности суперлюминесценции СРВ от энергии импульса накачки

Рис. 2. Спектры суперлюминесценции сульфородамина В

Таблица 1. Результаты экспериментов по голографической записи в биополимерных плёнках Ж, Х и смеси желатина с хитозаном, содержащих краситель метиленовый голубой

Образец	Концентрация красителя в сухой пленке, моль/литр	Оптическая плотность на длине волны записи, $D_{532}$	$I_0$ , мВт	$\eta$ , %
МГ-Ж	$1,2 \times 10^{-2}$	0,45	6,5	$0,8 \times 10^{-5}$
МГ-Х/Ж	$1,2 \times 10^{-2}$	0,28	6,5	$0,9 \times 10^{-6}$
МГ-Х	$4,4 \times 10^{-2}$	0,5	6,5	—

флуоресценцией образцов СРВ-Х/Ж, также благодаря эффективному заполнению молекулами красителей соответствующих сайтов связывания на желатине и уменьшением количества димеров. Отметим, что в образце МГ-хитозан фотохимические голограммы не записывались.

На рисунке 2 представлены результаты измерения суперлюминесценции красителя СРВ в модифицированной желатин-хитозановой пленке.

Из рисунка 2 видно, что по мере увеличения энергии импульсов возбуждения (в районе 0,04 мДж), рост интенсивности свечения становится нелинейным (рисунок 2в). При этом в эксперименте наблюдается сужение спектра люминесценции и ее индикатрисы. Интенсивность суперлюминесценции сульфородамина В в желатин-хитозановой матрице (рисунок 2а) значительно (в 50 раз) превышает интенсивность суперлюминесценции красителя в матрице желатина (рисунок 2б). Помимо этого, видно, что суперлюминесценция СРВ осуществляется на двух конкурирующих модах (616 нм и 638 нм), смещенных в длинноволновую область относительно максимума спектра обычной флуоресценции. Это объясняется параметрами пленки-волновода, схемой возбуждения суперлюминесценции и является типичным для подобных экспериментов [3, 14, 15]. Задача детального исследования особенностей суперлюминесценции в данной системе нами не ставилась.

Следует также отметить, что модифицированные по предложенной методике пленки желатина испытывают существенно меньшую (до 80 %) усадку после обработки в водных растворах.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, проект № 3.6358.2017/БЧ.

### Список источников

- [1] **Calixto, S.** Gelatin as a Photosensitive Material / S. Calixto, N. Ganzherli, S. Gulyaev // *Molecules*. — 2018. — Vol. 23. — № 8. — P. 1–22.
- [2] **Hansch, T.** Laser action of dyes in gelatin / T. Hansch, M. Pernier, A. Schawlow // *Journal of Quantum Electronics*. — 1971. — Vol. 7. — № 1. — P. 45–46.
- [3] **Дерюгин, Л. Н.** Тонкопленочный лазер на родамине 6Ж на волноводе с гофрированной подложкой / Л. Н. Дерюгин, О. И. Овчаренко, В. Е. Сотин // *Квантовая электроника*. — 1975. — Том 2. — № 9. — С. 2073–2075.
- [4] **Южаков, В. И.** Ассоциация и ее влияние на генерацию смешанных растворов родамина 6Ж и оксазина 17 / В. И. Южаков, А. М. Салецкий, Б. М. Ужинов // *Журн. физ. химии*. — 1985. — Том 59. — № 7. — С. 1664–1667.
- [5] **Южаков, В. И.** Ассоциация молекул красителей и её спектроскопическое проявление / В. И. Южаков // *Успехи химии*. — 1979. — Том 48. — № 11. — С. 2007–2033.
- [6] **Лантух, Ю. Д.** Использование среды тиазиновой краситель-поливиниловый спирт для записи голограмм / Ю. Д. Лантух, Г. А. Кецле, С. Н. Пашкевич // *Оптический Журнал*. — 2006. — Том 73. — № 7. — С. 70–74.
- [7] **Лантух, Ю. Д.** Спектроскопические свойства биополимерных пленок ДНК — акридиновый оранжевый / Ю. Д. Лантух, С. Н. Пашкевич, С. Н. Летута // *Оптика и спектроскопия*. — 2011. — Том 110. — № 6. — С. 932–937.
- [8] **Лантух, Ю. Д.** Голографическая запись в среде ДНК — органический краситель / Ю. Д. Лантух, С. Н. Пашкевич, С. Н. Летута, Э. К. Алиджанов // *Труды 7-й Международной конференции ГОЛОЭКСПО-2010*. — 2010. — С. 122–127.
- [9] **Kawabe, Y.** Thin-film lasers based on dye-deoxyribonucleic acid-lipid complexes / Y. Kawabe // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 81. — P. 1372–1374.
- [10] **Измайлова, В. Н.** Гелеобразование в желатине и многокомпонентных системах на ее основе / В. Н. Измайлова, С. Р. Деркач, М. А. Сакварелидзе // *Высокомолекулярные соединения*. — 2004. — Том 46. — № 12. — С. 2216–2240.
- [11] **Изумрудов, В. А.** Явления самосборки и молекулярного «узнавания» в растворах (био)полиэлектролитных комплексов / В. А. Изумрудов // *Успехи химии*. — 2008. — Том 74. — № 4. — С. 401–415.
- [12] **Воронько, Н. Г.** Взаимодействие желатины с хитозаном: влияние концентрации полисахарида / Н. Г. Воронько, С. Р. Деркач, Н. И. Соколан // *Вестник МГТУ*. — 2015. — Том 18. — № 1. — С. 80–89.
- [13] **Кричевский, Г. Е.** Фотохимические превращения красителей и светостабилизация окрашенных материалов / Г. Е. Кричевский—М.: Химия, 1986. — 248 с.
- [14] **Yu, Z.** Photoluminescence and lasing from deoxyribonucleic acid thin films doped with sulforhodamine / Z. Yu, W. Li, J. Hagen // *Applied Optics*. — 2007. — Vol. 46. — № 9. — P. 1507–1513.
- [15] **Лантух, Ю. Д.** Суперлюминесценция в пленочных системах ДНК-краситель / Ю. Д. Лантух, С. Н. Пашкевич // *Вестник ОГУ*. — 2012. — № 12. — С. 113–116.



## 59. Акрилатно-эпоксидный голографический фотополимерный материал для двухфотонной записи голограмм

*Е. В. Васильев<sup>1</sup>, В. В. Шелковников<sup>1</sup>, Н. А. Орлова<sup>1</sup>, И. Ш. Штейнберг<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> Новосибирский институт органической химии им. Н. Н. Ворожцова Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Институт автоматки и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

В результате проведенных исследований был разработан новый голографический фотополимерный материал, способный записывать элементарные голограммы в режиме двухфотонного инициирования. Фотополимерный материал содержит мономеры полимеризуемые по свободно-радикальному механизму и механизму эпоксидного раскрытия циклов. Фотополимер обеспечивает величину модуляции коэффициента преломления порядка 0,0015, имеет сечение двухфотонного поглощения 203 GM (532 нм); обладает высокой чувствительностью к УФ излучению (до 350 нм) и имеет плечо поглощения до 405 нм.

*Ключевые слова:* Голографический фотополимерный материал, Двухфотонная полимеризация, Импульсная запись голограмм.

*Цитирование:* **Васильев, Е. В.** Акрилатно-эпоксидный голографический фотополимерный материал для двухфотонной записи голограмм / Е. В. Васильев, В. В. Шелковников, Н. А. Орлова, И. Ш. Штейнберг // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 324–330.

### Введение

При разработке новых оптических технологий зачастую используются голографические оптические элементы. В большинстве случаев подобные элементы сделаны на базе фотополимерных материалов [1, 2]. Различные технологические решения, использующие фотополимеры, предъявляют различные требования к самому материалу.

Для проведения однородной по глубине записи голограммы либо для записи голограмм во внутренних слоях растровой среды, без инициирования полимеризации во всем объеме успешно используется явление двухфотонного поглощения (ДФП). Несмотря на то, что метод ДФП требует применения излучений с высокими интенсивностями, он рассматривается как перспективный для развития в технологиях микрофабрикации и оптической памяти реализуемой путем записи информации, в ряде разделенных по глубине слоев [3–5].

В зависимости от типа используемого мономера в фотополимере может протекать полимеризация либо по свободно радикальному механизму, либо по катионному механизму. Определенный интерес представляет фотополимер одновременно содержащий мономеры, полимеризуемые по механизмам обоих типов. Подобный материал может сочетать полезные свойства присущие материалам обоих видов.

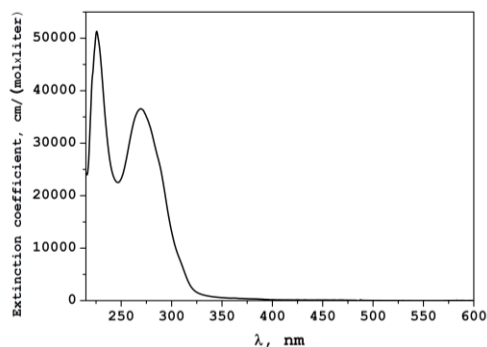
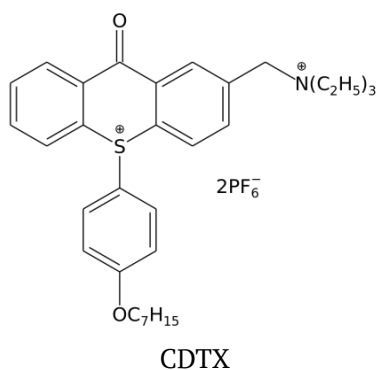
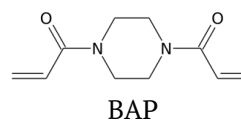
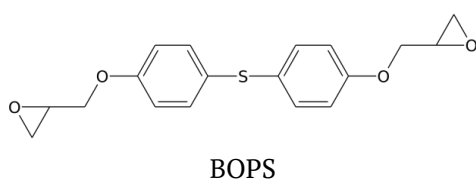


Рис. 1. Спектр поглощения CDTX



В данной работе мы представляем разработанный нами новый голографический фотополимерный материал содержащий в своем составе как акрилатные так и эпоксидные мономеры. Мы используем сенсibilизатор обладающий большим сечением двухфотонного поглощения, который обеспечивает возможность одновременного инициирования свободно-радикальной и эпоксидной полимеризации.

### 1. Объект исследований

Разработанный голографический фотополимерный материал, содержит полимерную матрицу поливинилацетата (CAS 9003-20-7), в которой растворены фоточувствительные и мономерные компоненты.

В качестве фоточувствительной компоненты используется дигексафторфосфат 2-(N,N,N-триэтиламмонио)метил-9-оксо-10-(4-гептилоксифенил)-9H-тиоксантия (CDTX). На рисунке 1 приведен спектр поглощения фотоинициатора. Значение величины сечения двухфотонного поглощения (532 нм) составляет  $\delta = 203 \text{ GM}$  [6, 7].

В качестве полимеризуемых компонент данный материал содержит эпоксидный мономер (бис(4-оксиран-2-илметокси)фенил)сульфид (BOPS). Этот мономер полимеризуется по катионному механизму при инициирующем воздействии гексафторфосфорной кислоты.

Другая мономерная компонента используемая в данном фотополимере — это 1,4-бис(акрилоил)пиперазин (BAP) (CAS: 6342-17-2). Свободные радикалы, образующиеся при фотолизе сенсibilизатора, инициируют процесс полимеризации данного акрилатного мономера по механизму свободной радикальной полимеризации.

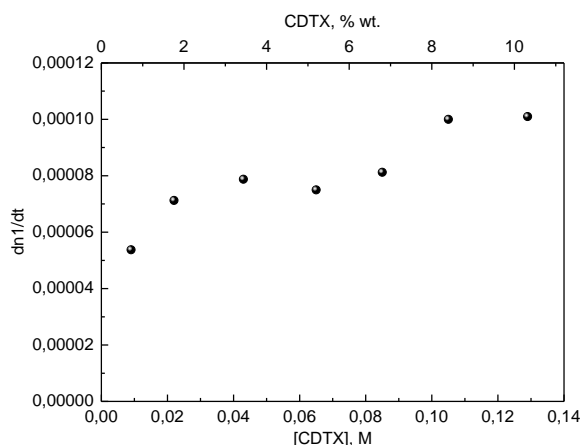


Рис. 2. Зависимость скорости записи голограммы от концентрации (нижняя шкала) и от массовой доли CDTX (верхняя шкала) в фотополимере

## 2. Экспериментальные установки

В экспериментальные слои фотополимера проводилась запись фазовых пропускающих дифракционных решеток, регистрировались кинетические кривые изменения мощности дифрагирующего пучка. Используя выражение Когельника [8] оценивалась величина амплитуды модуляции коэффициента преломления  $n_1(t)$  и скорость записи голограмм  $dn_1/dt$ .

Для однофотонной записи голограмм использовалось излучение непрерывного DPSS лазера (375 нм) с интенсивностью 14 мВт/см<sup>2</sup>. Тестирование процесса формирования решетки осуществлялось излучением непрерывного He–Ne лазера (633 нм). Фотоинициатор в фотополимерных слоях не чувствителен к данному излучению. Угол записи составлял 13°.

Для двухфотонной записи голограмм использовалось излучение второй гармоники импульсного твердотельного Nd:YAG лазера ( $\lambda = 532$  нм,  $\tau_p = 10$  нс,  $I_p = 20\text{--}30$  ГВт/см<sup>2</sup>). Угол записи составлял 4°. Для отслеживания процесса формирования голограммы так же использовался He–Ne лазер ( $\lambda = 633$  нм).

## 3. Запись голограмм методом однофотонного поглощения

Были проведены исследования влияния концентрации фотоинициатора на эффективность записи голограмм в тестируемые образцы. Для разных концентраций CDTX амплитуды модуляции коэффициента преломления ( $n_1$ ) полученных голограмм варьировались в районе 0,001. На рисунке 2 показана зависимость максимальной скорости записи голограммы ( $dn_1/dt$ ) от концентрации CDTX.

Концентрация фотоинициатора изменялась в диапазоне от 0,009 до 0,13 М (0,5–10 % wt.), что соответствует изменению оптической плотности фотополимерного слоя на длине волны записи от 0,03 до 0,36. Как видно из графика 2 наблюдается рост скорости полимеризации при увеличении [CDTX] до концентрации ~0,04 М (3,5 % wt.). При увеличении концентрации фотоинициатора выше этого значения скорость полимеризации продолжает медленно увеличиваться. Увеличить концентрацию фотоинициатора свыше 0,13 М не представляется возможным ввиду его кристаллизации в полимерной матрице.

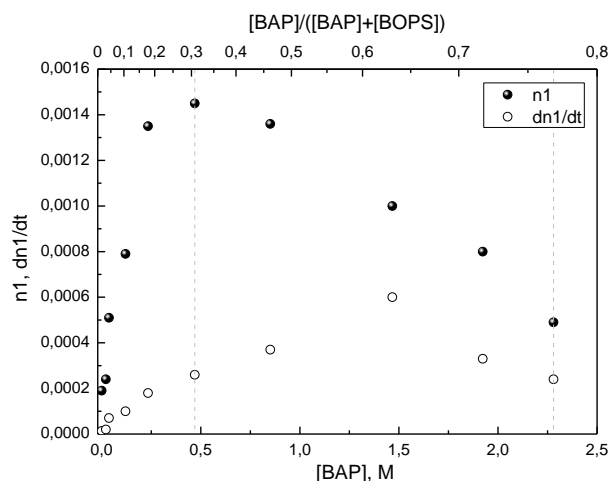


Рис. 3. Зависимость величины модуляции коэффициента преломления  $n_1$  и скорости записи  $dn_1/dt$  голограммы от концентрации ВАР (нижняя шкала) и от доли акрилатных групп в фотополимере (верхняя шкала). [ВОПС] = 1,07 М.

В процессе записи элементарных голограмм были получены зависимости  $n_1$  и  $dn_1/dt$  от концентрации мономера ВАР. Концентрация ВАР варьировалась в диапазоне от 0,21 до 2,28 М, концентрация мономера ВОПС составляла 1,07 М, а концентрация фотоинициатора СДТХ — 0,043 М. На рисунке 3 приведены данные зависимости, из графика видно, что максимальные значения модуляции показателя преломления в фотополимере  $n_1 \approx 0,0015$  наблюдаются при концентрациях ВАР 0,4–0,6 моль/литр, что соответствует мольной доле акрилатной компоненты 20–25 %. Дальнейшее увеличение доли акрилата приводит к снижению  $n_1$ , но при этом наблюдается рост максимальной скорости записи голограмм. Ее максимум наблюдается при концентрациях ВАР 1,4–1,6 моль/литр.

Максимальные скорости записи голограмм достигаются при [ВАР] = 1,4–1,6 М и [ВОПС] = 0,3–0,5 М. В целом поведение общей скорости полимеризации подчиняется общеизвестным зависимостям: 1) с ростом концентрации мономера (любого) скорость полимеризации растет; 2) с ростом доли акрилатной компоненты скорость полимеризации растет [9–11]. Это наиболее ярко выражено в первую очередь для акрилатной компоненты, при увеличении массовой доли акрилата от 25 до 100 % wt. скорость может увеличиться в 3,5–4 раза [9]. В то же время изменение скорости полимеризации при увеличении доли эпоксидного мономера не так ярко выражено. Так заметное увеличение скорости полимеризации наблюдалось только при превышении доли эпоксидного мономера свыше 80 % wt [9]. Сказанное выше справедливо до тех пор, пока общее количество мономерных компонент в матрице поливинилацетата не превысит суммарную концентрацию 2,6 М. Как только происходит такое превышение (рисунок 3 [ВАР] = 1,5 М + [ВОПС] = 1,07 М) наблюдается уменьшение общей скорости полимеризации.

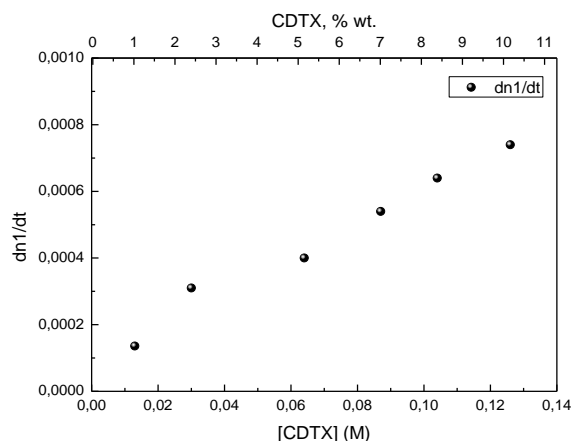


Рис. 4. Зависимость величины модуляции коэффициента преломления  $n_1$  и скорости записи  $dn_1/dt$  голограммы от концентрации CDTX (нижняя шкала) и от его массовой доли в фотополимере (верхняя шкала)

#### 4. Запись голограмм методом двухфотонного поглощения

В данной работе были проведены исследования влияния концентрации фотоинициатора на эффективность и скорость записи голограмм в тестируемые образцы. Концентрация фотоинициатора варьировалась в диапазоне от 0,013 до 0,126 М (1–10 % wt.). Концентрации мономеров в образцах составляли [BAP] = 1,3 М и [BOPS] = 0,6 М. Максимальные значения величин  $n_1$  записанных голограмм в диапазоне исследуемых концентраций фотоинициатора были практически одинаковы и варьировались в диапазоне 0,0014–0,0015. Следует отметить, что эти максимальные значения были достигнуты за 4–10 импульсов (в зависимости от энергии импульсов). Существенные отличия при записи голограмм проявлялись в изменении максимальной скорости записи голограммы. На рисунке 4 показана зависимость  $dn_1/dt$  голограмм от концентрации фотоинициатора.

Зависимость  $dn_1/dt$  от концентрации фотоинициатора носит практически линейный характер — скорость записи возрастает в 5,5 раза при увеличении концентрации инициатора на порядок. Дальнейшее увеличение количества CDTX в композиции приводит к его кристаллизации в полимерном слое при изготовлении образцов. В целом, поскольку формирование голограмм при импульсном двухфотонном иницировании происходит в темновом режиме, то для данного материала не требуется большое значение  $dn_1/dt$ .

В ходе работ были проведены исследования влияния соотношения акрилатного и эпоксидного мономеров на эффективность записи голограмм. Изготавливались образцы, содержащие акрилатный и эпоксидный мономер в различных пропорциях. Суммарная концентрация мономеров в образцах составляла 1,9–2 М (2,5–2,6 М при BAP более 80 % wt.), массовая доля PVAc составляла  $39 \pm 2$  % wt. Соотношения мономеров варьировались в диапазоне BAP:BOPS от 0,17:0,83 до 1,0:0.

В фотополимерные слои в режиме двухфотонного иницирования записывались элементарные голограммы, регистрировались кинетические кривые роста DE после нескольких им-

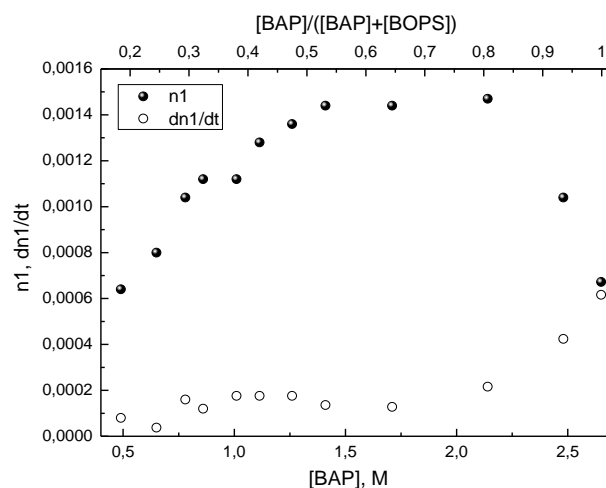


Рис. 5. Зависимость величины модуляции коэффициента преломления  $n_1$  и скорости записи  $dn_1/dt$  голограммы от концентрации ВАР (нижняя шкала) и от доли акрилатных групп в фотополимере (верхняя шкала)

пульсов. На рисунке 5 приведены полученные зависимости  $n_1$  и  $dn_1/dt$  голограммы от концентрации ВАР и от доли акрилатных групп в фотополимере. Из полученных данных видно, что с ростом концентрации ВАР до значений порядка 1,3 М (50 % wt.) наблюдается постепенный рост максимального значения  $n_1$  до достижения максимума  $n_1 \approx 0,0015$ . Максимум  $n_1$  сохраняется вплоть до концентраций  $[ВАР] \approx 2,2$  М (80 % wt.). При последующем увеличении доли ВАР происходит резкий спад эффективности записи голограммы, до  $n_1 \approx 0,0007$ . Скорость записи голограмм в диапазоне концентраций ВАР до 2,2 М изменяется слабо  $dn_1/dt = 0,0001-0,0002$ , а при превышении этой концентрации начинает резко возрастать (в 3–4 раза при ВАР = 100 % wt.).

### Заключение

В результате проведенных исследований был разработан новый голографический фотополимерный материал, способный записывать элементарные голограммы как УФ излучением, так и в режиме двухфотонного инициирования. Фотополимерный материал обладает высокой чувствительностью к УФ излучению (до 350 нм) и чувствителен к излучению до 405 нм, имеет сечение двухфотонного поглощения 203 GM (532 нм).

