

ОГЛО  
УЕ  
ОТ  
Е

# НОЛОЕХРО 2020

XVII международная конференция  
по голографии и прикладным  
оптическим технологиям

## ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



# НОЛОЕХРО 2020

XVII 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 2020** : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов / Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Общество с ограниченной ответственностью «Оптико-голографические приборы». — Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — 320 с.

ISBN 978-5-7038-5516-4

Представлены тезисы докладов XVII международной конференции по голографии и прикладным оптическим технологиям HOLOEXPO 2020 (Москва, 8–9 сентября 2020 г.) по следующим тематикам: современные тенденции развития голографии и прикладных оптических технологий, защитные голограммы и прикладные оптические технологии, формирование голографических изображений с помощью голограммной оптики и оптико-голографические дисплеи, Голограммные и дифракционные оптические элементы, компьютерносинтезированные голограммы, метаматериалы и плазмонные структуры, объемная голография, фоточувствительные материалы и электрооптика, голографическая интерферометрия и оптико-голографическая обработка информации.

ISBN 978-