Формирование фазовых дифракционных решеток и голограмм происходит в результате светоиндуцированной полимеризации мономеров различного типа. Материал содержит мономеры полимеризуемые по свободно-радикальному механизму и механизму эпоксидного раскрытия циклов. Универсальный сенсibilизатор-инициатор является одновременно и фотогенератором кислоты и генератором свободных радикалов. Фотополимер обеспечивает величину модуляции коэффициента преломления не менее 0,0015.

### Список источников

- [1] Jurbergs, D. New recording materials for the holographic industry /D. Jurbergs, F. K. Bruder, F. Deuber, T. Fäcke, R. Hagen, D. Hönel, T. Rölle, M. S. Weiser, A. Volkov // Proc. of SPIE. — 2009. — Vol. 7233. — 72330K.

- [2] **Alim, M. D.** High Dynamic Range ( $\Delta n$ ) Two-Stage Photopolymers via Enhanced Solubility of a High Refractive Index Acrylate Writing Monomer / M. D. Alim, D. J. Glugla, S. Mavila, C. Wang, P. D. Nystrom, A. C. Sullivan, R. R. McLeod, C. N. Bowman // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. — 2018. — Vol. 11. — № 1. — P. 1217–1224.
- [3] **Parthenopoulos, D. A.** / D. A. Parthenopoulos, P. M. Rentzepis // *Science*. — 1989. — № 45. — P. 843.
- [4] Kawata, Y. / Y. Kawata, H. Ishitobi, S. Kawata // *Opt. Lett.* — 1998. — № 23. — P. 756.
- [5] **Stampfl, J.** Multiphoton Lithography Techniques, Materials and Application / J. Stampfl, R. Liska, A. Ovsianikov. — Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2017. — 386 p.
- [6] **Loskutov, V. A.** / V. A. Loskutov, V. V. Shelkovnikov // *Russ. J. Org. Chem.* — 2006. — № 42. — P. 298.
- [7] **Steinberg, I. Sh.** Two-photon recording of microholograms in photopolymer materials with new cationic thioxanthone photoinitiators / I. Sh. Steinberg, V. A. Loskutov, V. V. Shelkovnikov, Yu. A. Shepetkin // *Optics Communications*. — 2008. — Vol. 281. — P. 4297–4301.
- [8] **Kogelnik, H.** // *Bell Syst. Tech. J.* — 1969. — Vol. 48. — P. 299.
- [9] **Ge, X.** Visible-Light Initiated Free-Radical/Cationic Ring-Opening Hybrid Photopolymerization of Methacrylate/Epoxy: Polymerization Kinetics, Crosslinking Structure, and Dynamic Mechanical Properties / X. Ge, Q. Ye, L. Song, A. Misra, P. Spencer // *Macromol. Chem. Phys.* — 2015. — № 216. — P. 856–872.
- [10] **Nowers, J. R.** The effect of interpenetrating polymer network formation on polymerization kinetics in an epoxy-acrylate system / J. R. Nowers, B. Narasimhan // *Polymer*. — 2006. — № 47. — P. 1108–1118.
- [11] **Schissel, S. M.** Enhancing epoxide kinetics and tuning polymer properties using hydroxylcontaining (meth)acrylates in hybrid photopolymerizations / S. M. Schissel, J. L. P. Jessop // *Polymer*. — 20019. — № 161. — P. 78–91.

## 60. Работы НИКФИ в области голографии в собрании Политехнического музея (к 90-летию со дня основания Научно-исследовательского кинофотоинститута)

*О. Ф. Тихомирова*

Политехнический музей, Москва, Россия

В ноябре 2019 года исполняется 90 лет со дня основания Научно-исследовательского кинофотоинститута, единственного в своём роде учреждения, создавшего научно-техническую базу отечественной кинематографии. Одно из направлений деятельности — «Стереокинематография» — включает в себя работы по голографии и голографическому кино. Политехнический музей достаточно продолжительное время активно взаимодействует с Кинофотоинститутом. В музее хранятся предметы и документы — свидетели трудов известных специалистов НИКФИ в этой области оптики.

*Ключевые слова:* НИКФИ, Политехнический музей, История голографии.

*Цитирование:* **Тихомирова, О. Ф.** Работы НИКФИ в области голографии в собрании Политехнического музея (к 90-летию со дня основания Научно-исследовательского кинофотоинститута) / О. Ф. Тихомирова // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 331–334.

В ноябре 2019 исполняется 90 лет со дня основания Научно-исследовательского кинофотоинститута — НИКФИ. Основной задачей этого единственного в своём роде учреждения, было создание научных основ кинотехники, как единой самостоятельной области прикладной науки и теории фотографических процессов. «Путь, который прошёл НИКФИ вместе с отечественным кинематографом — это путь поисков и экспериментов, творческих взлётов и интересных находок многих талантливых учёных, работавших в институте. За эти годы было использовано большое количество научных открытий, которые позволили ему подняться на достаточно высокий уровень и получить всемирное признание» [1, 67]. В полной мере это утверждение можно отнести к голографии. Работы с использованием открытий в этой области начались в НИКФИ с 1967 года в лаборатории «Стереокинематографии». Сам Ю. Н. Денисюк, чьё открытие легло в основу данной деятельности, утверждал, что именно в НИКФИ на высоком уровне была изготовлена первая крупноформатная отражательная трехмерная голограмма с изображением мраморной статуэтки (автор Г. А. Соболев). Там же, по словам Юрия Николаевича, были получены лучшие, чем в ГОИ, необходимые для записи голограмм особомелкозернистые «прозрачные» фотопластинки ПЭ-2, разработанные под руководством профессора Н. И. Кириллова [2, 16]. Сотрудничество Политехнического музея с Кинофотоинститутом началось с 1974 года именно в области голографии [3, 3]. Это было время обретения популярности художественной голографии. Для развития экспозиции по данному направлению





а) модель крейсера, 640 × 480 мм



б) голограмма, 600 × 800 мм

Рис. 1. Модель и голографическое изображение крейсера «Африка»



Рис. 2. Голограмма «Герб Белоруссии», 600 × 800 мм

оптики, и формирования соответствующей коллекции, сотрудники музея обратились в лабораторию для изготовления голограмм с нескольких музейных предметов. Среди которых были: модель крейсера 2-го ранга «Африка», на котором А. С. Попов в 1897 году впервые в мире проводил опыты по радиосвязи (рисунок 1), детекторный приёмник 20-х годов, современный телефонный аппарат [4].

В последующие годы, то есть с 1977 по 1986, в музей были неоднократные поступления голограмм из НИКФИ разных авторов с использованием различных методов исполнения. Например, в 1979 году музей получил уникальную голограмму «Герб Белоруссии» (авторы Л. В. Танин и О. Б. Серов), выполненную в технике «обратной маски» (рисунок 2).

Крупноформатные голограммы «Олимпийский Мишка» и «Ювелирные украшения», которые до сего времени восхищают посетителей. Поражают качеством исполнения «Эмблема НИКФИ» и «Серебрянный фужер и солонка Суворова», переданные музеем в 1982 году [5]. В коллекции музея находится одна из первых цветных голограмм, произведённых в НИКФИ — «Значки» (1980г.), которая до сих пор приводит в замешательство, выдавшее всевозможные варианты 3D изображений молодое поколение посетителей. Они принимают эти значки за настоящие. В 1986 году музей получил несколько голограмм, изготовленных на Опытном производстве НИКФИ. Это «Хрустальный графин», «Индонезийская скульптура», «Гжельский



а) фото Е. П. Сухмана (1976 г.)



б) авторское свидетельство на изобретение  
«Устройство для записи голограмм»

Рис. 3. Документы, полученные музеем

фарфор» [6]. Последнее приобретение — голограмма «50 лет НИКФИ», подаренная Ю. Н. Денисюку, которая поступила в музейное собрание с его архивом. Всего Политехническому музею из НИКФИ было передано 33 голограммы — почти половина предметов, имеющих в соответствующей коллекции. Главное направление работы лаборатории «Стереоскинематографии» в 1970–80-е годы под руководством В. Г. Комара, было всё-таки создание голографического кинематографа. К сожалению, музейных предметов и документов, иллюстрирующих это направление деятельности лаборатории крайне мало. Поэтому, мы были весьма признательны сестре бывшего сотрудника лаборатории Ефима Петровича Сухмана — Татьяне Петровне, которая в 2014 году передала музею копию авторского свидетельства коллектива сотрудников на изобретение «Устройства для записи голограмм» (рисунок 3), несколько фотографий Е. П. Сухмана и 4 небольших рулона плёнки с пробами голографического кино. На одном из них, можно при соответствующих условиях увидеть клоуна, пьющего воду из кружки.

Помимо предметов в фондах музея находятся документы, имеющие отношение к истории голографического кино. Это письмо на имя заместителя директора ГОИ по научной работе Е. Н. Царевского от заместителя директора НИКФИ по научной работе В. Г. Комара, датированное апрелем 1975 года о совместных работах «по разработке методов и экспериментальной системы голографического кинематографа для показа цветных изображений». Письмо содержит резолюцию Е. Н. Царевского о передаче к исполнению задания Ю. Н. Денисюку. Ещё имеется документ, касающийся совместной работы сотрудников музея и НИКФИ, датированный 2002 годом: разработки проекта тематико-экспозиционного плана создания экспозиции по голографическому кино. Из служебной записки научного сотрудника музея В. Ф. Сиколенко, прилагаемой к проекту, следовало: «По договоренности с Комаром Виктором Григорьевичем (НИКФИ), автором разработки голографического кино, в Политехнический музей будет передан действующий образец, на котором отрабатывались основные принципы

голографического кинематографа (ГК). Продолжительность сюжетного ролика около двух минут, количество зрителей не более десяти человек. Прибор является первым и единственным в мире». К сожалению, реализация данного проекта экспозиции в музее не состоялась [7].

Так же сохранились документы и фотографии выступления легендарного Виктора Григорьевича Комара (1913–2014), с докладом «Об этапах развития техники кинематографа», на Политехнических чтениях «Летопись отечественного кинематографа», посвящённых 100-летию первого российского фильма, проводившихся 28 ноября 2008 года. Это было первое и последнее выступление мэтра в стенах музея [8].

Понятно, что перечисленные предметы и документы по голографии и голографическому кино из фондового собрания музея, — это только отдельные штрихи из многоплановой, 90-летней истории уникального Института. Но кроме сохранения памяти о технических объектах, они ценны тем, что дают возможность помнить о людях, которые с ними работали. Музею — о сотрудниках, создававших первую экспозицию по этому направлению оптики, НИКФИ — о специалистах, изготовителях первых голограмм: Геннадии Александровиче Соболеве, Олеге Борисовиче Серове, и многих других.

Завершить вышеизложенное, хотелось бы словами известного голландского физика Хендрика Бругта Казимира (1909–2000): «Когда я был молодым физиком, то считал интерес к истории науки безошибочным признаком некомпетентности или начинающей старости. Сегодня я склонен рассматривать отсутствие интереса к истории нашей науки как знак прискорбной незрелости. Видимо, моя позиция на самом деле не изменилась» [9,5]. Выражая полное согласие с позицией учёного, музей ставит одной из задач неизменно поддерживать интерес к истории науки, должным образом сохраняя объекты, являющиеся результатом выдающихся научных исследований и открытий.

### Список источников

- [1] Антонова, Л. Е. Документы Всесоюзного научно-исследовательского кинофотоинститута об истории создания и развития отечественного кинематографа // История науки и техники. — 2016. — № 8. — С. 62–68.
- [2] Денисюк, Ю. Н. Мой путь в голографию // Путь к открытию; памяти акад. РАН Юрия Николаевича Денисюка. — СПб. 2015. — С. 6–21
- [3] Комар, В. Г. Изобразительная голография и голографический кинематограф / В. Г. Комар, О. Б. Серов. — М.: Искусство, 1987. — 288 с.
- [4] Архив учётной документации ПМ. Оп. 2. Д. 66. Л. 102
- [5] Архив учётной документации ПМ. Оп. 2. Д. 115. Л. 193
- [6] Архив учётной документации ПМ. Оп. 2. Д. 199. Л. 66
- [7] НА ПМ. Ф.1.Оп.1. Л.191
- [8] НА ПМ. Ф. 1.Оп.1. Л.199
- [9] Завойская, Н. Е. История одного открытия \ Н. Е. Завойская. — М.: ООО «Группа ИТД», 2007. — 208 с.

VI. Голографическая  
интерферометрия и  
ОПТИКО-  
голографическая  
обработка  
информации

## 61. Голографические датчики волнового фронта: сегодня и завтра

*В. Венедиктов<sup>1,2</sup>, К. Гаврильева<sup>1</sup>, А. Горелая<sup>1</sup>, В. Орлов<sup>3</sup>, А. Севрюгин<sup>1</sup>, И. Турсунов<sup>1</sup>,  
Е. Федоров<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»  
им. В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассматриваются и сравниваются различные возможные схемы голографических датчиков волнового фронта, основанные на использовании голограмм Фурье, включая прямую запись, компьютерные синтезированные и голограммы Фурье, записанные с использованием рассеянного излучения.

*Ключевые слова:* Голография, Активная или адаптивная оптика, Датчик волнового фронта.

*Цитирование:* **Венедиктов, В.** Голографические датчики волнового фронта: сегодня и завтра / В. Венедиктов, К. Гаврильева, А. Горелая, В. Орлов, А. Севрюгин, И. Турсунов, Е. Федоров // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 336–339.

### Введение

Датчики волнового фронта (ДВФ) — это устройства, которые измеряют отклонение волнового фронта оптического излучения от плоскости или сферы. Сегодня они широко используются в адаптивной оптике (АО), астрономии, лазерной технике, офтальмологии и многих других областях. На сегодняшний день доступны только так называемые зональные ДВФ, прежде всего датчик Шака — Гартмана и, реже, другие типы, такие как датчик кривизны или пирамидальный. Зональный ДВФ сначала определяет локальные параметры волнового фронта, такие как локальный наклон или кривизна его сегмента, а затем, используя громоздкие вычисления, восстанавливает форму общего волнового фронта. Это сильно искажает производительность системы этого типа. В некоторых случаях, особенно для приложений с атмосферной оптикой, необходим ДВФ с частотой обновления данных 1 кГц или более. Использование оптимизированных алгоритмов обработки и высокопроизводительных вычислительных систем позволяет создавать системы АО, работающие на частоте несколько кГц. Однако в задачах, которые требуют высокоскоростных систем АО и / или не позволяют использовать большие и дорогие вычислительные системы, актуальным является использование модального ДВФ. Они дают информацию о волновом фронте в виде нескольких десятков чисел — амплитуд мод Цернике или мод адаптивных зеркал. Таким образом, сигнал от них может напрямую контролировать форму адаптивных зеркал без дополнительной обработки. Особенно актуально использование модального ДВФ в задачах, требующих оценки только первых нескольких мод Цернике,

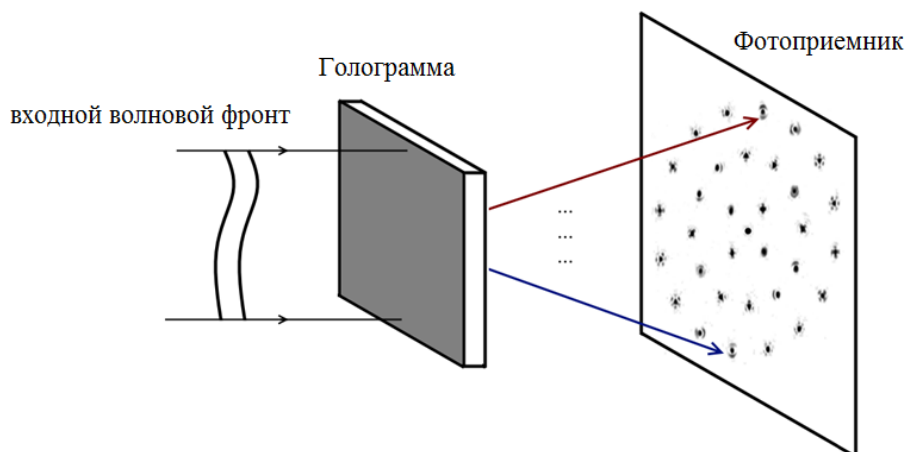


Рис. 1. Голографический ДВФ, основанный на использовании голографического мультиплекса

например, в офтальмологии. Единственная концепция модального ДВФ, известная на сегодняшний день, основана на голографии.

### 1. Традиционные схемы голографических датчиков волнового фронта

Первой публикацией, посвященной голографическому ДВФ, была работа Нила и др. [1]. Авторами предложено использовать голографическую фильтрацию входного волнового фронта, что позволило различать моды Цернике в виде системы пятен на плоскости фотоприемника. (рисунок 1). Амплитуды мод Цернике, присутствующих во входном волновом фронте, пропорциональны разности интенсивностей пар симметричных пятен. Для голографической фильтрации они предложили использовать либо несколько отдельных дифракционных элементов (голограмм) — каждый для фильтрации одной из мод Цернике, либо один мультиплексированный по времени или пространственно (мультиплексная голограмма) элемент.

Этот новый тип датчика называется голографическим ДВФ. Одна из голограмм записывается как интерференционная картина волны с фронтом, деформированная в соответствии с выбранным полиномом Цернике и сферической волной, сходящейся к некоторой точке А. Вторая голограмма соответствует интерференционной картине волны с инвертированным значением того же полинома Цернике и сферической волны, сходящейся к некоторой другой точке В. Фотодетекторы устанавливаются в точках А и В, а затем анализируемый волновой фронт восстанавливает дуплекс. В зависимости от амплитуды моды Цернике, сигнал от фотоприемника в точке А превышает сигнал в точке В или наоборот. Если эта мода Цернике отсутствует в волновом фронте, сигналы от обоих детекторов равны. Позднее эти исследования были продолжены несколькими научными группами, в частности коллективом Г. Андерсена [2]. Однако использование голографического мультиплекса приводит к сильному и неизбежному перекрестному (интермодальному) шуму, препятствуя реальному использованию этой интересной концепции.

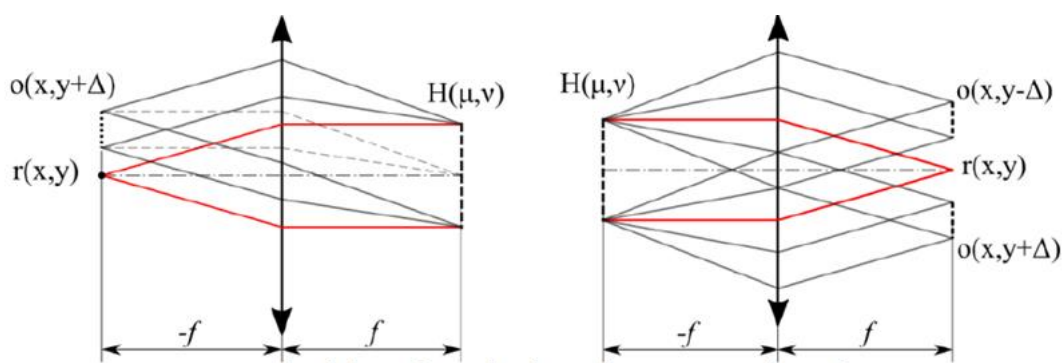


Рис. 2. Синтез и реконструкция Фурье-голограммы для ДВФ

## 2. Фурье-голография в WFS

Недавно было предложено использовать голограммы Фурье в ДВФ [3, 4]. Такие голограммы регистрируют распределение интенсивности от двух волн-опорной  $R(x, y)$  и объектной  $O(x, y)$  волн. Синтез и реконструкция Фурье-голограммы приведены на рисунке 2. В этом случае опорная волна представляет собой aberrированный волновой фронт, объектная волна — это поле от точки индикатора. Таким образом, если значение aberrации в падающей волне и голограммы, генерированной на компьютере, совпадают, мы получим небольшую точку индикатора. В противном случае точка будет размыта. Можно либо зарегистрировать голограмму посредством записи интерференционной картины, либо использовать сгенерированные компьютером голограммы.

Альтернативный подход [5, 6] реализует аналогичную схему, но в этом случае искаженный волновой фронт диффузно рассеивается фазовой пластиной, которая используется в качестве кодера. Использование такой же диффузной пластины на этапе реконструкции обеспечивает декодирование информации. Основная идея заключается в том, что можно создать матрицу неперекрывающихся (и, следовательно, свободных от перекрестного шума) голограмм Фурье. Можно осветить все эти голограммы одновременно диффузным рассеянным анализируемым волновым фронтом, и каждая голограмма извлечет из него информацию об амплитуде определенного полинома Цернике.

В докладе обсуждаются все варианты такого использования Фурье-голографии, их достоинства и недостатки, а также будущие перспективы применения техники.

### Благодарность

Авторы благодарны Министерству науки и образования Российской Федерации за финансирование в рамках Проекта № 8.1039.2017.

### Список источников

- [1] Neil, M. A. A. New modal wave-front sensor: a theoretical analysis / M. A. A. Neil, M. J. Booth and T. Wilson // J. Opt. Soc. Am. — 2000. — A17 (6). — P. 1098–1107.
- [2] Andersen, G. Fast, compact, autonomous holographic adaptive optics / G. Andersen, P. Gelsinger-Austin, R. Gaddipati, P. Gaddipati, F. Ghebremichael // Optics Express. — 2014. — Vol. 22. — № 8. — P. 9432–9441.

- [3] **Krasin, G. K.** Wavefront sensor with hologram filters in the problem of measuring phase distortions of laser radiation / G. K. Krasin, D. S. Lushnikov, S. B. Odinson, A. B. Solomashenko, V. Yu. Venediktov, E. Yu. Zlokazov // Proc. of SPIE. — 2018. — Vol. 10787. — P. 07870D.
- [4] **Kovalev, M. S.** Optical wavefields measurement by digital holography methods / M. S. Kovalev, G. K. Krasin, S. B. Odinson, A. Y. Zherdev // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — Vol. 1096. — № 1.
- [5] **Орлов, В. В.** Голографический модовый датчик волнового фронта с увеличенным числом измеряемых мод / В. В. Орлов // Квантовая электроника. — 2017. — Vol. 47. — № 8. — P. 773–776.
- [6] **Gorelaya, A.** Holographic wavefront sensor, based on diffuse Fourier holography / A. Gorelaya, V. Orlov, V. Venediktov // Proc. of SPIE. — 2018. — Vol. 10425. — P. 104250K.



## 62. Современные методы подавления спекл-шума в лазерных проекционных системах (обзор)

*Н. В. Заляпин, Т. Б. Андреева, И. Н. Компанец*

Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

Рассмотрены современные методы и устройства эффективного уменьшения спекл-контраста (до  $\leq 5\%$ ) в лазерном изображении, обеспечивающие подавление спекл-шума и хорошее качество формируемого изображения. Показано, что электрооптические — жидкокристаллические деспеклеры обладают рядом преимуществ по отношению к другим типам деспеклеров, так как не имеют механически деформируемых или перемещающихся элементов, снижающих надёжность и долговечность функционирования, и являются более компактными и простыми по конструкции. Деспеклеры с декорреляцией фазового фронта на основе деформации зеркала и оптического волокна обладают меньшими потерями света.

*Ключевые слова:* Проекционная система, Лазерный пучок, Спекл-шум, Деспеклер, Подавление спеклов.

*Цитирование:* **Заляпин, Н. В.** Современные методы подавления спекл-шума в лазерных проекционных системах (обзор) / Н. В. Заляпин, Т. Б. Андреева, И. Н. Компанец // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 340–351.

### Введение

Несмотря на очевидные преимущества лазерных источников света (по сравнению с традиционными лампами и светодиодами), широкому их применению в проекционных системах препятствует наличие спеклов в изображении, формируемом лазерным пучком. Спеклы являются интерференционным шумом и возникают вследствие когерентной природы лазерного излучения [1].

Спекл-шум снижает способность наблюдателя различать мелкие детали в изображении. Степень зашумленности спекл-картины (спекл-структуры), можно охарактеризовать через спекл-контраст, который определяется как отношение среднеквадратического отклонения флуктуации интенсивности к среднему значению интенсивности  $C = \sigma / \langle I \rangle$  [1]. Значения спекл-контраста варьируются от 0 до 1. Максимально возможное значение ( $C = 1$ ) спекл-контраста достигается только в спекл-полях, наблюдаемых при дифракции широких лазерных пучков на сильно шероховатой поверхности или сильно рассеивающем транспаранте [2].

Видимая спекл-картина зависит от пространственного расположения глаз наблюдателя, а также от разрешения зрительной системы [3]. Чем больше расстояние от наблюдателя до экрана и чем меньше его размер, тем мельче выглядят спеклы. На практике размер наблюдаемых спеклов определяется разрешающей способностью глаза, которая обычно не превышает одной угловой минуты и составляет 20–30 лин./мм. Кроме того, при наблюдении следует учитывать инерцию зрительного восприятия ( $\approx 1/25$  с).

Таблица 1. Методы формирования некоррелированных спекл-структур [1]

Объект декорреляции	Мгновенное усреднение	Последовательное усреднение
Временная когерентность	Широкополосный источник света; Множество источников света различной длины волны	Динамическое изменение длины волны (например, перестраиваемый лазер)
Пространственная когерентность	Использование пространственно расширенного источника света; Разделение источника света на пространственно некогерентные подисточники путем разрушения временной когерентности; Одновременное освещение разных областей объекта несколькими некогерентными источниками света	Движение когерентного светового пятна
Направление волнового поля	Одновременное освещение множеством источников света переменного направления	Динамическое изменение углового спектра
Поляризация	Расщепление источника света на две временные некогерентные дорожки с линейными изменениями поляризации	Динамическое изменение состояния поляризации
Фазовый фронт		Динамический диффузор; Вибрирующее многомодовое волокно

Вследствие пространственного и временного интегрирования, которыми обладают человеческий глаз — мозг или ПЗС-камера, проблема устранения (подавления) спекл-шума с помощью специализированного устройства — деспеклера сводится к усреднению им спеклов. Физическим результатом его действия является «расфазировка», или декорреляция излучения. Эксперименты показали, что эффективным можно признать деспеклер, который способен обеспечить контраст спекл-картины менее 5 %. Только в этом случае наблюдатель не заметит шума, и качество формируемого изображения будет считаться приемлемым [4, 5].

Учитывая давность проблемы и не снижающуюся актуальность её решения, ниже дан обзор современных практических методов и устройств эффективного уменьшения спекл-контраста в лазерном изображении и тем самым эффективного подавления спекл-шума.

### 1. Общий подход к подавлению спекл-шума

В [6] было показано, что распределение интенсивности в виде спекл-структуры в формируемом изображении зависит от свойств шероховатой поверхности, направления падения и наблюдения, свойств временной и пространственной когерентности излучения, а также от поляризации и фазового распределения поля световой волны, рассеянной на объекте.

Согласно [1] для  $M$  некоррелированных спекл-структур контраст результирующей спекл-картины может быть уменьшен в соответствии с законом  $C = \sigma / \langle I \rangle = 1 / \sqrt{M}$ . причём некор-

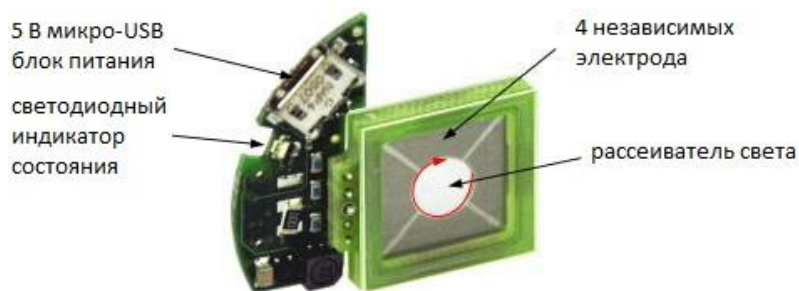


Рис. 1. Деспеклер LSR-5-17 компании Optotune [7]

релированные спекл-структуры могут быть получены от данного объекта посредством разнесения по времени, пространству, частоте или поляризации. В таблице 1 указаны различные методы уменьшения (подавления) спеклов посредством мгновенного и последовательного формирования некоррелированных спекл-структур.

Рассмотрим далее примеры реализации приведенных методов подавления спекл-шума.

## 2. Уменьшение спекл-контраста с помощью электроактивных полимеров

Последовательные некоррелированные спекл-структуры могут быть созданы движущимся (например, вращающимся) диффузором-рассеивателем, через который проходит лазерный луч. Обычно подавление спеклов в подобных системах сопровождается ухудшением качества луча и увеличением его расходимости. Кроме того, подобное устройство трудно сделать компактным, причём движущиеся или вращающиеся элементы обычно являются нежелательными.

Однако компанией Optotune (Швейцария) данный метод доведен до коммерческого использования в деспеклере LSR (The Laser Speckle Reducer — рисунок 1) с диффузором, установленным на эластичной мембране из электроактивного полимера, которая сжимается и расширяется, в зависимости от наличия напряжения на прикрепленных к ней электропроводящих покрытиях, и тем самым перемещает диффузор вперед и назад. Для каждого отдельного положения диффузора генерируется разная структура спеклов. В течение времени интеграции детектора (порядка 60 мс для человеческого глаза) суперпозиция рисунков приводит к гомогенизации наблюдаемой световой картины [7].

Максимальное снижение спекл-контраста, достигаемое с использованием устройства LSR, определяется его оптической системой. Наибольшее снижение происходит при высоких частотах и больших амплитудах колебаний, в шаблонах диффузоров высокого разрешения и при длительных временах интеграции. Как во всех методах с использованием рассеивателей, увеличение расходимости лазерного луча должно быть допустимым, причем это увеличение более значительно при очень тонких структурах рассеивателя. Эффективность применения LSR увеличивается с уменьшением размера шероховатости поверхности диффузора, поскольку чем меньше размер зерна, тем больше количество полностью некоррелированных

Таблица 2. Основные характеристики LSR

Характеристики	LSR-5-17	LSR-10-22
<b>Механические характеристики</b>		
Чистая апертура, мм	5	10
Внешние размеры, W×H×D, мм	17 × 17 × 3,8	22 × 22 × 3,8
Вес (Только LSR / включая электронику), г	1,44 / 2,55	2,18 / 3,24
<b>Электрические характеристики</b>		
Блок питания (интерфейс micro-USB), V <sub>пост.</sub> , В	5	5
Потребляемая мощность (со стандартной электроникой), мВт	310	310
Емкость электрода, пФ	75	120
<b>Оптические характеристики</b>		
Угол диффузии FWHM,	6°/12°/17°/24°	6°/12°/17°/24°
Порог повреждения, Вт / см <sup>2</sup>	> 300	> 300
Частота колебаний, Гц	≈ 300	≈ 180
Амплитуда колебаний (от пика к пику), мкм	≈ 300	≈ 400
<b>Тепловые характеристики</b>		
Температура хранения, °С	-40, +85	-40, +85
Рабочая температура, °С	-30, +85	-30, +85

изображений в пределах размаха движения диффузора. К сожалению, с уменьшением размера шероховатости увеличивается расходимость лазерного излучения.

Для LSR-5-17 с частотой колебаний 280 Гц, амплитудой 600 мкм, расходимостью 20°, размером шероховатости около 9 мкм и временем интегрирования 10 мс значение спекл-контраста составило не более 2 % [7].

В таблице 2 приведены характеристики двух LSR компании Optotune [8].

### 3. Уменьшение спекл-контраста с помощью многомодового оптического волокна и пьезоэлектрического вибратора

Еще одним эффективным способом получения последовательных во времени некоррелированных спекл-структур является использование многомодовых оптических волокон. Суперпозиция вкладов от различных мод волокна на выходной поверхности формирует спекл-картину, которая может изменяться во времени в результате изгиба или вибрации волокна. В работе [9] описана методика уменьшения спекл-контраста в многомодовых волокнах с помощью пьезоэлектрического вибратора (рисунок 2) и исследованы факторы, влияющие на спекл-контраст: диаметр и форма сердечника волокна, радиус изгиба волокна, время регистрации спекл-картины камерой и т. п.

Значение спекл-контраста, полученное при использовании волокна круглой формы, составило 0,056, а волокна с семиугольной сердцевинкой — 0,067. Однако, по мнению авторов, волокно с некруглой формой сердечника может быть более эффективным для уменьшения спекл-контраста, поскольку не требует применения эффекта изгиба волокна и, тем самым,

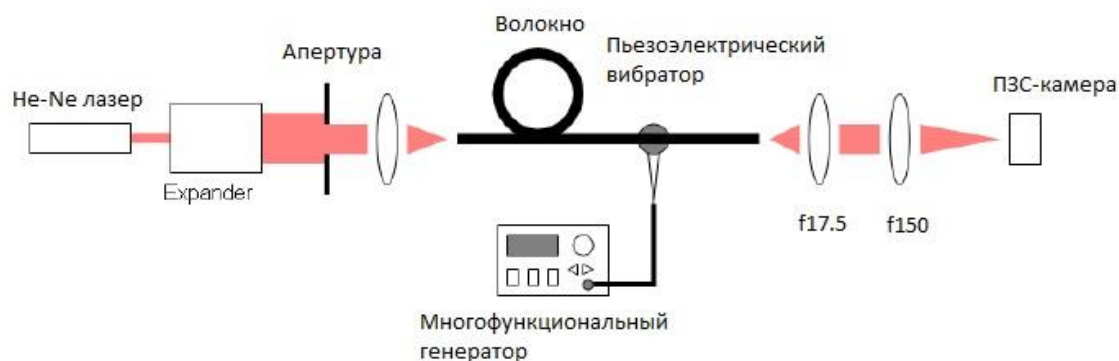


Рис. 2. Схема работы деспеклера на основе многомодового оптического волокна и пьезоэлектрического вибратора [9]

обеспечивает возможность создания более компактного деспеклера. Следует заметить, что часто уже небольших турбулентностей в воздухе, окружающем волокно, или незначительных изменений его температуры достаточно, чтобы изменить рисунок на выходной поверхности.

#### 4. Деформируемое зеркало с фазовой рандомизацией

Компания Duortyka разработала технологию фазового рандомизированного деформируемого зеркала для улучшения однородности и уменьшения спекл-контраста и других нежелательных интерференционных эффектов, которые могут наблюдаться в дисплеях с лазерной подсветкой [10]. Внешний вид деформируемого зеркала в неактивном и активном состоянии приведен на рисунке 3.

Для создания случайно-распределенных поверхностных деформаций и обеспечения их согласованного поведения во времени используется электронная система управления на основе многослойных пьезокерамических элементов. Деформируемая зеркальная подложка может быть кремниевой или стеклянной. Зеркальное покрытие выполняется серебряным или диэлектрическим (для более высокой отражательной способности, но стоимость его возрастает). Типичные деформации поверхности зеркала составляют  $\leq 1$  мкм по амплитуде,  $\geq 100$  мкм по длине волны и  $\geq 100$  кГц по частоте. Спекл-контраст дополнительно уменьшается деформируемым зеркалом путём разнесения углов.

Для цифровых кинопроекторов компанией разработаны деформируемые зеркала с активной площадью около  $40 \times 60$  мм<sup>2</sup>, которые могут выдерживать до 100 Вт непрерывной оптической мощности. Для сопутствующих и встроенных пико-проекторов разработано деформируемое зеркало с активной площадью около  $3 \times 4,5$  мм<sup>2</sup> и потребляемой мощностью до 30 мВт. Используются пьезоэлектрические приводы с номинальным сроком службы 100 тысяч часов. С диэлектрическим зеркальным покрытием удалось достичь 98 % эффективности отражения в видимом диапазоне длин волн. Поверхностные деформации находятся в пределах упругой деформации зеркальной подложки и покрытий и не вызывают разрушения. Сохраняется также поляризация излучения.

С помощью такого устройства обеспечивается значение спекл-контраста на уровне 3 %.

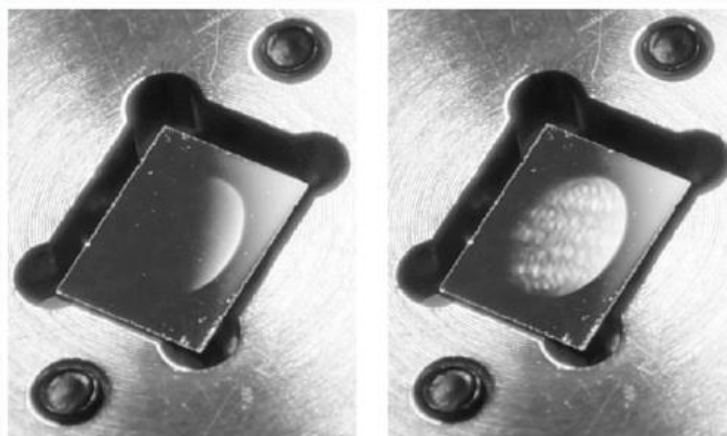


Рис. 3. Внешний вид деформируемого зеркала в неактивном (слева) и активном состоянии [10]

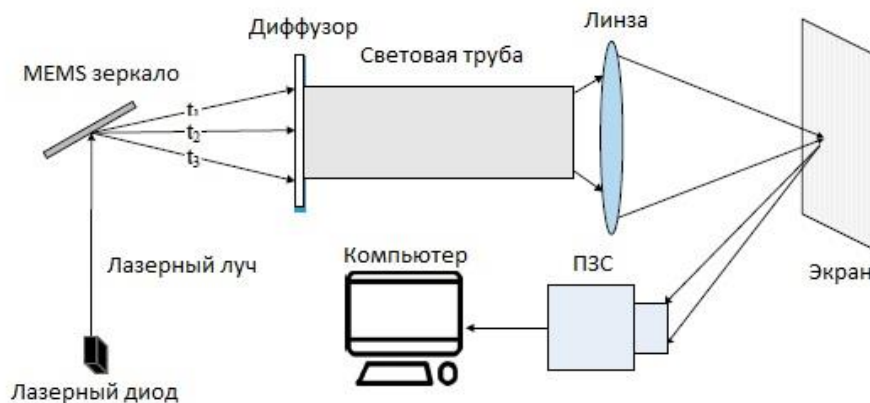


Рис. 4. Схема работы деспеклера на основе MEMS-зеркала [11]

## 5. MEMC-зеркало

Еще одним способом создания некоррелированных спекл-структур за счет угловой декорреляции является использование MEMC-зеркала, отражающего световые пучки под разными углами. По сути, это микроэлектромеханическая система типа гальванометра с компактным и лёгким выходным зеркалом. Отраженный от него лазерный луч попадает на случайный диффузор и дополнительно перемешивается в «световой трубе» (рисунок 4), что приводит к появлению независимых спекл-картин, и как следствие этого, к подавлению спеклов при их усреднении ПЗС-камерой. В работе [11] использование данной технологии позволило обеспечить спекл-контраст на уровне 3,3 %.

В работе [12] для подавления спеклов использовалось MEMC-зеркало с двумерным отклонением отражённого лазерного луча. Фото прототипа и его составные части показаны на рисунке 5. Размер устройства составляет  $16 \times 16 \times 12$  мм. Достигнутое с его помощью значение спекл-контраста составило 4,58 %.

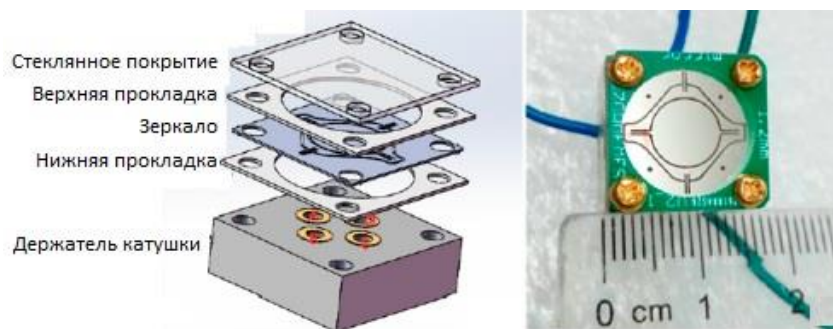


Рис. 5. Фото прототипа «двумерного» MEMS-зеркала (справа) и его составные части [12]



Рис. 6. Экспериментальная установка для получения модуляции света с помощью PSLC-ячейки при различном приложенном напряжении [13]

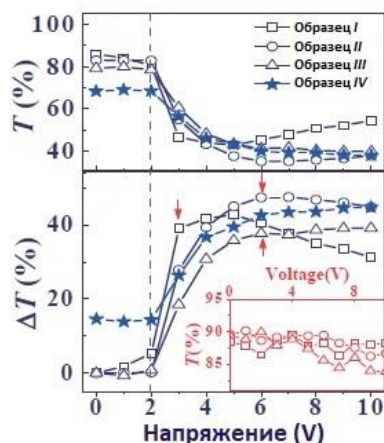
### 6. Твист-ячейка с нематическим жидким кристаллом, стабилизированным полимером (PCLS- ячейка)

В работе [13] предложен метод подавления спекл-шума на основе использования нематического жидкого кристалла, стабилизированного полимерной сеткой, с высоким начальным коэффициентом оптического пропускания. Для этого использовались четыре образца твист-ячеек, полученные смешиванием нематического ЖК с фотоотверждаемыми бифенилметакрилат-мономерами (ОС) различной концентрации. Образцы I (с концентрацией 3 мас. % ОС), II (с 5 мас. % ОС) и III (с 7 мас. % ОС) представляли собой стандартные ЖК- ячейки толщиной 7,5 мкм с прозрачными ИТО- электродами и натертым слоем полимеризованного полиимида (ориентанта) на стеклянных пластинах. Кроме них был ещё образец IV твист-ячейки (с концентрацией 5 мас. % ОС) с ЖК в клиновидном зазоре размером 4,5 мкм и 8 мкм на разных сторонах ячейки.

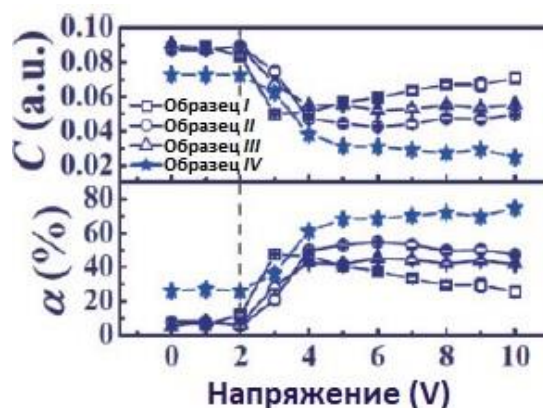
Полимерная сетка требуется для стабилизации и/или блокировки ориентированных молекул ЖК при разной ориентации (в различных оптических состояниях), а также для уменьшения времени переключения и рабочего напряжения. При приложении напряжения большая глубина модуляции была получена за счет рассеяния света из-за несоответствия показателей преломления переориентированного слоя нематического ЖК и полимерной сетки. По сути это включаемый и выключаемый диффузор.

На рисунке 6 показаны зависимости коэффициента пропускания и глубины модуляции (а), а также зависимости контраста спекл-структур и скорости снижения спекл-шума (б) от приложенного напряжения для PSLC- ячеек.





а) Зависимости светопропускания ( $T$ ) и глубины модуляции ( $\Delta T$ ) от приложенного напряжения для PSLC- ячеек



б) Зависимости контраста спекл-структур ( $C$ ) и скорости снижения спекл-шума ( $\alpha$ ) от приложенного напряжения для PSLC- ячеек.

Рис. 7. Зависимости светопропускания, глубины модуляции, контраста спекл-структур и скорости снижения спекл-шума от приложенного напряжения для PSLC- ячеек [13]

Таблица 3 [13]. Минимальное пропускание ( $T_{\min}$ ), максимальная глубина модуляции ( $\Delta T_{\max}$ ), минимальный спекл-контраст ( $C_{\min}$ ), максимальная скорость снижения спекл-шума ( $\alpha_{\max}$ ), напряжение, обеспечивающее минимальное пропускание ( $V_a, T_{\min}$ ), напряжение, обеспечивающее спекл-контраст ( $V_a, C_{\min}$ )

Образец	$T_{\min}, \%$	$\Delta T_{\max}, \%$	$V_a, T_{\min}, \text{В}$	$C_{\min}$	$\alpha_{\max}, \%$	$V_a, C_{\min}, \text{В}$
I	43,0	42,8	5	0,050	47,6	3
II	35,3	47,6	7	0,043	54,7	6
III	40,0	39,2	10	0,052	54,7	6
IV	38,1	44,8	10	0,025	74,7	10

В таблице 3 для всех образцов PSLC ячеек приведены минимальные значения пропускания и контраста спекл-картин, максимальные значения глубины модуляции и скорости снижения спекл-шума, а также соответствующие этим величинам значения приложенного напряжения.

В работе [13] не представлена информация о масса-габаритных параметрах устройства. Однако, принимая во внимание современный уровень развития устройств на основе ЖК, можно сделать предположение, что устройство может быть достаточно компактным.

Результаты показали (см. рисунок 7, а и таблицу 3), что наибольшая эффективность подавления спекл-шума (со значением спекл-контраста около 0,025) при низком приложенном напряжении была достигнута в клиновидной ЖК- ячейке.

## 7. Электрооптическая ячейка с негеликоидальным сегнетоэлектрическим ЖК

В Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН был предложен метод подавления спекл-шума в лазерных изображениях с помощью простой электрооптической ячейки, в которой



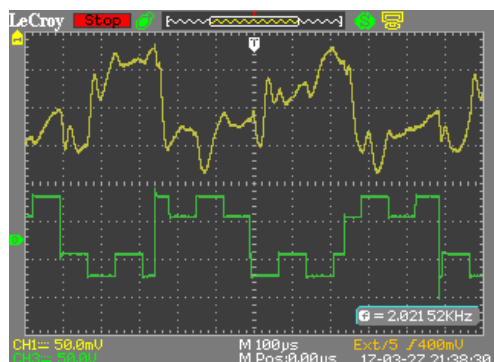
использовался сегнетоэлектрический жидкий кристалл (СЖК), вначале с геликоидальной (спиральной) структурой [14, 15], а затем с негеликоидальной [16–19]. Эффективное подавление спекл-шума в СЖК возможно вследствие разрушения сфазированности лазерного пучка, проходящего через СЖК-ячейку, когда на нее подавались специально сформированные биполярные двухчастотные электрические импульсы.

В обоих случаях кратковременное приложение электрического поля к СЖК приводило к образованию структуры переходных доменов — спонтанно упорядоченных областей, — на границах которых происходит рассеяние света. В результате светорассеяния в объеме слоя СЖК формируются структуры со случайным распределением градиентов показателя преломления, которые являются причиной пространственно-неоднородной (по сечению пучка) фазовой модуляции света, разрушающей фазовые соотношения в лазерном пучке [14]. Заметим, что кратковременное светорассеяние продолжительностью менее 50 мкс не чувствительно для глаз, не искажает структуру изображений, не влияет на их восприятие, и световые потери на него незначительны (менее 5 %).

По отношению к геликоидальным негеликоидальные (бесспиральные) СЖК обеспечили такие преимущества [17], как отсутствие искажений в спектральном составе модулируемого светового излучения и отсутствие светорассеяния при выключении электрического поля. Кроме того, в них эффект пространственно-неоднородной фазовой модуляции света в слое СЖК был менее инерционным и достигался при вдвое большей частоте (1000 Гц) низкочастотного импульсного напряжения.

В прототипе деспеклера использовались негеликоидальные СЖК со следующими материальными параметрами: спонтанная поляризация  $P_s = 40$  нКл/см<sup>2</sup>, вращательная вязкость  $\gamma_\phi = 0,7$  Пуаз, угол наклона молекул в смектических слоях  $\theta_0 = 23^\circ$  (при температуре 20°C), температурный интервал существования сегнетоэлектрической (хиральной смектической  $C^*$ ) фазы от 2 до 75°C [18]. Толщина электрооптических ячеек варьировалась от 10 до 20 мкм. Увеличение толщины слоя до 18–20 мкм и выбор режима управления с длительностью биполярного импульса, соответствующей разным максимумам рассеяния света [19], позволили не только уменьшить контраст спекл-структур до 0,07 (рисунок 8), но и увеличить частоту модуляции фазовой задержки до 2 кГц (но при повышении управляющего напряжения до 60–65 В).

Важно, что хорошо отработанная технология позволяет варьировать размер апертуры СЖК-деспеклера от долей до нескольких квадратных сантиметров при толщине его 1–2 мм, включая чип управления [20, 21]. К сожалению, этот перспективный прибор до сих пор не доведён до производства.



а) Осциллограммы управляющего напряжения (нижняя) и модуляции фазовой задержки



б) Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного пучка за СЖК- ячейкой

Рис. 8. Управляющее напряжение, модуляция фазовой задержки и распределение интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного пучка за СЖК- ячейкой при наличии (деспеклер выключен) и отсутствии (деспеклер включен) управляющего напряжения на электродах ячейки [19]

### Заключение

Рассмотрены методы и устройства эффективного уменьшения спекл-контраста (до  $\leq 5\%$ ) в лазерном изображении, обеспечивающие подавление спекл-шума и приемлемое для наблюдателя качество формируемого изображения. При этом рассмотрено использование перемещающего диффузора электроактивного полимера (эластичной мембраны), оптического волокна с деформирующим его пьезоэлектрическим вибратором, деформируемого пьезокерамическими элементами зеркала с фазовой рандомизацией, отклоняемого в электромеханической системе микрзеркала с диффузором, а также использование электрооптических жидкокристаллических деспеклеров на основе светорассеивающей твист-ячейки со стабилизированным полимерной сеткой нематическим ЖК и на основе ячейки с сегнетоэлектрическим СЖК, осуществляющим пространственно-неоднородную фазовую модуляцию света.

Отметим, что электрооптические деспеклеры обладают рядом преимуществ по отношению к другим типам деспеклеров, так как не имеют механически деформируемых или перемещаемых элементов, снижающих надёжность и долговечность функционирования, и являются более компактными и простыми по конструкции. Деспеклеры с декорреляцией фазового фронта на основе деформации зеркала и оптического волокна обладают меньшими потерями света. По этому показателю к ним приближается СЖК-ячейка с пространственно-неоднородной фазовой модуляцией света, инициируемой кратковременным включением светорассеяния.

### Благодарность

Данная работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (уникальный идентификатор проекта RFMEFI60417X0191).

## Список источников

- [1] **Goodman, J.** Some fundamental properties of speckle / J. Goodman // *Journal of the Optical Society of America*. — 1976. — Vol. 66. — № 11. — P. 1145–1150.
- [2] **Рябухо, В.** Спекл-интерферометрия / В. Рябухо, // *Соросовский образовательный журнал*. — 2001. — Том 7. — № 5. — С. 102–109.
- [3] **Chellappan, K.** Laser-based displays: a review / K. Chellappan, E. Erden, H. Urey // *Applied Optics*. — 1910. — Vol. 49. — № 25. — P. F79–F98.
- [4] **Chen, H.-A.** Speckle reduction using deformable mirrors with diffusers in a laser pico-projector / H.-A. Chen, J.-W. Pan, Z.-P. Yang // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 25. — № 15. — P. 18140–18151.
- [5] **Akram, M.** Speckle reduction methods in laser-based picture projectors / M. Akram, X. Chen // *Optical Review*. — 2016. — Vol. 23. — № 1. — P. 108–120.
- [6] **Faulhaber, A.** Dynamic holography for speckle noise reduction in hybrid measurement system / A. Faulhaber, S. Haberl, T. Haist, M. Gronle, Y. Baroud // *Laser Beam Shaping XVIII. Proc. of SPIE*. — 2018. — Vol. 10744. — P. 107440J.
- [7] **Giger, J.** Laser Speckle Reduction based on electroactive polymers / J. Giger, M. Blum, M. Aschwanden // *The 1st Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS'12)*. — 2012.
- [8] **Georgiades, P.** Reducing laser speckle with electroactive polymer actuators / P. Georgiades, V. J. Allan, M. Dickinson, T. Waight // *Journal of Microscopy*. — 2016. — Vol. 264. — № 3. — P. 375–383.
- [9] **Fujimaki, Y.** Reduction of speckle contrast in multimode fibers using piezoelectric vibrator / Y. Lin, Y. Fujimaki, H. Taniguchi // *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XVI. Proc. of SPIE*. — 2014. — Vol. 8960. — P. 89601S.
- [10] **Shevlin, F.** Phase randomization for spatio-temporal averaging of unwanted interference effects arising from coherence / F. Shevlin // *Applied Optics*. — 2018. — Vol. 57. — № 22. — P. E6–E10.
- [11] **Akram, M.** Laser speckle reduction due to spatial and angular diversity introduced by fast scanning micromirror / M. Akram, F. Shevlin // *Applied Optics*. — 2010. — Vol. 49. — № 17. — P. 3297–3304.
- [12] **Li, F.** A Large-Size MEMS Scanning Mirror for Speckle Reduction Application / F. Li, P. Zhou, T. Wang, J. He, H. Yu, W. Shen // *Micromachines*. — 2017. — Vol. 8. — № 140. — P. 1–10.
- [13] **Lin, J.-H.** Investigation of laser speckle noise suppression by using polymer-stabilized liquid crystals within twisted nematic cell / J.-H. Lin, S.-C. Chang, Y.-H. Li, C.-Y. Chien, C.-H. Chen, Y.-C. Lin, J.-J. Wu, S.-Y. Tsay and Y.-H. Chen // *Applied Physics Express*. — 2017. — Vol. 10. — № 3. — P. 031701.
- [14] **Андреев, А. Л.** Подавление спекл-шума с помощью жидкокристаллической ячейки / А. Л. Андреев, И. Н. Компанец, М. В. Минченко, Е. П. Пожидаев, Т. Б. Андреева // *Квантовая электроника*. — 2008. — Том 38. — № 12. — С. 1166–1170.
- [15] **Andreev, A.** Speckle-noise suppression due to a single ferroelectric liquid crystal cell / A. Andreev, T. Andreeva, I. Kompanets, M. Minchenko, E. Pozhidaev // *Journal of the SID*. — 2009. — Vol. 17. — № 10. — P. 801–807.
- [16] **Андреев, А.** Подавление спекл-шума с помощью ячейки негеликоидального сегнетоэлектрического жидкого кристалла / А. Андреев, Т. Андреева, И. Компанец, Н. Заляпин // *Квантовая электроника*. — 2014. — Том 44. — № 12. — С. 1136–1140.
- [17] **Andreev, A.** Speckle-noise suppression using electro-optical cell with helix-free ferroelectric LC / A. Andreev, T. Andreeva, I. Kompanets, N. Zalyapin, R. Starikov // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 737. — № 1. — P. 1–9.
- [18] **Андреев, А.** Электрооптический деспеклер на основе негеликоидального сегнетоэлектрического жидкого кристалла / А. Андреев, Н. Заляпин, Т. Андреева, И. Компанец // *Квантовая электроника*. — 2017. — Vol. 47. — № 11. — С. 1064–1068.

- [19] **Andreev, A.** Space-inhomogeneous phase modulation of laser radiation in an electro-optical ferroelectric liquid crystal cell for suppressing speckle noise // A. Andreev, T. Andreeva, I. Kompanets, N. Zalyapin // *Applied Optics*. — 2018. — Vol. 57. — № 6. — P. 1331–1337.
- [20] **Патент № 2 373 558 РФ.** Способ модуляции фазы света и оптический модулятор для его осуществления / И. Н. Компанец, А. Л. Андреев, — Оpubл. 20.11.2009.
- [21] **Патент № 2 561 307 РФ.** Способ пространственно-неоднородной модуляции фазы света и оптический модулятор для его осуществления // И. Н. Компанец, А. Л. Андреев, Т. Б. Андреева — Оpubл. 30.07.2015.

## 63. Безлинзовое оптическое кодирование изображений в пространственно-некогерентном свете

*В. В. Краснов, И. П. Рябцев, А. В. Шифрина*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Предложена и экспериментально реализована компактная безлинзовая схема оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением на базе двух жидкокристаллических модуляторов света. Кодированный фазовый дифракционный оптический элемент спроектирован так чтобы формировать желаемое световое распределение в плоскости фотосенсора при освещении его сферически-расходящейся волной, выполняя одновременно функции фокусирующего и кодирующего элементов. Результаты оптических экспериментов демонстрируют высокое отношение сигнал/шум в декодированных изображениях.

*Ключевые слова:* Оптическое кодирование, Пространственно-некогерентное освещение, Дифракционные оптические элементы, Безлинзовая схема.

*Цитирование:* Краснов, В. В. Безлинзовое оптическое кодирование изображений в пространственно-некогерентном свете / В. В. Краснов, И. П. Рябцев, А. В. Шифрина // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 352–355.

### Введение

Оптическое кодирование является активно развивающейся областью науки. Большинство оптических схем кодирования использует широко распространенную 4F архитектуру [1–6]. Существенным недостатком этой архитектуры является формирование сфокусированного нежелательного нулевого дифракционного порядка. Это приводит к необходимости пространственного разделения порядков дифракции не только в случае использования амплитудных дифракционных оптических элементов (ДОЭ), но и фазовых, так как наличие флуктуаций фазы [7] и нелинейность отклика фазовых пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) приводит к формированию нулевого порядка дифракции и в этом случае.

Для решения этой проблемы, предлагается новая безлинзовая схема оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением. Ключевым компонентом предложенной схемы является специально разработанный ДОЭ, выполняющий две функции: формирование кодирующей функции рассеяния точки (ФРТ) и фокусировка. В случае точечного источника во входной плоскости, ДОЭ формирует требуемое световое распределение в плоскости фотосенсора. В случае наличия изображения во входной плоскости, происходит формирование оптической свертки этого изображения с ФРТ ДОЭ. ДОЭ синтезировался с помощью модифицированного метода Герчберга — Сэкстона [8]. Отличие от стандартного метода заключается в замене плоского входного волнового фронта расходящимся сферическим. Это

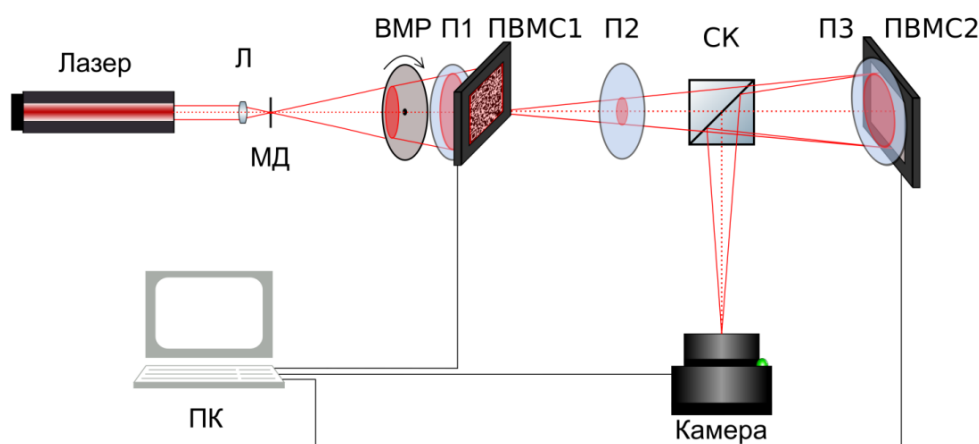


Рис. 1. Схема экспериментальной установки безлинзового оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением

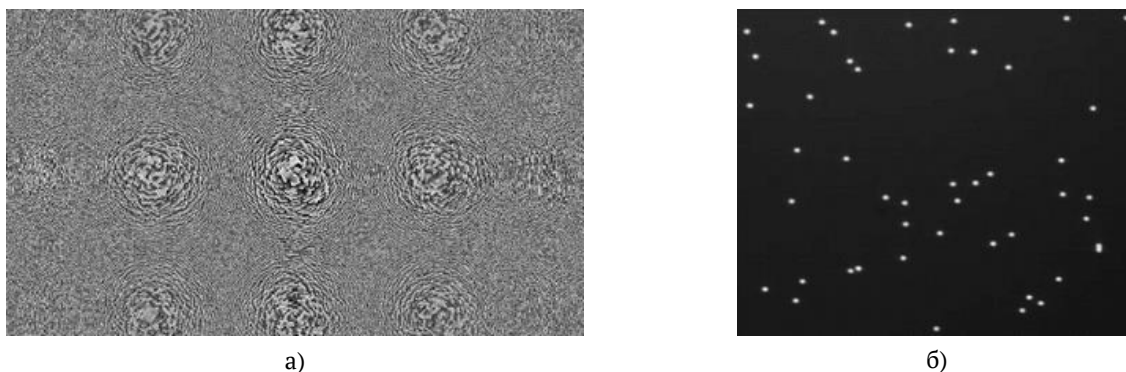
обеспечивает необходимую сходимости излучения для создания схемы кодирования обладающей низкими потерями светового излучения без использования дополнительной фокусирующей оптики.

### 1. Безлинзовая схема оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением и результаты эксперимента

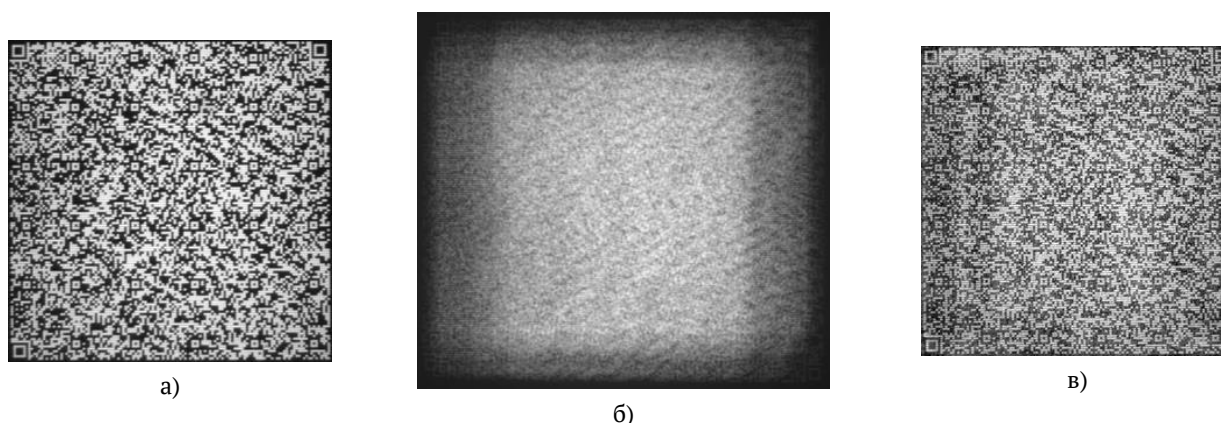
Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Комбинация линзы и микродиафрагмы формирует расходящуюся сферическую волну. Амплитудный ЖК ПВМС HoloEye LC2002 (ПВМС1) использовался для ввода информации. Вращающийся матовый рассеиватель разрушает пространственную когерентность в плоскости SLM1 для подавления спекл-шума. Поляризаторы необходимы для правильной работы модуляторов света. Фазовый ЖК ПВМС HoloEye PLUTO VIS (ПВМС2) использовался для отображения кодирующего ДОО. Светоделительный куб расположен так, чтобы в плоскости фотосенсора камеры формировалась оптическая свертка изображения ПВМС1 и ФРТ кодирующего ДОО.

Синтезированный кодирующий ДОО размером  $1920 \times 1080$  отсчетов с 64 градациями фазы представлен на рисунке 2а. Для регистрации его ФРТ на ПВМС1 выводилась единственная белая точка на черном фоне. Результат съемки представлен на рисунке 2б. Это изображение использовалось далее в качестве ключа для декодирования кодированных изображений.

Пример кодирования на реализованной установке продемонстрирован на рисунке 3. Исходное изображение QR-кода размером  $129 \times 129$  отсчетов (рисунок 3а) сворачивается с ФРТ ДОО (рисунок 2б), формируя кодированное изображение (рисунок 3б). Декодирование проводилось численно с использованием инверсной фильтрации с регуляризацией Тихонова [9]. Результат декодирования представлен на рисунке 3в. Нормированное среднеквадратическое отклонение декодированного изображения от исходного составило 0,23.



а) б)  
 Черный соответствует нулевому фазовому сдвигу, белый —  $2\pi$   
 Рис. 2. Кодированный ДОЭ (а) и его ФРТ (б)



а) б) в)  
 Рис. 3. Исходное изображение — QR-код (а), оптически кодированное изображение (б) и численно декодированное изображение (в)

### Заключение

Предложена и экспериментально реализована компактная безлинзовая схема оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением. Проведены оптические эксперименты, продемонстрировано высокое качество декодирования. Ошибка декодирования в проведенных экспериментах не превышала значения 0,23.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 19-19-00498.

### Список источников

- [1] **Rajput, S. K.** Optical double image security using random phase fractional Fourier domain encoding and phase-retrieval algorithm / S. K. Rajput and N. K. Nishchal // *Opt. Commun.* — 2017. — Vol. 388. — P. 38–46.
- [2] **Cheremkhin, P. A.** QR code optical encryption using spatially incoherent illumination / P. A. Cheremkhin, V. V. Krasnov, V. G. Rodin and R. S. Starikov // *Laser Phys. Lett.* — 2017. — Vol. 14. — P. 026202.

- [3] **Javidi, B.** Roadmap on optical security / B. Javidi, A. Carnicer, M. Yamaguchi, T. Nomura, E. Pérez-Cabré, M. S. Millán, N. K. Nishchal, R. Torroba, J. F. Barrera, W. He, X. Peng, A. Stern, Y. Rivenson, A. Alfalou, C. Brosseau, C. Guo, J. T. Sheridan, G. Situ, M. Naruse, T. Matsumoto, I. Juvells, E. Tajahuerce, J. Lancis, W. Chen, X. Chen, P. W. H. Pinkse, A. P. Mosk and A. Markman // *J. Opt.* — 2016. — Vol. 18. — P. 083001.
- [4] **Wang, Z.** Single-intensity-recording optical encryption technique based on phase retrieval algorithm and QR code / Z. Wang, S. Zhang, H. Liu and Y. Qin // *Opt. Commun.* — 2014. — Vol. 332. — P. 36–41.
- [5] **Barrera, J. F.** Optical encryption and QR codes: secure and noise-free information retrieval / J. F. Barrera, A. Mira, R. Torroba // *Optics express.* — 2013. — Vol. 5. — № 21. — P. 5373–8.
- [6] **Refregier, P.** Optical image encryption based on input plane and Fourier plane random encoding / P. Refregier and B. Javidi // *Opt. Lett.* — 1995. — Vol. 20. — P. 767–9.
- [7] **Cheremkhin, P. A.** Reduction of phase temporal fluctuations caused by digital voltage addressing in LC SLM “HoloEye PLUTO VIS” for holographic applications / Cheremkhin P. A., Evtikhiev N. N., Krasnov V. V., Rodin V. G. and Starikov S. N. // *Proc. of SPIE.* — 2014. — Vol. 9006. — P. 900615.
- [8] **Gerchberg, R. W.** A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures / Gerchberg R. W. and Saxton W. O. // *Optik.* — 1969. — Vol. 2. — P. 237–46.
- [9] **Arsenin, V.** Solutions of Ill-Posed Problems / V. Arsenin, A. Tikhonov. — New-York: Winston, 1977.



## 64. Бинаризация цифровых голограмм для задач с применением микрозеркального модулятора

Е. А. Курбатова, П. А. Черёмхин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Для повышения скорости передачи цифровых голограмм по каналам связи, увеличения степени их компрессии и возможности вывода с использованием микрозеркальных модуляторов света рассмотрены различные методы бинаризации. На примере экспериментально зарегистрированных цифровых голограмм проведена сравнительная оценка качества восстановления.

*Ключевые слова:* Оптика, Цифровая голография, Оптическое формирование изображений, Бинаризация, Микрозеркальный модулятор света.

*Цитирование:* Курбатова, Е. А. Бинаризация цифровых голограмм для задач с применением микрозеркального модулятора / Е. А. Курбатова, П. А. Черёмхин // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 356–359.

### Введение

Для возможности оптического восстановления изображений с голограммных и дифракционных оптических элементов в настоящее время чаще всего используются жидкокристаллические и микрозеркальные модуляторы света. В случае использования микрозеркальных модуляторов для получения максимальных скоростей отображения кадров наиболее предпочтителен бинарный тип голограмм, что может быть использовано для голографических дисплеев [1], оптических корреляторов [2], оптического кодирования информации [3] и др. Бинаризация голограмм также позволяет повысить скорость их передачи по каналам связи, а также снизить требования к объемам архивной памяти, необходимой для их хранения за счет повышения степени компрессии файлов. Существует несколько групп методов бинаризации голограмм. Наиболее распространенными методами бинаризации являются локальные и глобальные методы бинаризации по порогу [4–5], а также различные реализации метода диффузии ошибки [6–7].

### 1. Методы бинаризации голограмм

Для бинаризации оптически зарегистрированных голограмм рассмотрены методы глобальной и локальной бинаризации по порогу, различные реализации метода диффузии ошибки, а также методы точечной диффузии.

Основная идея методов бинаризации по порогу заключается в сравнении значения яркости каждого пикселя изображений с некоторым пороговым значением. При превышении дан-

ного порога значение пикселя приравнивается к максимальному значению (единице), в противоположном случае — к нулю. Среди глобальных методов бинаризации по порогу выделяют следующие группы методов:

– Методы на основе анализа гистограммы изображения (в качестве порогового значения используются характерные величины гистограммы изображения, такие как среднее и медианное значения): методы Дойля, Зака, Глазби и др.

– Методы на основе кластеризации (все пиксели изображения делятся на пиксели фона и пиксели объекта): методы Отцу, Ридлера — Кальварда, Китлера и др.

– Методы на основе энтропии (используется разница энтропии объекта и фона изображения, а также энтропия распределения уровней яркости исходного изображения): методы Капура, Ли, Йена и др.

– Методы на основе анализа характерных особенностей изображений (используется разница значений яркости пикселей исходного и бинаризованного изображений): методы Хуана, Тсяя и др.

В случае глобальных методов бинаризации по порогу пороговое значение постоянно для всего изображения. В случае же локальных методов бинаризации по порогу изображение разбивается на блоки пикселей размером  $N \times N$  пикселей (наиболее распространено разделение на блоки размером  $3 \times 3$  пикселя), далее для каждого блока определяется собственное пороговое значение, с которым сравниваются все пиксели блока. Наиболее распространенными методами локальной бинаризации по порогу являются методы Ниблэка, Сауволы, Брэдли, Бернсена и др.

Метод диффузии ошибки позволяет учесть разницу между значением пикселя и пороговым значением. Аналогично методам бинаризации по порогу значение каждого пикселя изображения сравнивается с пороговым, однако при диффузии ошибки разница данных значений (ошибка) распространяется по соседним необработанным пикселям изображения с некоторыми весовыми коэффициентами. Различные реализации метода возникают за счет изменения значений весовых коэффициентов, направления распространения ошибки среди соседних пикселей и количества данных пикселей. Стандартным методом диффузии ошибки считается метод Флойда — Стенберга [6]. Кроме него используются реализации метода диффузии ошибки Джарвиса, Стаки, Баркеса и др. [7, 9–10].

Помимо стандартных реализаций метода диффузии ошибки существуют методы точечной диффузии. В отличие от диффузии ошибки в данных методах значение ошибки распространяется среди как необработанных пикселей, так и обработанных. Таким образом, значение ошибки распространяется среди всех 8 соседних пикселей изображения, включая диагональные. Наиболее распространенным методом точечной диффузии является метод Кната [11–12].

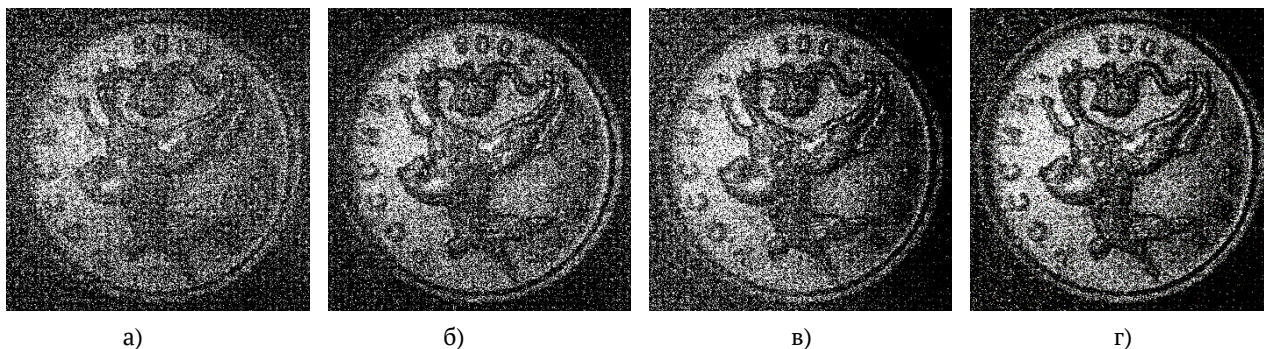


Рис. 1. Примеры восстановленных изображений с экспериментально записанной голограммы 3D-объекта, бинаризованной методами Превитта (а), Сауволы (б), Фильтерлайта (в) и точечной диффузии со значением коэффициента 0,534 (г)

## 2. Результаты восстановления изображений с бинаризованных голограмм

Для бинаризации экспериментально записанных голограмм 3D-объектов были использованы следующие методы бинаризации:

- 21 метод глобальной бинаризации по порогу,
- 12 методов локальной бинаризации по порогу,
- 12 реализаций метода диффузии ошибки,
- 5 методов точечной диффузии.

Была проведена сравнительная оценка реализованных методов по качеству восстановленных с бинаризованных голограмм изображений. На рисунке 1 представлены примеры восстановленных изображений 3D-объекта с экспериментально записанной цифровой голограмм, бинаризованных наихудшими по качеству восстановленных изображений методами из каждой представленной группы методов: метод Превитта (глобальная бинаризация по порогу), метод Брэдли (локальная бинаризация по порогу), метод Фильтерлайта (диффузия ошибки) и точечной диффузии со значением коэффициента 0,534. Наихудшее качество восстановления достигается при использовании метода глобальной бинаризации Превитта. Остальные представленные методы бинаризации сопоставимы по качеству восстановленных изображений, однако наилучшее качество восстановления в случае бинаризации голограммы бинарного изображения достигается при использовании методов локальной бинаризации по порогу (метода Брэдли), а в случае бинаризации голограммы объемной сцены — при использовании методов точечной диффузии (метода точечной диффузии со значением коэффициента 0,534).

### Заключение

В работе был проведен сравнительный анализ методов бинаризации голограмм на основе глобальной и локальной обработки по порогу, диффузии ошибки и точечной диффузии. Представлены примеры восстановленных изображений с голограмм, бинаризованных данными

методами. Наихудшее качество восстановленных изображений достигается при использовании простейших методов глобальной бинаризации по порогу, а наилучшее — при использовании методов точечной диффузии ошибки и локальных методов бинаризации в зависимости от типа объекта голограммы. Таким образом, в рамках задачи оперативного оптического восстановления изображений можно выбрать оптимальный метод бинаризации для вывода конкретных цифровых голограмм на микродзеркальный модулятор света.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 18-79-00277.

### Список источников

- [1] **Pan, Y.** A review of dynamic holographic three-dimensional display: algorithms, devices, and systems / Y. Pan, J. Liu, X. Li, Y. Wang // IEEE Trans. Ind. Inf. — 2016. — Vol. 12. — P. 1599–1610.
- [2] **Molodtsov, D. Yu.** Object recognition in non-coherent optical correlator based on DMD-modulator / D.Yu. Molodtsov, V. G. Rodin // Proc. of SPIE. — 2016. — Vol. 10176. — P. 101761A.
- [3] **Jiao, S.** Review on optical image hiding and watermarking techniques / S. Jiao, C. Zhou, Y. Shi, W. Zou, X. Li // Opt. Laser Technol. — 2019. — № 109. — P. 370–380.
- [4] **Gonzalez, R. C.** Thresholding. Digital image processing / R. C. Gonzalez, R. E. Woods. — 4th ed. — New York: Pearson — 2018.
- [5] **Cheremkhin, P. A.** Comparative appraisal of global and local thresholding methods for binarisation of off-axis digital holograms / P. A. Cheremkhin, E. A. Kurbatova // Optics and Lasers in Engineering. — 2019. — Vol. 115. — P. 119–130.
- [6] **Floyd, R. W.** An adaptive algorithm for spatial grey scale / R. W. Floyd, L. Steinberg // Proceedings of the Society of Information Display. — 1976. — Vol. 17— № 75 — P. 77.
- [7] **Eschbach, R.** Comparison of error diffusion methods for computer-generated holograms / R. Eschbach // Appl. Opt. — 1991. — Vol. 30. — P. 3702–3710.
- [8] **Doyle, W.** Operation useful for similarity-invariant pattern recognition / W. Doyle // J. ACM. — 1962. — Vol. 9. — P. 259–267.
- [9] **Cheremkhin, P. A.** Binarization of digital holograms by thresholding and error diffusion techniques / P. A. Cheremkhin, E. A. Kurbatova // Proceedings of Digital Holography and 3-D Imaging. — 2019. — P. Th3A.22.
- [10] **Tsang, P. W.** A comparison of several methods for generation of binary holograms of three dimensional (3D) scenes / P. W. Tsang // 3D Research. — 2012. — Vol. 3. — P. 1–6.
- [11] **Knuth, D. E.** Digital Halftones by Dot Diffusion / D. E. Knuth // ACM Transcripts on Graphics. — 1987. — Vol. 6. — № 4. — P. 245–273.
- [12] **Guo, J. M.** Improved dot diffusion by diffused matrix and class matrix co-optimization / J. M. Guo, Y. F. Liu // IEEE Trans. Image Process. — 2009. — Vol. 18. — № 8. — P. 1804–1816.

## 65. Голографический датчик волнового фронта с повышенной дифракционной эффективностью

И. А. Гуськов<sup>1,2</sup>, Э. Р. Муслимов<sup>1,3</sup>, А. Н. Мельников<sup>2</sup>, М. К. Бакшаев<sup>1</sup>, А. Р. Гильфанов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский университет им. А. Н. Туполева, Казань, Россия,

<sup>2</sup> АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

<sup>3</sup> Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

В данной работе на примере простого датчика волнового фронта для трех aberrаций (дефокусировки, комы и астигматизма) демонстрируется алгоритм расчета систем такого типа, подразумевающий включение вычислений дифракционной эффективности в общий цикл расчета и моделирования. Показано, что рассчитанная голограмма обладает высокой и равномерной по апертуре дифракционной эффективностью, а также обеспечивает достаточно высокое качество изображения.

*Ключевые слова:* Голографический датчик волнового фронта, Дифракционная эффективность, Волновая aberrация.

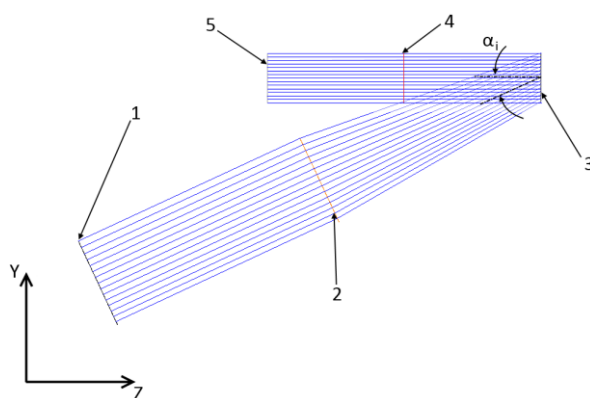
*Цитирование:* Гуськов, И. А. Голографический датчик волнового фронта с повышенной дифракционной эффективностью / И. А. Гуськов, Э. Р. Муслимов, А. Н. Мельников, М. К. Бакшаев, А. Р. Гильфанов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 360–364.

### Введение

Датчик волнового фронта является основным компонентом любой системы адаптивной оптики. Наибольшее распространение получили датчики Шака — Гартмана, также применяются интерференционные и пирамидальные датчики. Однако все перечисленные типы датчиков объединяет необходимость обработки изображения, которая требует использования дополнительной аппаратуры и снижает быстродействие датчиков. Кроме того, указанные датчики отличаются сравнительно большими габаритами и массой [1].

Альтернативным решением является использование модального голографического датчика волнового фронта. Такой датчик может включать один оптический элемент. Он представляет собой наложенную голограмму нескольких эталонных волновых фронтов, каждый из которых характеризуется определенным типом aberrации. При работе такого датчика анализируемый волновой фронт будет разложен на несколько пучков. Измеряя относительную интенсивность дифрагированных пучков, можно определить вклад каждой из aberrаций. Таким образом, голографический датчик отличается компактностью и конструктивной простотой и позволяет непосредственно измерять aberrации без дополнительных вычислений [1, 2]. Датчики, построенные на данном принципе, были предложены более десятилетия назад, однако совершенствование их конструкции остается актуальной задачей [3, 4].

В частности, потенциальным недостатком подобных датчиков является снижение чувствительности вследствие низкой интенсивности формируемого голограммой изображения.



1, 5 — коллимированный пучок; 2 — объектив объектной ветви;  
3 — фоточувствительный слой; 4 — фазовая маска опорной ветви

Рис. 1. Принципиальная схема записи голограммы для датчика волнового фронта

Уменьшить данный нежелательный эффект можно путем оптимизации дифракционной эффективности голограммы при проектировании датчика. Однако геометрия записи и восстановления голограммы изменяется по апертуре. Данные изменения необходимо точно учитывать при проектировании, что требует разработки специальных алгоритмов и соответствующих программных средств.

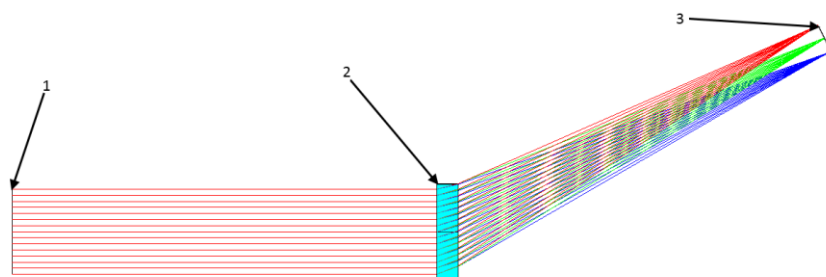
Соответственно, целью настоящего исследования является разработка и тестирование алгоритма расчета и моделирования голографического датчика волнового фронта с учетом изменения дифракционной эффективности по апертуре.

### 1. Расчет и оптимизация оптической схемы

В качестве примера рассматривается датчик волнового фронта для трех основных aberrаций: дефокусировки, вертикального астигматизма и меридиональной комы. Им соответствуют моды Цернике  $Z_4$ ,  $Z_6$  и  $Z_7$  [5]. Система работает на длине волны 589 нм ( $Na$ -лазер, используемый в астрономической адаптивной оптике).

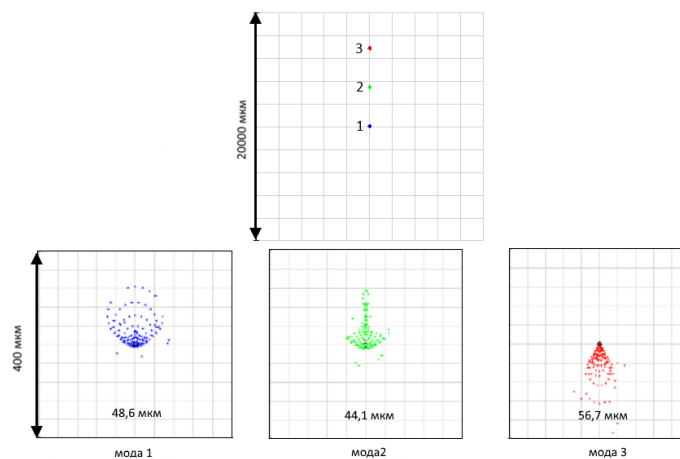
Процедура расчета схемы сходна с описанной в [6]. Расчет и моделирование проводится в среде Zemax. При этом предполагается, что голограмма является объемно-фазовой. Ее дифракционная эффективность вычисляется по соотношениям теории связанных волн Когельника [7] с помощью подпрограммы-макроста и включается в общую оценочную функцию. Такие параметры голограммы как толщина и глубина модуляции заранее определяются в цикле предварительной оптимизации. Далее приводятся результаты расчета и моделирования.

Схема записи для одной моды представлена на рисунке 1. Опорный пучок формируется фазовой маской и содержит информацию о данной aberrации. Объектный пучок определяет фокусирующие свойства голограммы и угол дифракции для соответствующей моды при анализе. Он формируется вспомогательным объективом, который при моделировании представляется идеальной положительной линзой с фокусным расстоянием 200 мм и относительным отверстием 1:5. Записываемая голограмма имеет световой диаметр 20 мм и фокусное расстояние 100 мм. Углы наклона объектного пучка для трех мод составляют значения  $\alpha = 25, 27$  и  $29^\circ$ .



1 — исследуемый волновой фронт; 2 — голограмма; 3 — плоскость фотоприемника

Рис. 2. Схема работы голографического датчика



1 — канал дефокусировки, 2 — канал астигматизма, 3 — канал комы

Рис. 3. Точечные диаграммы

Схема работы датчика показана на рисунке 2. На записанную наложенную голограмму падает анализируемый волновой фронт. В случае, если он содержит рассматриваемые моды, то каждая из них восстанавливает соответствующий объектный пучок. Голограмма формирует изображение точки с соответствующими координатами в фокальной плоскости. При этом интенсивность полученного изображения соответствует вкладу данной моды в общую волновую aberrацию анализируемого пучка.

Видно, что полученная схема отличается простотой и компактностью. Следует отметить, что при увеличении числа анализируемых мод принципиальные схемы записи и работы не изменяются. При анализе большого числа мод целесообразно заполнять формируемыми голограммой изображения прямоугольную область, для чего необходимо вносить в схемы записи разворот объектной ветви относительно оси  $Y$ .

Далее приводятся данные анализа качества изображения и дифракционной эффективности.

## 2. Анализ качества изображения

Для анализа качества изображения используются точечные диаграммы (см. рисунок 3). Среднеквадратический радиус диаграммы составляет 48,6; 44,1 и 56,7 мкм для мод дефокусировки, астигматизма и комы, соответственно.

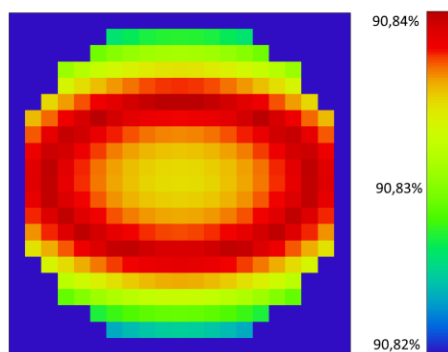


Рис. 4. Пространственное распределение дифракционной эффективности

Следует отметить, что в данном случае не предъявляется высоких требований к качеству изображения, поскольку используемый метод основан на измерении освещенности. С учетом данной особенности можно считать полученные характеристики качества изображения приемлемыми.

### 3. Анализ дифракционной эффективности

Расчет дифракционной эффективности включает два этапа. На предварительном этапе путем численной оптимизации определяются значения толщины слоя и глубины модуляции из условия максимума дифракционной эффективности на заданной длине волны. На втором этапе расчет и оптимизация дифракционной эффективности проводится для всей апертуры голограммы с учетом изменения геометрии записи и восстановления. В обоих случаях используется теория Когельника.

По результатам оптимизации были найдены следующие параметры голограммы: толщина слоя — 27 мкм, глубина модуляции — 0,011. Частота штрихов в вершине при этом равна 718, 771 и 823  $\text{мм}^{-1}$  для каждой из мод, соответственно. Важно отметить, что различия между модами незначительны, что позволяет использовать один и тот же режим записи для каждой голограммы.

На рисунке 4. представлены результаты моделирования пространственного распределения дифракционной эффективности.

Из рисунка 4 видно, что голограмма имеет высокую дифракционную эффективность, а ее изменение по апертуре пренебрежимо мало.

### Заключение

В настоящей работе продемонстрирован расчет голографического датчика волнового фронта. Представленный алгоритм отличается включением расчета дифракционной эффективности в процесс расчета и моделирования голограммного элемента.

На примере простого датчика для трех мод волновой аберрации было продемонстрировано, что использование предложенного алгоритма позволяет достичь высокой и равномерной по апертуре дифракционной эффективности при сравнительно высоком качестве изображения.



Повышение дифракционной эффективности голограммы позволит увеличить чувствительность датчиков и расширить их динамический диапазон. Дальнейшие исследования в данном направлении включают расчет датчика для большего числа мод и выполнение поверочного моделирования дифракционной эффективности с помощью точного численного метода.

#### Список источников

- [1] **Andersen, G.** Holographic wavefront sensor / G. Andersen, A. Reibel // Proc. of SPIE. — 2005. — Vol. 5894. — P. 589400.
- [2] **Corbett, A. D.** Designing a holographic modal wavefront sensor for the detection of static ocular aberrations / A. D. Corbett, T. D. Wilkinson, J. J. Zhong, L. Diaz-Santana // J. Opt. Soc. Am. A. — 2007. — Vol. 24. — № 5. — P. 1266.
- [3] **Loosen, F.** Holography-based modal wavefront sensor for the precise positioning of a light emitter using a high resolution computer-generated hologram / F. Loosen, J. Stehr, L. Albe et al. // IEEE Photonics Journal. — 2018. — Vol. 10. — № 1. — P. 6801211.
- [4] **Kong, F.** Improvements to the modal holographic wavefront sensor / F. Kong, A. Lambert // Applied Optics. — 2016. — Vol. 55. — № 13. — P. 3615.
- [5] **Lakshminarayanan, V.** Zernike polynomials: A guide / V. Lakshminarayanan, A. Fleck // Journal of Modern Optics. — 2011. — Vol. 58. — № 7. — P. 1678–1678.
- [6] **Guskov, I. A.** Optical design of a holographic head-mounted display with enhanced efficiency / I. A. Guskov, E. R. Muslimov // Proc. of SPIE. — 2018. — Vol. 10690. — P. 10690.
- [7] **Kogelnic, H.** Coupled wave analysis for thick hologram gratings / H. Kogelnic // Bell Syst. Tech. J. — 1969. — Vol. 48. — P. 2909–2947.

## 66. **Комплексное использование методов анализа связанных волн и трассировки лучей при проектировании спектрографов с объемно-фазовыми дифракционными решетками**

Э. Р. Муслимов<sup>1, 2</sup>, Н. К. Павлычева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

<sup>2</sup> Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

В работе рассматриваются принципы проектирования спектрографов с объемно-фазовыми голограммными дифракционными решетками. Принципы базируются на комплексном использовании методов анализа связанных волн и трассировки лучей для расчета и моделирования дифракционной эффективности и спектрального разрешения, соответственно. Показано, что использования предложенной системы принципов позволяет построить новые методики расчета, позволяющие одновременно повысить обе группы характеристики, а также найти новые схемные решения спектрографов. Приведен ряд примеров использования новых решений при разработке спектрографов для промышленности и научных исследований.

*Ключевые слова:* Объемно-фазовые голограммные дифракционные решетки, Спектрографы, Дифракционная эффективность, Спектральное разрешение, Методики проектирования.

*Цитирование:* **Муслимов, Э. Р.** Комплексное использование методов анализа связанных волн и трассировки лучей при проектировании спектрографов с объемно-фазовыми дифракционными решетками / Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 365–373.

### **Введение**

В процессе проектирования спектрографов часто возникает ситуация, когда требование одновременного повышения нескольких оптических характеристик ведет к противоречию. В частности, можно выделить следующие типичные противоречия:

1. Требование одновременного повышения спектральной разрешающей способности и пропускания оптического тракта в широком спектральном диапазоне.
2. Требование повышения спектральной разрешающей способности в узком спектральном диапазоне при одновременном уменьшении габаритов и сохранении высокого пропускания.
3. Требование одновременного повышения относительного отверстия системы и ее спектральной разрешающей способности.

Подобные противоречия возникают для приборов различных классов, используемых в разных прикладных областях — астрономии, космических исследованиях, ядерной и термо-ядерной энергетике, для атомного эмиссионного анализа в металлургии и химической промышленности, для исследования спектров Рамановского рассеяния и флуоресценции в биологии и медицине, для исследования источников излучения и других задач [1-9].

В контексте обозначенных противоречий наибольшими перспективами обладают решения на базе объемно-фазовых голограммных решеток. Такие решетки могут выполняться на поверхности любой формы и/или размера, отличаются низким уровнем рассеянного света и отсутствием паразитных изображений, широкими коррекционными возможностями. Кроме того, объемно-фазовые решетки могут иметь высокую дифракционную эффективность (ДЭ), спектральную зависимость которой можно сравнительно легко изменять при записи, а также обладают высокой угловой и спектральной селективностью.

Одной из основных причин, препятствующих созданию новых спектрографов с улучшенными характеристиками, реализующих преимущества технологии голограммных решеток, является принципиальное различие подходов к расчету и моделированию спектрального разрешения и дифракционной эффективности. Соответственно, в рамках данной работы рассматривается комплексное применение двух групп методов расчета для проектирования спектрографов, обеспечивающее одновременное повышение спектрального разрешения и энергетических характеристик.

### **1. Принципы проектирования**

Известны методы, позволяющие моделировать и оптимизировать показатели качества изображения спектральных приборов, в частности, спектральное разрешение. Большинство из них опирается на процедуру трассировки лучей. В простейших случаях уравнения трассировки могут быть записаны в общем случае и затем использованы при формулировании аналитической методики расчета. В общем случае используются численные методы трассировки, реализованные во множестве прикладных программ для расчета оптических систем [10].

Аналогично, ДЭ голограммной решетки может быть рассчитана и оптимизирована с использованием одной из известных методик. Для объемно-фазовой решетки при выполнении ряда допущений можно использовать аналитические соотношения теории связанных волн Когельника [11]. В общем же случае, задача вычисления ДЭ требует использования одного из точных численных методов, например, строгого анализа связанных волн, конечных разностей во временной области или С-метода. В рамках данной работы использовался метод строгого анализа связанных волн (RCWA) [12].

Ввиду принципиальных различий в подходах к моделированию показателей спектрального разрешения и ДЭ существующие методики проектирования не позволяют добиться их одновременного повышения. На Рисунке 1 методы, используемые при моделировании и проектировании спектрографов, представлены в виде диаграммы. Предлагаемый новый подход



Рис. 1. Диаграмма применения методов расчета и оптимизации при проектировании спектрографов

к проектированию спектрографов основан на комплексном применении рассмотренных методов расчета для достижения системного эффекта. Можно представить вводимые в процесс проектирования изменения как дополнительные внутренние связи (обозначены зелеными линиями на диаграмме). Им соответствуют следующие принципы проектирования:

1. Использование результатов аналитического расчета и численного моделирования дифракционной эффективности при трассировке лучей и анализе качества изображения.
2. Использование трассировки главного луча при расчете и оптимизации дифракционной эффективности.
3. Использование результатов трассировки реальных лучей с помощью численных методов при расчете и оптимизации дифракционной эффективности.
4. Сочетание аналитических и численных методов при оптимизации отдельных оптических характеристик для расширения области поиска при оптимизации.
5. Внесение изменений в принципиальную схему спектрографа с учетом возможности моделирования таких сложных эффектов как взаимное влияние компонентов составного диспергирующего устройства, спектральная и угловая селективность, пространственное изменение ДЭ и др.

Применение описанных здесь основных принципов проектирования для выбранных ранее типичных противоречий подразумевает разработку конкретных методик проектирования. Далее описываются методики расчета и моделирования, построенные на базе предложенных принципов и конкретные технические решения.

## 2. Спектрограф с каскадным диспергирующим устройством

Предложенные принципы реализованы в оптической схеме спектрографа с каскадным диспергирующим устройством, состоящим из нескольких узкополосных объемно-фазовых дифракционных решеток, устанавливаемых друг за другом и формирующих спектральные

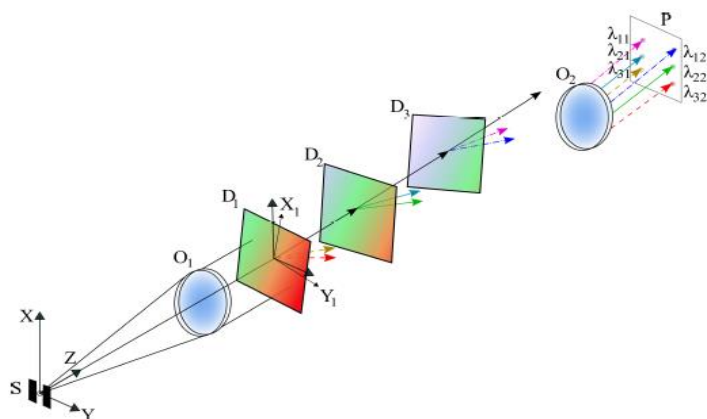


Рис. 2. Принципиальная оптическая схема на основе каскада объемно-фазовых решеток

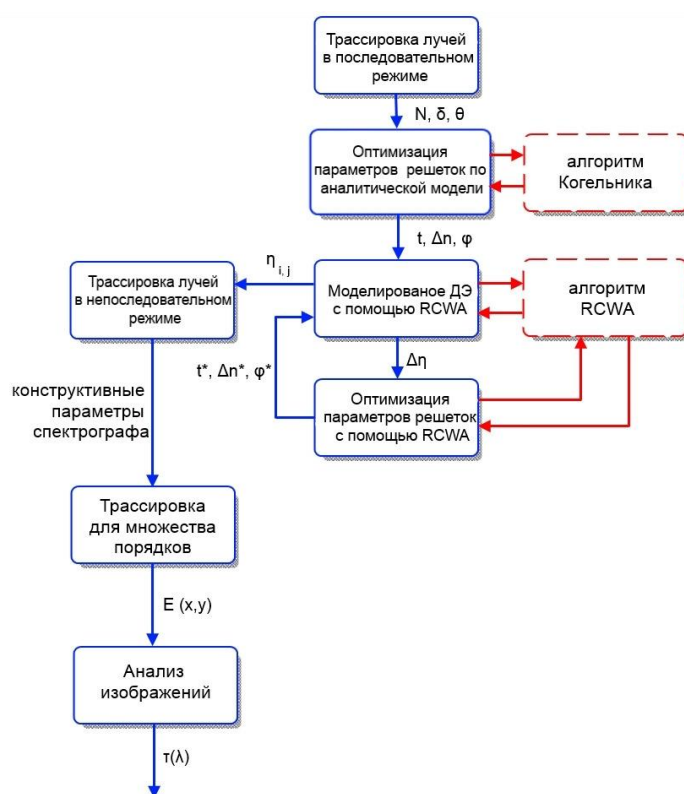


Рис. 3. Алгоритм расчета и моделирования спектрографа с каскадным диспергирующим устройством

изображения в заданных диапазонах на едином фотоприемнике [13]. Каждая из решеток такого каскада формирует изображение спектра в заданном диапазоне и практически не влияет на распространение остальных спектральных составляющих излучения. Принципиальная оптическая схема спектрографа показана на рисунке 2.

Методика расчета и моделирования такой схемы подразумевает использование метода RCWA при вычислении дифракционной эффективности и трассировки лучей в непоследовательном режиме для учета разделения порядков и вторичных отражений. Соответствующий алгоритм представлен на рисунке 3. Результаты трассировки лучей в последовательном ре-

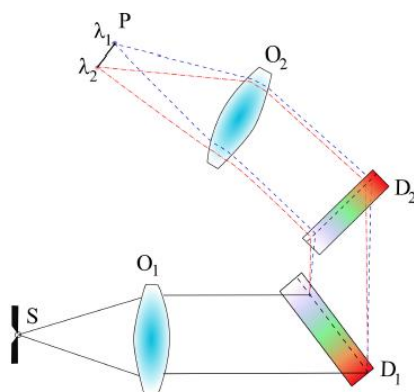


Рис. 4. Принципиальная схема построения спектрографа с высокой угловой дисперсией на базе пары пропускающих решеток

жиме средствами Zemax формируются подпрограммой-макросом в выводной файл и используются при расчете ДЭ методом RCWA в среде Matlab. Полученные значения ДЭ для нескольких порядков дифракции используются при трассировке лучей в непоследовательном режиме Zemax. Разработаны программные средства, реализующие передачу и обработку данных согласно алгоритму.

На базе предложенного принципа построения разработана оптическая схема астрономического спектрографа с каскадным диспергирующим устройством для видимого диапазона спектра 430–680 нм. Диспергирующее устройство состоит из трех объемно-фазовых решеток для диапазонов 430–513 нм («синяя»), 513–597 нм («зеленая») и 597–680 нм («красная»). Каждая из решеток наносится на плоскопараллельную подложку; центрирование и разделение спектральных изображений достигается за счет выбора взаимного положения подложек. В качестве коллимирующего и камерного объективов использованы серийные объективы «Таир-11» ( $f = 135$  мм, 1:2,8). С помощью компьютерного моделирования показано, что схема может обеспечивать спектральную разрешающую способность 1553–5124 при пропускании до 53 %.

На базе разработанной оптической схемы совместно с САО РАН (Н. Архыз) создан лабораторный прототип спектрографа [14]. Экспериментально продемонстрирована низкая — не выше 0,5 %, интенсивность паразитных изображений, сравнительно высокий коэффициент пропускания — до 55 %, повышенное спектральное разрешение до 4100.

### 3. Спектрограф с высокой угловой дисперсией

Другим приложением предложенных принципов является разработка компактного узкополосного спектрографа с высокой угловой дисперсией [15]. В таком спектрографе используется диспергирующее устройство на базе пары объемно-фазовых голограммных решеток (Рисунок 4). Такое решение позволяет значительно увеличить дисперсию и спектральное разрешение при малых габаритах спектрографа и обеспечить высокое пропускание. При этом конструкция спектрографа отличается простотой, а используемые элементы высокой технологичностью.

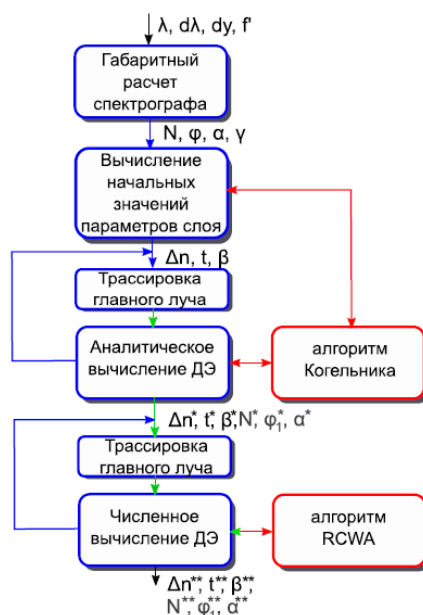


Рис. 5. Алгоритм расчета спектрографа с высокой дисперсией

Разработано несколько вариантов схем спектрографов с высокой дисперсией. В простейшем случае при расчете такой схемы параметры каждой из решеток могут определяться отдельно. В данном случае проще контролировать общую геометрию схемы, однако, как показывает моделирование, не удастся обеспечить равномерность пропускания по рабочему спектральному диапазону. Данный нежелательный эффект обусловлен установкой второй решетки в диспергированном пучке. Угол падения излучения на решетку зависит от длины волны, что усиливает спектральную селективность диспергирующего узла.

Разработана методика расчета такой схемы, использующая трассировку главного луча при циклическом вычислении ДЭ решеток и оптимизации их параметров [16]. Поиск в широкой области параметров выполняется с использованием аналитического метода, определение точных значений с помощью RCWA. Соответствующий алгоритм расчета представлен на рисунке 5. Процедура трассировки главного луча выполняется программным модулем, объединенным с модулем вычисления ДЭ методом RCWA. Соответствующие программные средства реализованы в среде Matlab.

С использованием разработанных методик расчета рассчитаны схемы спектрографов с высокой дисперсией для ближнего инфракрасного (ИК) диапазона 830-870 нм. В частности, разработана схема с отклонением главного луча парой решеток на  $180^\circ$ , отличающаяся конструктивной простотой. Как показывает компьютерное моделирование, спектрограф может обеспечить спектральный предел разрешения 0,016-0,030 нм при числовой апертуре на входе 0,14. При этом максимальная дифракционная эффективность диспергирующего узла может достигать 74,8 %.



Рис. 6. Алгоритм расчета и моделирования спектрографов с голограммными решетками на поверхностях свободной формы

На базе разработанной схемы совместно с АО «ИРЗ» (Ижевск) и НИИ ПРЭФЖС (Казань) создан лабораторный прототип спектрографа с волоконным входом. Экспериментально подтверждена высокая дисперсия, продемонстрировано сравнительно высокое спектральное разрешение, изменяющееся в диапазоне 0,025-0,035 нм.

#### 4. Спектрограф с решеткой на поверхности свободной формы

В контексте типичного противоречия между спектральным разрешением и апертурой спектрографа предложено решение, основанное на использовании голограммной решетки на поверхности свободной формы. Поверхности свободной формы (Freeform) не имеют осевой симметрии и не могут быть описаны с помощью конической постоянной. Сложность их применения при изготовлении голограммных дифракционных решеток заключается в изменении геометрии записи и работы решетки по ее световой зоне. При этом могут значительно изменяться как аберрационные свойства, так и ДЭ решетки. Существующие методики и программные средства не позволяют проводить расчет и моделирование таких решеток.

Разработана методика расчета и моделирования [17] схем с решетками на поверхностях свободной формы (рисунок 6). Для оценки ДЭ используется аналитический метод связанных волн. Схема спектрографа может корректироваться по результатам оценки. Для точного моделирования ДЭ используется метод элементарных решеток и метод RCWA. При этом учитываются данные об углах падения в схемах записи и работы, полученные при трассировке лучей. Трассировка лучей выполняется средствами Zemax с использованием специально разработанных библиотек .dll. Данные о геометрии записи работы решетки и результаты трасси-



ровки выгружаются с помощью подпрограммы-макроста. Далее по полученным данным с помощью специальных программных средств, реализованных в Matlab, рассчитывается ДЭ для множества элементарных решеток и элемента в целом.

С использованием данного принципа построения рассчитан ряд оптических схем спектрографов. Наиболее наглядной демонстрацией достигаемых преимуществ является схема спектрографа с плоским полем на основе голограммной решетки на поверхности свободной формы для диапазона 400–800 нм с эквивалентным относительным отверстием 1:2,2 [18]. С помощью компьютерного моделирования показано, что использование поверхности свободной формы позволяет достичь спектрального предела разрешения 1,09-1,55 нм, повысив данный показатель в 2,2 раза в сравнении со случаем использования решетки на сферической поверхности. Подобная схема может быть также реализована за счет использования вспомогательного зеркала свободной формы при записи решетки.

### Заключение

Таким образом, в рамках исследования был предложен и реализован новый подход к проектированию спектрографов с объемно-фазовыми решетками, базирующийся на комплексном применении методов трассировки лучей и анализа связанных волн. Предложен ряд принципов проектирования и на их основе разработаны новые схемные решения и соответствующие методики проектирования и моделирования. Достигаемое одновременное повышение спектрального разрешения и энергетических характеристик подтверждается результатами расчетов, моделирования и экспериментов.

Совокупность полученных результатов позволяет говорить о создании новой методологии проектирования и нового класса оптических систем, отличающихся улучшенными функциональными характеристиками.

### Список источников

- [1] **Strassmeier, K. G.** PEPsi: The high-resolution echelle spectrograph and polarimeter for the Large Binocular Telescope / K. G. Strassmeier, I. Ilyin, A. Jarvinen, et al. // *Astron. Nachr.* — 2015. — Vol. 336. — № 4. — P. 324–361.
- [2] Multitype ICP Emission Spectrometer ICPE-9000 / URL: <http://www.masontechnology.ie>
- [3] Mechelle 5000 / URL:
- [4] Echelle spectrograph (LIBS): ESA 4000plus / URL: <https://www.lainstruments.com>
- [5] Andor HoloSpec/URL: <https://andor.oxinst.com>
- [6] Дифракционный монохроматор-спектрограф M150 / URL: <http://gmirs.ru/instrument001>.
- [7] CAS 140CT Array Spectrometer / URL: <http://www.instrumentsystems.com>
- [8] Miniature Spectrometers for Narrowband Laser Characterization/URL: <https://oceanoptics.com>
- [9] **Pang, Y.** Compact high-resolution spectrometer using two plane gratings with triple dispersion / Y. Pang, Y. Zhang, H. Yang, et al. // *Opt. Express.* — 2018. — Vol. 26. — P. 6382–6391.
- [10] **Домненко, В. М.** Моделирование формирования оптического изображения. Учебное пособие / В. М. Домненко, М. В. Бурсов, Т. В. Иванова — СПб: НИУ ИТМО, 2011. — 141 с.
- [11] **Kogelnic, H.** Coupled wave analysis for thick hologram gratings / H. Kogelnic // *Bell Syst. Tech. J.* — 1969. — Vol. 48. — P. 2909–2947.

- [12] **Moharam, M. G.** Coupled wave analysis for thick hologram gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord // *J. Opt. Soc. Am. A.* — 1995. — Vol. 12. — № 5— P. 1068–1077.
- [13] **Муслимов, Э. Р.** Голографический спектрограф умеренного спек трального разрешения / Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева, Г. Г. Валявин, С. Н. Фабрика // *Астрофизический бюллетень.* — 2016. — Том 71. — № 3. — С. 386-395.
- [14] **Muslimov, E.** Experimental study of an advanced concept of moderateresolution holographic spectrograph / E. Muslimov, N. Pavlycheva, G. Valyavin, S. Fabrika, F. Musaev, G. Galazutdinov, E. Emelianov // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific.* — 2018. — Vol. 130. — № 989. — P. 075001.
- [15] **Nureev, I. I.** Methods of dispersion improvement in a fiber-fed spectrograph scheme / I. I. Nureev, O. G. Morozov, S. V. Feofilaktov, D. A. Cherepanov, E. R. Muslimov, N. K. Pavlycheva // *Proc. of SPIE.* — 2016. — Vol. 9807 — P. 98070Y.
- [16] **Muslimov, E.** Spectrographs with high angular dispersion: design and optimization approach / E. Muslimov, I. Nureev, O. Morozov, A. Kuznetsov, L. Faskhutdinov, A. Sakhabutdinov, N. Pavlycheva // *Optical engineering.* — 2018. — Vol. 57. — № 12.
- [17] **Muslimov, E.** Design and modelling of spectrographs with holographic gratings on freeform surfaces / E. Muslimov, M. Ferrari, E. Hugot, J.-C. Bouret, C. Neiner, S. Lombardo, G. Lemaitre, R. Grange, I. Guskov // *Optical engineering.* — 2018. — Vol. 57. — № 12.
- [18] **Муслимов, Э. Р.** Использование поверхностей свободной формы для создания вогнутых пропускающих голограммных дифракционных решеток / Э. Р. Муслимов // *Вестник Казанского Государственного технического университета им. А. Н. Туполева.* — 2018. — № 3.

## 67. Исследование методом голографической интерферометрии форм колебаний, вызывающих локальные разрушения покрывного диска рабочего колеса компрессора

А. М. Царева<sup>1</sup>, Р. Х. Макаева<sup>1</sup>, Г. А. Шайхутдинова<sup>1</sup>, К. А. Царева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им. А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

<sup>2</sup> Казанский федеральный университет, Казань, Россия

Показана возможность практического применения оптического метода голографической интерферометрии для тестирования дефектного рабочего колеса центробежного компрессора. Найдена резонансная частота и соответствующая ей форма колебаний детали, при которой произошло разрушение полотна покрывного диска рабочего колеса.

*Ключевые слова:* Голографическая интерферометрия, резонансные частоты, формы колебаний, рабочее колесо компрессора.

*Цитирование:* Царева, А. М. Исследование методом голографической интерферометрии форм колебаний, вызывающих локальные разрушения покрывного диска рабочего колеса компрессора / А. М. Царева, Р. Х. Макаева, Г. А. Шайхутдинова, К. А. Царева // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 374–376.

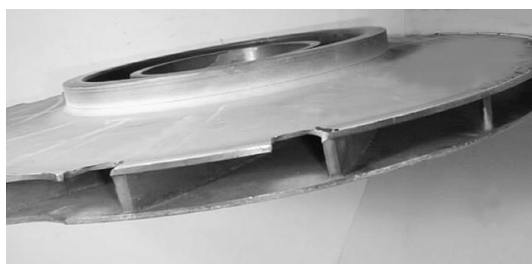
Методы голографической интерферометрии успешно применяются в авиа- и машиностроении при исследованиях вибрационных характеристик деталей [1]. Резонансные формы колебаний, визуализированные этим методом, несут информацию о распределении узловых линий и участков пучностей. По картинам форм колебаний можно прогнозировать возможные дефекты, диагностировать техническое состояние деталей [2].

На интерферограмме, полученной голографическим способом, яркие белые участки соответствуют узловым линиям — местам отсутствия перемещений на поверхности объекта. Чередующиеся темные и светлые полосы — линии равных перемещений — показывают места смещений поверхности деталей от положения равновесия в процессе колебаний. Каждой гармонике присуща определенная форма колебаний. При малых потерях энергии резонансная частота и форма колебаний объекта совпадает с его собственной частотой и формой колебаний.

В процессе работы центробежного компрессора высокого давления при эксплуатационных режимах со скоростями вращения  $n = 168,3$  об/с встречались случаи усталостных разрушений закрытых рабочих колес в виде выкрашивания периферийных участков полотна покрывного диска (рисунок 1а). Они располагались непосредственно у выходных кромок лопаток.

Направление начала развития излома шло вдоль радиуса глубиной 15–18 мм. Протяженность излома в окружном направлении составляла 25–35 мм. Для выяснения причин разрушения исследовалось целое годное рабочее колесо центробежного компрессора аналогичной геометрии диаметром  $D = 534$  мм.

Методом голографической интерферометрии усреднения по времени определялись резонансные частоты и формы колебаний колеса, анализ которых позволил установить причину разрушений.

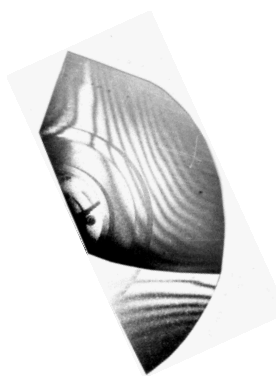


а) внешний вид



б) сектор колеса, установленного на голографическом экспериментальном стенде

Рис. 1. Рабочее колесо центробежного компрессора с разрушениями покрывного диска



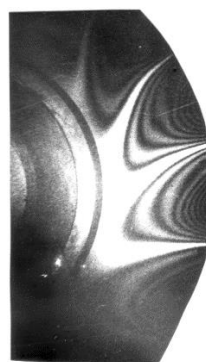
F<sub>02</sub>

а)  $f = 622$  Гц



F<sub>03</sub>

б)  $f = 1259$  Гц



в)  $f = 3208$  Гц

Рис. 2. Голографические интерферограммы резонансных колебаний рабочего колеса ЦК

Поскольку технические возможности экспериментальной установки ограничивали размеры сцен исследуемого объекта, съемки покрывного диска колеса центробежного компрессора проводились по секторам. Один из них представлен на рисунке 1б. На фотографии сектора колеса штрихами обозначены расположения лопаток под покрывным диском. Исследования проводились в диапазоне частот 100–10 000 Гц.

Первые формы колебаний рабочего колеса аналогичны формам колебаний однородного диска. Основной тон, соответствующий форме колебаний F<sub>01</sub> (с одним узловым диаметром), был зафиксирован при частоте  $f = 205$  Гц. Частота резонансных колебаний по форме с двумя узловыми диаметрами (F<sub>02</sub>) составила  $f = 622$  Гц (рисунок 2а), форма колебаний F<sub>03</sub> – с тремя узловыми диаметрами – зафиксирована на резонансной частоте  $f = 1259$  Гц (рисунок 2б).

Особый интерес представляет форма резонансных (собственных) колебаний рабочего колеса на частоте  $f = 3208$  Гц (рисунок 2в). Как видно из рисунка, участки покрывного диска колеблются в пролете между лопатками.

Узловые линии совпадали с расположением лопаток под покрывным диском. Таким образом, при этой резонансной частоте участки диска, закрепленные между лопатками, совершали самостоятельные колебания. Это позволило предположить, что разрушение произошло при резонансных колебаниях на данной частоте ( $f = 3208$  Гц). Действительно, поскольку максимальные напряжения, приводящие к образованию трещин, имеют место вблизи узловых линий в местах жесткого закрепления (заделки) полотна. Образовавшиеся трещины в процессе эксплуатации развивались по направлению к центру. Далее, образовавшийся свободный кусок полотна, совершая собственные колебания, обрывался.

Данное предположение было подтверждено тем обстоятельством, что на рабочих режимах в процессе эксплуатации частота внешних возмущающих сил близка к частоте собственных колебаний колеса. По эксплуатационным данным рабочие режимы составили  $n = 10100$  об/мин = 168,3 об/с. Количество лопаток диффузора  $z = 19$ , следовательно, частота колебаний  $nz = 3198$  Гц.

По результатам исследований были выданы рекомендации по отстройке от резонанса на рабочих оборотах путем доработки конструкции рабочего колеса и изменения рабочих оборотов.

#### Список источников

- [1] **Жужукин, А. И.** Применение голографической и спекл-интерферометрии для исследования вибрационных характеристик деталей / Материалы докладов Международной н.-т. к. «Проблемы и перспективы развития двигателестроения». Самара: СГАУ, 2009. — С. 148–149.
- [2] **Макаева, Р. Х.**, Каримов А. Х., Царева А. М. Диагностика деталей и узлов турбомашин по их вибрационным характеристикам с применением голографической интерферометрии / Монография. Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та. 2011. — 242 с.

## 68. Методы шерографии для контроля внутренних дефектов изделий аддитивных технологий

*Г. Г. Левин, Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов*

ФГУП «Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Оптико-Физических измерений»,  
Москва, Россия

Рассмотрено практическое использование метода шерографии применительно к объектам сложной формы, изготовленным посредством аддитивного производства. Приведены результаты экспериментальных исследований по обнаружению подповерхностных дефектов. Оценены метрологические характеристики шерографа.

*Ключевые слова:* Оптика спеклов, Шерография, Напряженные состояния.

*Цитирование:* Левин, Г. Г. Методы шерографии для контроля внутренних дефектов изделий аддитивных технологий / Г. Г. Левин, Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 377–379.

### Введение

Шерография является современным бесконтактным методом неразрушающего контроля изделий. Самое распространенное применение данного метода — качественное определение дефектов в материале. В 2017 году в России начал действовать ГОСТ Р 56795-2015 «Композиты полимерные. Шерография полимерных композитов, материалов внутреннего слоя «сэндвич»-конструкций и изготовленных намоткой сосудов, работающих под давлением». Стандарт устанавливает процедуру неразрушающего контроля методом шерографии однослойных и многослойных микроформных или волокнистых полимерных композитов, сотовых или пенных материалов внутреннего слоя «сэндвич»-конструкций. Подход, описываемый в данной работе, соответствует указанной стандартизированной методике. Во ФГУП «ВНИИОФИ» был разработан прототип шерографа для определения поля деформации изделий и поиска подповерхностных дефектов. На рисунке 1 приведен внешний вид устройства и его оптическая схема.

Шерография является интерференционным методом контроля, который применим к исследованию деформаций шероховатых поверхностей. Как правило, поверхность изделий, выполненных посредством аддитивного производства, обладает большой шероховатостью. Для повышения эксплуатационных характеристик и уменьшения массы нередко внутри изделия используют ячеистую структуру сложной формы (наполнитель). Также, зачастую оболочка детали (обшивка) может быть напечатана с режимом печати, отличающимся от основного, или выполнена из другого материала. Таким образом, детали могут иметь достаточно специфические дефекты, характерные для послойной печати. Для экспериментов по определению дефектов использовался шерограф, представленный на рисунке 1, и плоская пластина разме-

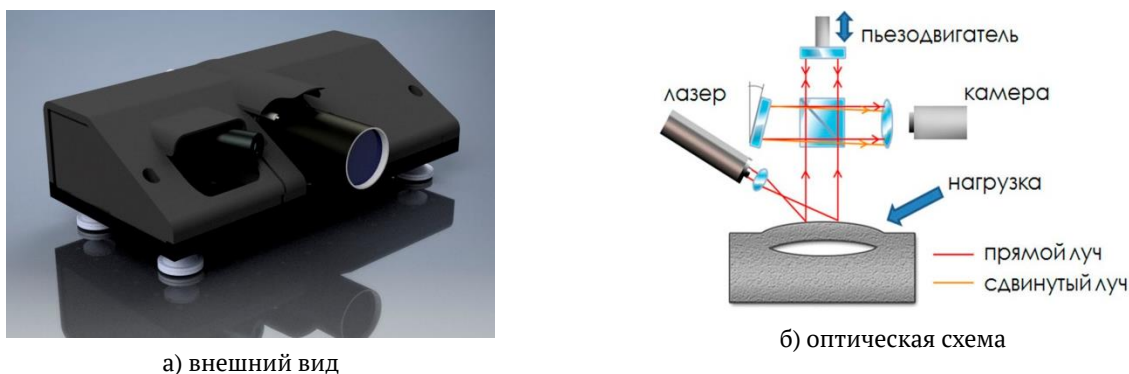
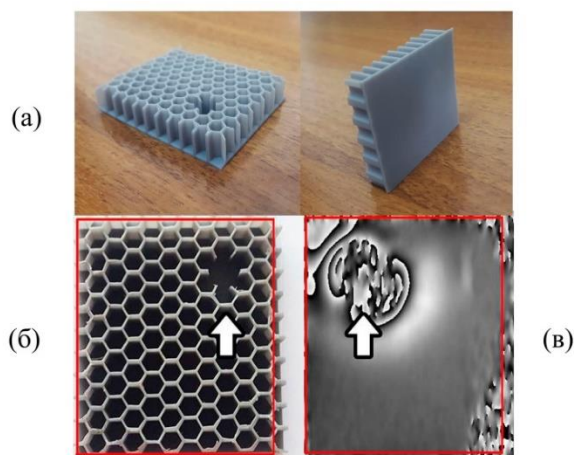


Рис. 1. Шерограф



а — внешний вид тест-объекта; б — дефект в ячеистой структуре.

в — изображение, полученное шерографом. Стрелкой указано место дефекта.

Рис. 2. Обнаружение дефекта при деформации изделия аддитивных технологий.

рами  $55 \times 45$  мм, с одной стороны которой имелась ячеистая структура, изготовленная методом аддитивных технологий на 3D принтере FormLabs (рисунок 2а). В ячеистой структуре, при печати, был специально пропущен участок звеньев ячеек размерами  $7 \times 7$  мм. Данный участок имитировал дефект отслоения поверхности от ячеистой подложки. Для получения деформированного состояния использовался нагрев пластины с помощью горячего воздуха. Качественное обнаружение данного дефекта с плоской стороны пластины показано на рисунке 2в.

Для определения чувствительности шерографа было использовано нагрузочное устройство, представленное на рисунке 3а.

В процессе калибровки шерографа мембрана нагрузочного устройства подвергалась деформации механическим методом — происходило последовательное нагружение. На рисунке 3(б) приведена характерная картина несшитой фазы производной от деформации мембраны. Таким образом, можно видеть, что шерограф способен регистрировать малые перемещения. Также было установлено, что порог чувствительности шерографа, полученный с помощью данной калибровочной мембраны составляет  $0,15$  мкм.

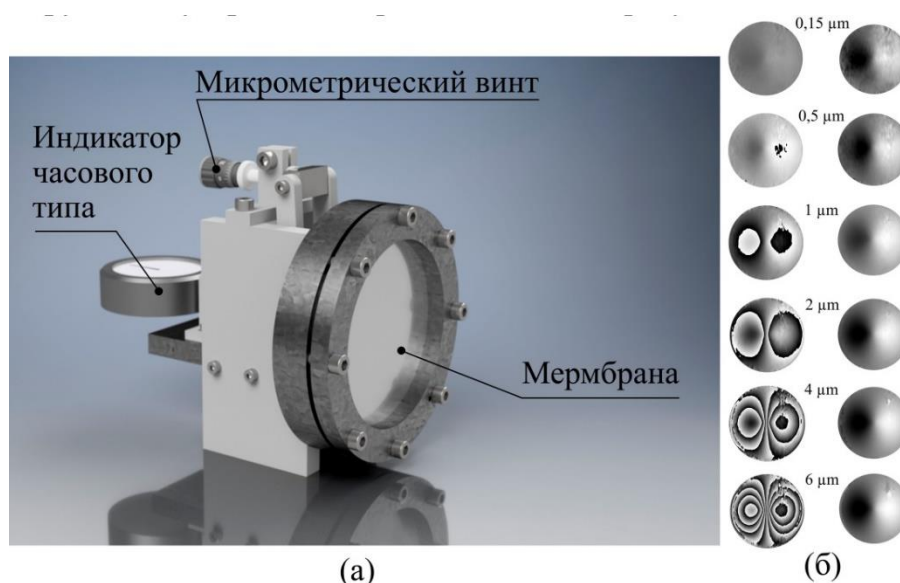


Рис. 3. Нагрузочное устройство (а), шерограммы (б), демонстрирующие несшитую (слева) и сшитую фазу (справа) деформированной мембраны

### Выводы

Метод шерографии может быть интегрирован в процесс аддитивного производства и использован для бесконтактного контроля качества изделий, которые имеют шероховатую поверхность. Использование специально разработанного нагрузочного устройства позволяет произвести градуировку оптической схемы прибора, а также оценить его чувствительность.

### Благодарность

Работа была выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения соглашения № 14.625.21.0041 от 26.09.17 (уникальный идентификатор RFMEFI62517X0041).



## 69. Разработка метода получения 2D компьютерно-синтезированных голограмм Фурье для формирования скрытых изображений в защитных голограммах

П. А. Ханевич<sup>1</sup>, С. Б. Одинокоев<sup>1</sup>, А. В. Смирнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup> АО «НПО «Криптен», Дубна, Россия

Проведен анализ основных типов скрытых кодированных изображений, восстанавливаемых с защитных голограмм Фурье. Разработан метод кодирования информации для скрытых кодированных изображений, восстанавливаемых с защитных голограмм Фурье. Предложен метод компьютерного синтеза защитных голограмм Фурье, формирующих скрытые изображения. Приведены результаты экспериментальных исследований параметров синтеза на дифракционную эффективность защитных голограмм Фурье.

*Ключевые слова:* Скрытое изображение, Защитная голограмма, Фурье голограмма.

*Цитирование:* Ханевич, П. А. Разработка метода получения 2D компьютерно-синтезированных голограмм Фурье для формирования скрытых изображений в защитных голограммах / П. А. Ханевич, С. Б. Одинокоев, А. В. Смирнов // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 380–384.

### Введение

В качестве защитных элементов от подделки продукции предложено использование ЗГ (защитных голограмм). Массовый выпуск и значимость ЗГ приводит к тому, что среди них тоже появляются подделки. Для повышения степени защищенности информации на ЗГ предлагается использовать дополнительные субголограммы, в которых записаны скрытые кодированные изображения [1, 2].

#### 1. Метод кодирования цифровой информации для скрытых кодированных изображений

Для кодирования цифровой информации для скрытых кодированных изображений был рассмотрен стандарт компании InPhase, показанный на рисунке 1 [3, 4].

В соответствии с этим стандартом цифровая информация делится на блоки по 8 бит (1 байт), которым в соответствие ставится 16-битный блок. Байты кодируются положением 3 пикселей on-pixel (пиксели on-pixel имеют максимальную яркость, пиксели off-pixel — нулевую яркость) внутри квадратной площадки размером 4 на 4 пикселя. Кодировка битов в нем осуществляется так, чтобы символы on-pixel не сливались в сплошные линии по горизонтали, вертикали и диагонали. При численном восстановлении голограммы Фурье, дифракционная

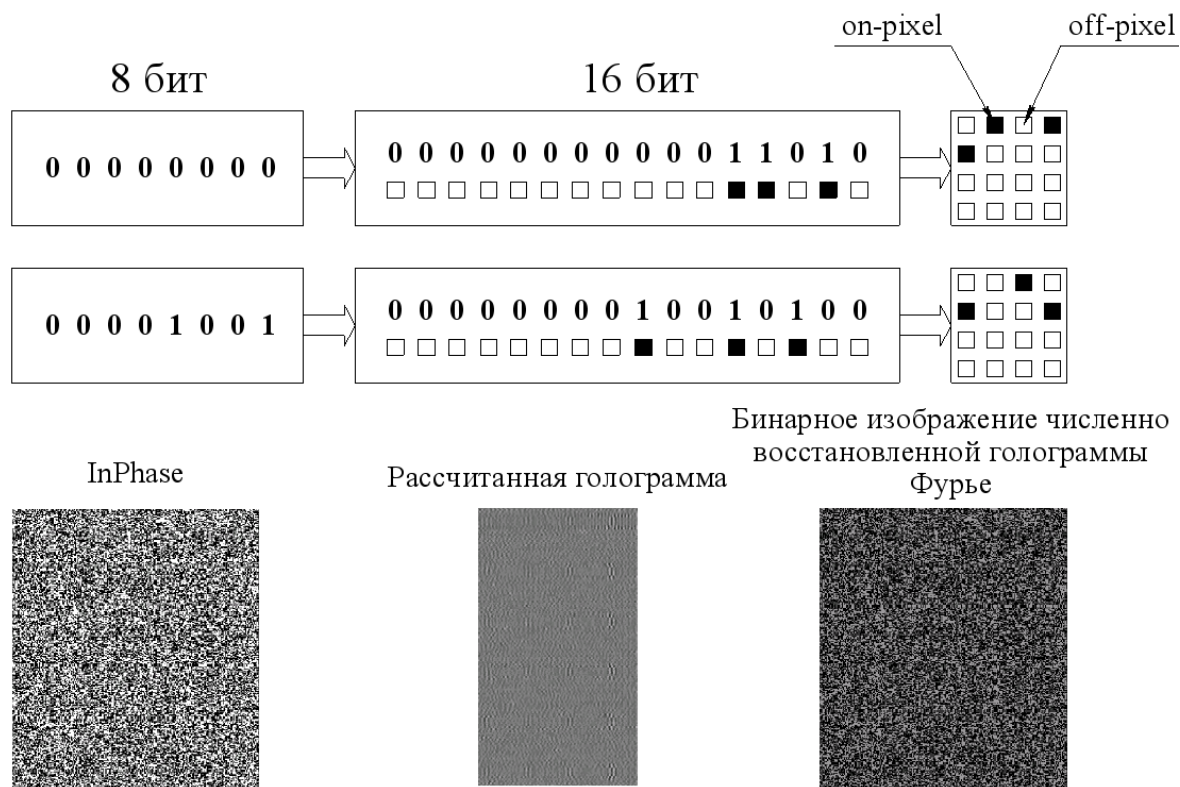


Рис. 1. Стандарт кодирования цифровой информации для скрытых кодированных изображений компании InPhase

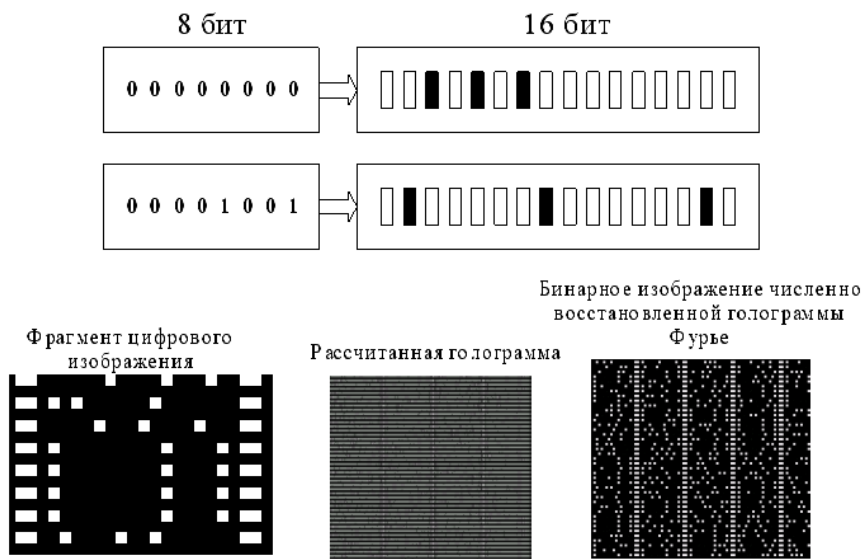


Рис. 2. Специальный стандарт кодирования цифровой информации для скрытых кодированных изображений

эффективность голограммы низкая, что приводит к уменьшению яркости, а соответственно к затруднению процесса декодирования цифровой информации.

В аналог этому стандарту, был разработан специальный стандарт кодирования, представленный на рисунке 2.

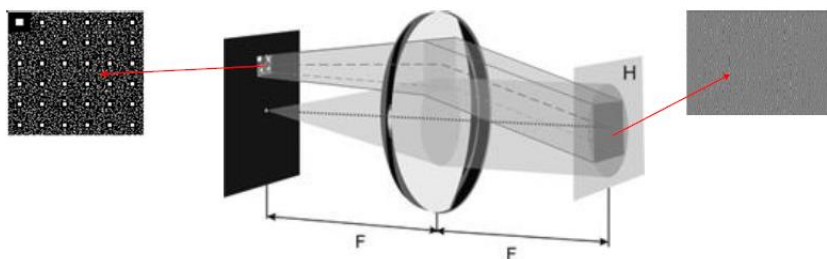


Рис. 3. Оптическая схема синтеза защитной голограммы Фурье

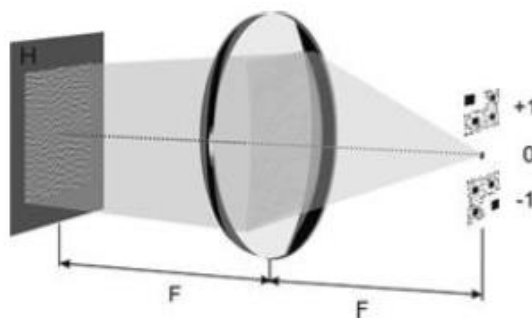


Рис. 4. Оптическая схема восстановления защитной голограммы Фурье

В предложенном специальном стандарте, цифровая информация представлена в виде одного блока из 16 бит, представляющий 1 байт информации. Каждый байт кодируется положением 3 пикселей «1» таким образом, что «1» разделены минимум одним «0», а также «1» не могут занимать крайнее левое и правое положение блока символов. При таком кодировании дифракционная эффективность защитной голограммы возрастает до 20 %.

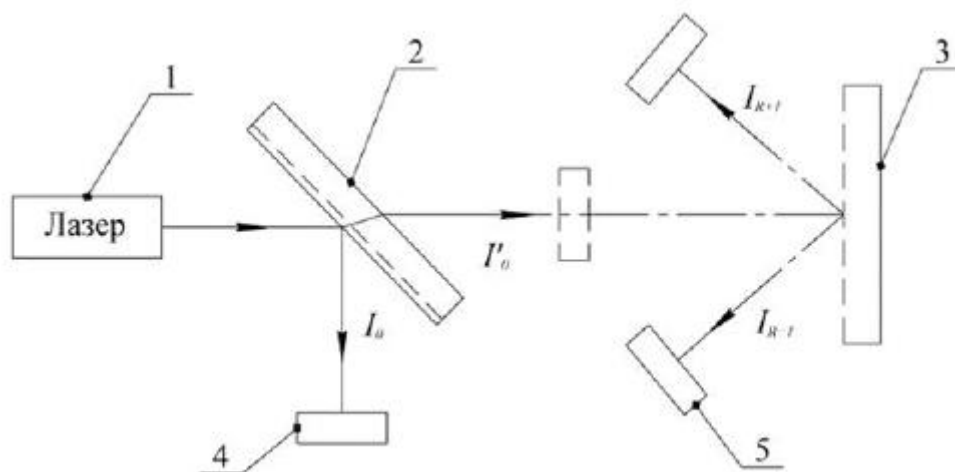
## 2. Метод компьютерного синтеза защитной голограммы Фурье

На рисунке 3 представлена эквивалентная оптическая схема синтеза защитной голограммы Фурье.

В представленной схеме опорный и предметный лучи формируются в одной плоскости являющейся передней фокальной плоскостью Фурье преобразующего объектива с фокусным расстоянием  $F$  при помощи транспаранта. Пусть транспарант освещается плоской световой волной единичной амплитуды и длиной волны  $\lambda$ . Тогда излучение от точечного источника преобразуется в плоскую волну — опорный пучок, распространяющийся вдоль оптической оси системы, а часть падающей волны, рассеянной транспарантом страницы данных, после прохождения линзы падает на плоскость  $H$  под углом, формируя предметный луч.

Для восстановления компьютерно-синтезированной защитной голограммы Фурье предлагается эквивалентная оптическая схема, представленная на рисунке 4.

На представленной оптической схеме голограмма  $H$  располагается в передней фокальной плоскости Фурье преобразующего объектива и освещается плоской когерентной волной. Затем Фурье преобразующий объектив в плоскости матричного фотоприемника восстанавливает изображение цифровой информации в виде сопряженных «1» и «-1» и «0» порядков.



1 — источник излучения; 2 — полупрозрачная пластина;

3 — исследуемый образец защитной голограммы; 4, 5 — фотоприёмные головки

Рис. 5. Методика измерения дифракционной эффективности защитной голограммы Фурье

### 3. Измерение дифракционной эффективности защитной голограммы Фурье

Для измерения дифракционной эффективности защитной голограммы Фурье, была использована методика, представленная на рисунке 5.

Излучение источника 1, пройдя через полупрозрачную пластину 2, освещает защитную голограмму 3, дифрагирует на ней и попадает на матрицу фотоприёмной головки 5. Фотоприёмная головка 4 измеряет начальную интенсивность излучения, а фотоприёмная головка 5 измеряет продиффродировавшее излучение.

Дифракционная эффективность определялась по формуле:

$$\eta_{R+1i} = \frac{I_{R+1i}}{kI_0}, \quad (1)$$

где  $\eta_{R+1i}$  — дифракционная эффективность,  $k$  — коэффициент пропускания полупрозрачной пластины, и  $I_{R+1i}$  — интенсивность излучения продиффродировавшего от защитной голограммы,  $I_0$  — начальная интенсивность излучения.

### Заключение

Экспериментальные исследования показали, что предложенный стандарт кодирования цифровой информации скрытых кодированных изображений, при численном восстановлении защитной голограммы Фурье обеспечивает дифракционную эффективность до 20 %, что значительно упрощает процесс декодирования цифровой информации защитной голограммы.

### Список источников

- [1] Lancaster, I. M. Holography: Past, present and future / I. M. Lancaster // Holography News. — 2009. — Vol. 23. — № 6. — P. 1–10.
- [2] Павлов, И. В. Контроль подлинности документов, ценных бумаг и денежных знаков / И. В. Павлов, А. И. Потапов. — М.: Техносфера, 2006. — 472 с.

- [3] **Donchenko, S. S.** / S. S. Donchenko, S. B. Odinkov, V. I. Bobrinev, A. Y. Betin, E. Y. Zlokazov // Proc. of SPIE. — 2015. — Vol. 9508. — P. 95080A.
- [4] **Betin, A. Y.** / A. Y. Betin, V. I. Bobrinev, S. B. Odinkov, N. N. Evtikhiev, R. S. Starikov, S. N. Starikov, E. Y. Zlokazov // Applied optics. — 2013. — Vol. 52. — № 33. — P. 8142–8145.

## 70. Гиперспектральная голография движущихся микрообъектов

С. Г. Каленков<sup>1</sup>, П. С. Винников<sup>1</sup>, Г. С. Каленков<sup>2</sup>, А. Е. Луговцов<sup>3</sup>, А. Е. Штанько<sup>4</sup>

<sup>1</sup> НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт динамики геосфер Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>3</sup> Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4</sup> Московский государственный технологический университет «Станкин», Москва, Россия

Для измерения различных геометрических характеристик эритроцитов используют метод лазерной дифрактометрии эритроцитов в сдвиговом потоке, когда суспензия эритроцитов прокачивается с определенной скоростью через капилляр. В настоящей работе рассмотрены условия записи гиперспектральных голограмм микрообъектов, движущихся с постоянной скоростью, для анализа изменения геометрических параметров эритроцитов. Работа поддержана грантом РФФИ 17-29-03507 офи\_м.

*Ключевые слова:* Оптика, Гиперспектральная голография, Дифрактометрия.

*Цитирование:* Каленков, С. Г. Гиперспектральная голография движущихся микрообъектов / С. Г. Каленков, П. С. Винников, Г. С. Каленков, А. Е. Луговцов, А. Е. Штанько // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 385–387.

Рассмотрим гиперспектральный объект  $a(\sigma, x)$ , расположенный в плоскости  $x$ . На расстоянии  $z$  от него находится плоскость регистрации  $\xi$ . Предполагается, что геометрия задачи такова, что  $\xi$  плоскость является Фурье-плоскостью. Пусть  $A(\sigma, \xi)$  — Фурье-образ объекта. Объект освещен плоским пучком белого света. Хорошо известно, что смещение объекта на расстояние  $s$  приводит к умножению Фурье-образа на фазовый множитель  $\exp(2\pi i s \sigma \xi / z)$ . Таким образом, движение объекта, как целое, добавляет к фазе Фурье-образа  $A(\sigma, \xi)$  величину  $\varphi_s = 2\pi s \sigma \xi / z$ , но амплитуду и его собственную, начальную фазу не меняет.

Рассмотрим технику записи гиперспектральной голограммы [1–3] для простого случая движущегося объекта неизменной формы. Пусть  $s = s(t)$  — известная зависимость смещения объекта от времени. В частности, если объект движется в потоке с постоянной скоростью  $V$ , то  $s = s(t) = Vt$  и фаза Фурье-образа (в плоскости регистрации) приобретает линейный набег:  $\varphi_s(t) = 2\pi V \sigma t \xi / z$ . При модуляции длины пути опорного плеча  $\delta$  посредством подвижного зеркала интерферограмма зависит от времени:

$$G_{\text{int}}(\xi, \delta, t) = \int A(\xi, \sigma) \exp[2i\sigma\xi s(t)/z] \exp(-2i\sigma\delta) d\sigma + \text{КС}, \quad (1)$$

где КС — комплексно сопряженное. Рассмотрим случай, когда зеркало сдвинулось и стоит, тогда за время экспозиции  $\tau$  в каждой точке  $\xi$  выполняется регистрация нестационарной интерферограммы. Энергия, которую регистрирует каждый пиксель за время экспозиции  $\tau$ :

$$Q(\xi, \delta, \tau) = \int_{\tau} A(\xi, \sigma) \exp[2\pi i \sigma \xi s(t)/z] \exp(-2\pi i \sigma \delta) d\sigma dt. \quad (2)$$

(Здесь КС — опускаем для краткости, так как при дальнейшем Фурье-преобразовании по  $\delta$ , КС даст нуль из-за  $S(-\sigma) = 0$ . Множитель  $S(\sigma) = |E(\sigma)|^2$  опущен по той же причине — для простоты записи.)

При равномерном движении объекта внутренний интеграл в формуле (2) — интеграл по времени есть:

$$\gamma_1 = \int_0^\tau \exp[2\pi i \sigma \xi s(t)/z] dt = \int_0^\tau \exp[2\pi i \sigma \xi Vt/z] dt = \exp(\pi i \sigma \xi V\tau/z) \operatorname{sinc}(\sigma \xi V\tau/z) \quad (3)$$

Тогда формула (2) принимает вид:

$$Q_1(\xi, \tau) = \int \gamma_1 A(\xi, \sigma) \exp(-2\pi i \sigma \delta) d\sigma + \text{КС}. \quad (4)$$

Формула (4) дает энергию  $Q_1$  которую получает каждый пиксель за время первой экспозиции. Функция  $\gamma_1$  содержит амплитудный —  $\operatorname{sinc}(\sigma \xi V\tau/z)$  и фазовый —  $\exp(\pi i \sigma \xi V\tau/z)$  множители. При фиксированном значении  $\tau$  в некоторых точках  $\xi$  величина  $\gamma_1$  обращается в нуль, а в других точках в 1. Так, если  $\sigma \xi V\tau/z \ll 1$  или  $\xi/z \ll \lambda/V\tau = \lambda/s_0$ ,  $s_0 = V\tau$  — длина пробега объекта за время экспозиции, то функция  $\gamma_1 \ll 1$ . Что, конечно, естественно: для этой спектральной частоты  $\sigma$  объект почти стационарный, потому что смещение объекта мало по сравнению с длиной волны. Нетрудно видеть, что для белого или немонахроматического света для всех спектральных частот, входящих в состав освещающего пучка величина  $\gamma_1 \ll 1$ , если  $\xi/z \ll l_c/s_c$ ,  $l_c^{-1} = \Delta\sigma$  — длина когерентности.

Пусть  $\theta_0 = D/z$  — числовая апертура (или максимальный угол, соответствующий максимальной пространственной частоте, захватываемой матрицей). Тогда величина  $\gamma_1 \ll 1$  для всех  $\xi$  (пикселей регистрации) если  $\theta_0 \ll l_c/s_0$  или более наглядное условие:  $s_0 \ll l_c/\theta_0$ . При этом условии все пространственные частоты запишутся с приемлемым контрастом.

Мы рассмотрели только первый кадр записи. Соответственно в произвольный пиксель  $\xi$  при первой записи поступила энергия  $Q_1(\xi, \tau)$ . Оценим теперь энергию  $Q_n(\xi, \tau)$ , поступающую в каждый пиксель при  $n$ -ом кадре. Пусть  $T$  время между кадрами, соответственно, частота кадров  $T^{-1}$ . Напишем выражение для  $n$ -ого кадра, т. е. экспозицию в промежутке времени  $nT \pm \tau/2$ . В этом положении смещение зеркала  $\delta_n = n\delta$ . Интеграл (3) тогда примет вид:

$$\begin{aligned} \gamma_n &= \int_{nT-\tau/2}^{nT+\tau/2} \exp[2\pi i \sigma \xi s(t)/z] dt = \int_{nT-\tau/2}^{nT+\tau/2} \exp(2\pi i \sigma \xi Vt/z) dt = \\ &= \exp(2\pi i \sigma \xi VnT/z) \operatorname{sinc}(\sigma \xi V\tau/z) = \exp(2\pi i \sigma \xi S_n/z) \operatorname{sinc}(\sigma \xi V\tau/z). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $S_n = VnT = S_1 n$  — смещение объекта за время регистрации  $n$  кадров,  $S_1 = VT$  — смещение объекта за время между соседними кадрами.

Соответственно фаза функции  $\gamma_n$  при  $n$ -ом кадре будет  $\varphi_{s_n} = 2\pi \sigma \xi S_n/z$ .

Таким образом, мы получим набор величин (порций энергий  $Q_n$  при  $n$  экспозиций)

$$\begin{aligned} Q_n(\xi, \delta) &= \int \gamma_n A(\xi, \sigma) \exp(-2\pi i \sigma \delta_n) d\sigma = \\ &= \int \exp(2\pi i \sigma \xi S_n/z) \operatorname{sinc}(\sigma \xi V\tau/z) A(\xi, \sigma) \exp(-2\pi i \sigma \delta_n) d\sigma \approx \\ &\approx \int A(\xi, \sigma) \exp(2\pi i \sigma \theta S_n) \exp(-2\pi i \sigma \delta_n) d\sigma \end{aligned} \quad (6)$$

Для простоты будем считать, что объект движется медленно, поэтому в (6) мы положили  $\operatorname{sinc}(\sigma \xi V\tau/z) \approx 1$  и обозначили  $\theta = \xi/z$  и  $\delta_n = n\delta$ ,  $\delta$  — шаг зеркала. Формулу (6) представим в несколько ином виде:

$$Q_n(\xi, L) = \int A(\xi, \sigma) \exp[2\pi i \sigma (\theta S_1 - \delta)n] d\sigma = \int A(\xi, \sigma) \exp[2\pi i \sigma L(\theta)n] d\sigma, \quad (7)$$

где

$$L(\theta) = S_1\theta - \delta = VT\theta - \delta = (V\theta - u)T \quad (8)$$

Здесь мы ввели  $u$  — скорость зеркала, так что смещение зеркала за один кадр  $\delta = uT$ .

Обращая формулу (7), получаем:

$$A(\xi, \sigma) \sum_n Q_n(\xi, L) \exp[-2\pi i \sigma L(\theta)n]. \quad (9)$$

### Заключение

Таким образом, процедура, описываемая формулой (9), позволяет вычислить комплексную амплитуду равномерно движущегося объекта, т. е. гиперспектральную голограмму нестационарного объекта в некогерентном свете.

### Список источников

- [1] **Каленков, Г. С.** Гиперспектральная голографическая Фурье-микроскопия / Г. С. Каленков, С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // Квантовая электроника. — 2015. — Том 45. — № 4. — С. 333–338.
- [2] **Kalenkov, S. G.** Spectrally-spatial fourier-holography / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, and A. E. Shtanko // Opt. Express 21. — 2013. — С. 24985-24990.
- [3] **Kalenkov, S. G.** Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, and A. E. Shtanko // J. Opt. Soc. Am. B 34, B49-B55. — 2017.



## 71. Реализация голограмм Фурье с использованием высокопроизводительного микрозеркального ПВМС

*Д. С. Гончаров, Н. М. Пономарев, Р. С. Стариков*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Представлены результаты численного и оптического восстановления бинарных голограмм Фурье, для оптического восстановления использован микрозеркальный пространственно-временной модулятор света Texas Instruments Discovery 4100.

*Ключевые слова:* Голография, Компьютерно-синтезированная голограмма, Голограмма Фурье, Корреляционный фильтр, Микрозеркальный пространственно-временной модулятор света.

*Цитирование:* **Гончаров, Д. С.** Реализация голограмм Фурье с использованием высокопроизводительного микрозеркального ПВМС / Д. С. Гончаров, Н. М. Пономарев, Р. С. Стариков // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 388–391.

В настоящее время микрозеркальные пространственно-временные модуляторы света (МЗ ПВМС) являются наиболее быстродействующими средствами пространственной модуляции света, и обеспечивают бинарную амплитудную модуляцию излучения при разрешении в Мпикс с частотой в десятки кГц. Столь высокие характеристики МЗ ПВМС определяют высокую перспективность их применения в динамических голографических системах, таких как системы оперативного формирования заданных световых распределений различного назначения и оптические корреляторы изображений.

В данной работе представлены результаты предварительных экспериментов по реализации компьютерно синтезированных голограмм Фурье с помощью МЗ ПВМС. Эксперименты проводились для голограмм контурных и полутоновых изображений, а также для голограмм, формирующих распределения, соответствующие инвариантным корреляционным фильтрам. В работе использован серийный МЗ ПВМС Texas Instruments Discovery 4100, базирующийся на чипе DLP9500BFLN, такой модулятор обеспечивает разрешение  $1920 \times 1080$  пикс и частоту смены кадра свыше 20 кГц,

Реализация компьютерно-синтезированных голограмм с помощью МЗ ПВМС предполагает два этапа: вначале необходимо синтезировать амплитудную голограмму Фурье с большой глубиной модуляции, после чего бинаризовать её.

Для заданного распределения интенсивности (изображения) или амплитуды и фазы (корреляционный фильтр)  $H$  голограмма Фурье может быть синтезирована по формуле:

$$H_{\text{holo}}(x, y) = \text{Re}[H'(x, y)] - \min(\text{Re}[H'(x, y)]),$$

где  $H'$  — матрица, получаемая путём помещения матрицы  $H$  на пустое поле, превосходящее по размерам в 4 раза, в область, сдвинутую от центра на четверть размеров итоговой матрицы



а) центральная часть голограммы      б) изображение, восстановленное по голограмме  
 Рис. 1. Результаты синтеза и компьютерного восстановления голограммы Фурье для изображения «Лена»

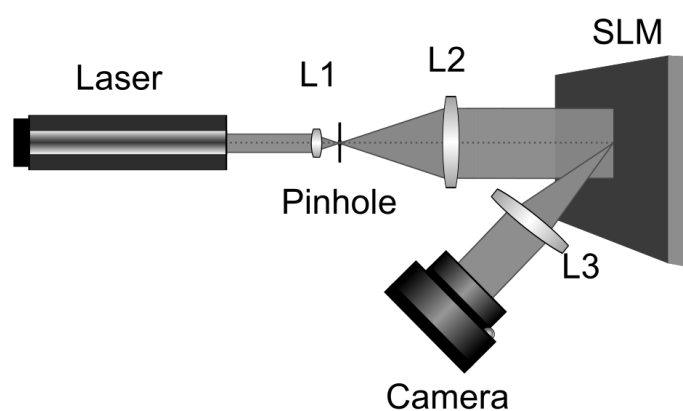
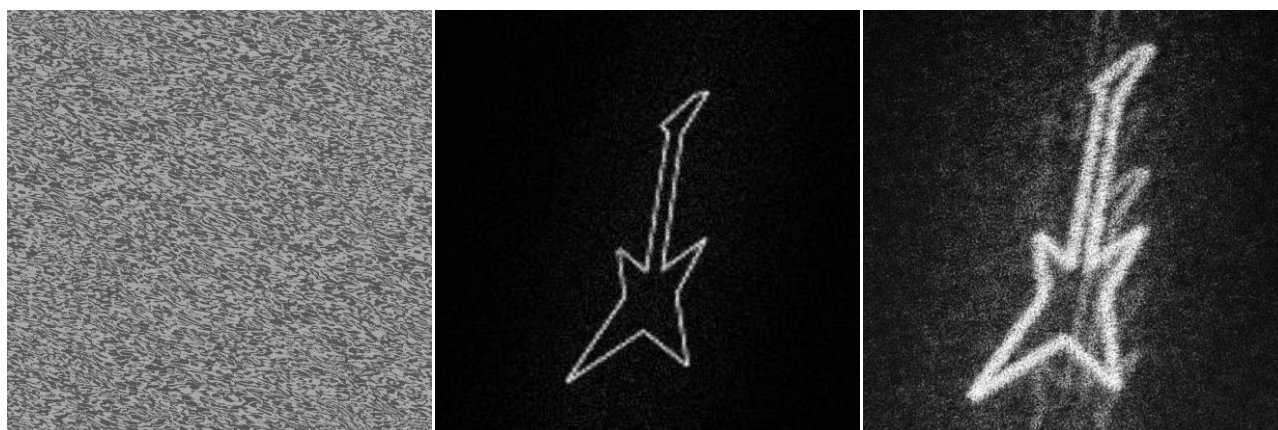


Рис. 2. Экспериментальная установка для восстановления голограмм Фурье

$H'$  [1]. Полученная голограмма может быть восстановлена как численно (модуль от обратного преобразования Фурье), так и оптически (по стандартной схеме восстановления голограмм Фурье). На рисунке 1 представлены результаты синтеза и компьютерного восстановления голограммы Фурье для изображения «Лена». На рисунке 2 представлена экспериментальная установка для восстановления изображений по голограммам Фурье. Плоский лазерный пучок, полученный с помощью коллиматора, состоящего из микрообъектива L1, микродиафрагмы и линзы L2, освещает поверхность МЗ ПВМС. Отражённый МЗ ПВМС модулированный пучок направляется в линзу L3, в результате чего в её задней фокальной плоскости можно наблюдать восстановленное изображение.

Рисунок 1б демонстрирует, что качество восстановления оставляет желать лучшего. Существуют различные методы улучшения качества восстановления голограммы Фурье. Одним из таких методов является мультиплицирование, применимое для любых объектов. Мультиплицированная голограмма представляет собой набор одинаковых голограмм меньшего размера, расположенных симметрично на одном изображении. Такой подход позволяет получить лучшее качество восстановления изображений по голограммам. Для амплитудных объектов эффективным может быть добавление каждому пикселю случайно (0 или  $\pi$ ) фазы.

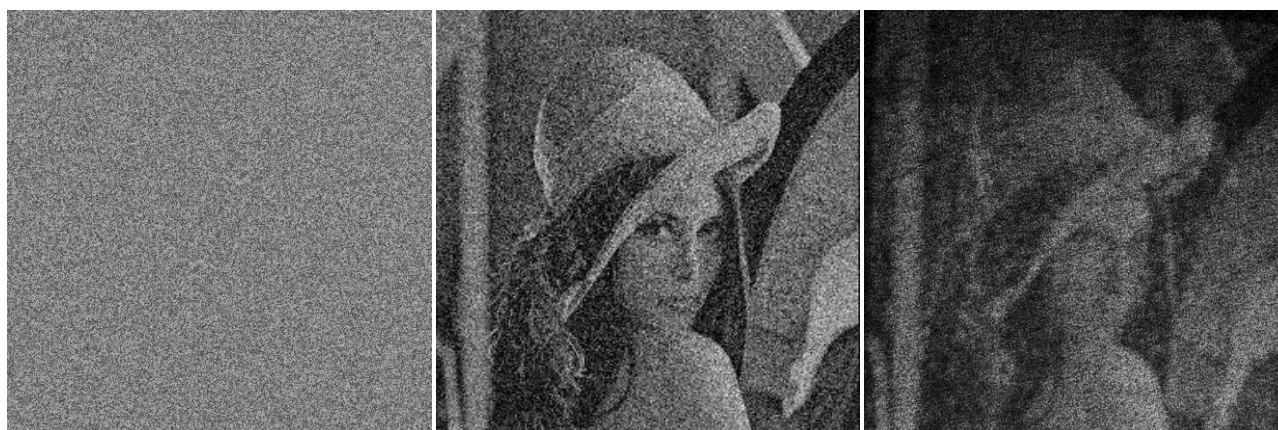


а) бинаризованная голограмма

б) численно восстановленная голограмма

в) оптически восстановленная голограмма

Рис. 3. Синтез, бинаризация и восстановление голограммы для контурного объекта



а) бинаризованная голограмма

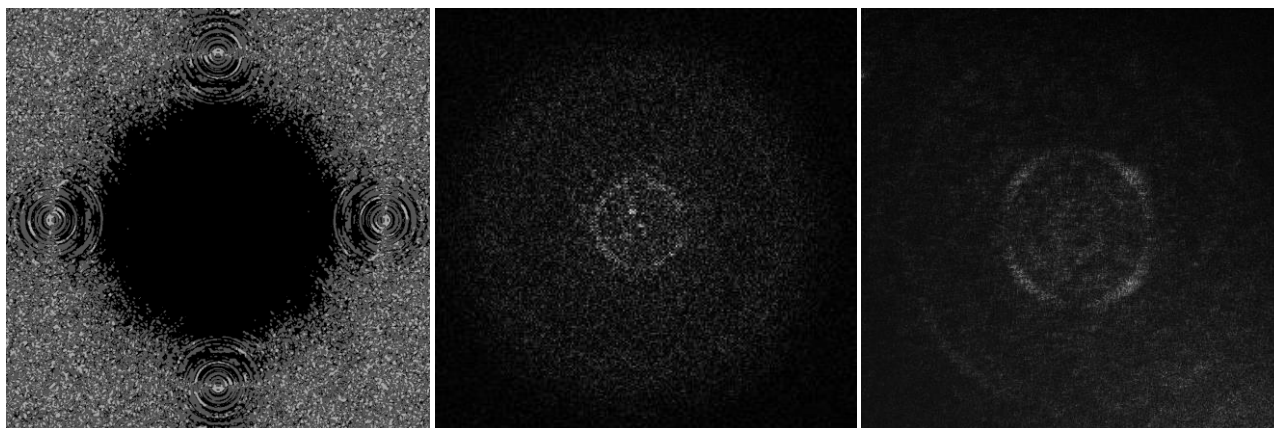
б) численно восстановленная голограмма

в) оптически восстановленная голограмма

Рис. 4. Синтез, бинаризация и восстановление голограммы для полутонного объекта

Также, поскольку полученные голограммы представляют полутонные амплитудные объекты, их необходимо перевести в бинарный вид. Для этого могут быть использованы различные методы бинаризации [2,3]. Нами были исследованы различные методы бинаризации голограмм, и эксперименты показали, что наилучшим образом в среднем восстанавливаются голограммы, бинаризованные методом Брэдли.

На рисунке 3 представлены результаты синтеза бинаризованных методом Брэдли мультиплицированных голограмм контурных изображений, а также результаты численного и оптического восстановления синтезированных голограмм. На рисунке 4 представлены результаты синтеза бинаризованных методом Брэдли мультиплицированных голограмм полутонных изображений с добавлением случайной фазы, а также результаты численного и оптического восстановления синтезированных голограмм. Корреляционный фильтр, в общем случае, является комплексным объектом, поэтому при синтезе соответствующей ему голограммы Фурье нет возможности добавить случайную фазу [4, 5]. На рисунке 5 представлен



а) бинаризованная голограмма

б) численно восстановленная голограмма

в) оптически восстановленная голограмма

Рис. 6. Синтез, бинаризация и восстановление голограммы для корреляционного фильтра

пример синтезированной и бинаризованной голограммы Фурье корреляционного фильтра, а также результаты численного и оптического восстановления изображений по этой голограмме.

Таким образом, в данной работе описаны способы синтеза бинаризованных голограмм Фурье изображений и представлены результаты численного и оптического восстановления изображений по синтезированным голограммам. Как можно видеть по результатам экспериментов, изображения восстанавливаются в приемлемом качестве, сравнимом с качеством численно восстановленных изображений.

### Благодарность

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 17-07-00829 А.

### Список источников

- [1] **Гончаров, Д. С.** Особенности реализации голографических инвариантных корреляционных фильтров на базе фазового жидкокристаллического пространственно-временного модулятора света / Д. С. Гончаров, Е. Ю. Злоказов, Е. К. Петрова, Н. М. Пономарев, Р. С. Стариков // Краткие сообщения по физике ФИАН. — 2019. — № 4. — С. 27–32.
- [2] **Evtikhiev, N. N.** Invariant correlation filter with linear phase coefficient holographic realization in 4-F correlator / N. N. Evtikhiev, S. N. Starikov, D. V. Shaulskiy, R. S. Starikov, E. Yu. Zlokazov // Opt.Eng. — 2011. — Vol. 50. — P. 065803
- [3] **Cheremkhin, P. A.** Comparative appraisal of global and local thresholding methods for binarisation of off-axis digital holograms / P. A. Cheremkhin, E. A. Kurbatova // Optics and Lasers in Engineering. — 2019. — Vol. 115. — P. 119
- [4] **Vijaya Kumar, B. V. K.** Correlation pattern recognition / B. V. K. Vijaya Kumar, A. Mahalanobis, R. D. Juday — Cambridge, U. K.: Cambridge University Press, 2005. — 390 p.
- [5] **Shaulskiy, D. V.** Variants of light modulation for MINACE filter implementation in 4-F correlators / D. V. Shaulskiy, N. N. Evtikhiev, E. Y. Zlokazov, S. N. Starikov, R. S. Starikov, E. K. Petrova, D. Y. Molodtsov // Proc. of SPIE. — 2015. — Vol. 9598. — P. 95980T.

*Научное издание*

## HOLOEXPO 2019

XVI международная конференция по голографии  
и прикладным оптическим технологиям

Тезисы докладов

Редакторы: А. Ю. Жердев

Л. А. Рахманова

Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана

105005, Москва, 2-я Бауманская, 5с1

[www.baumanpress.ru](http://www.baumanpress.ru)

[press@bmstu.ru](mailto:press@bmstu.ru)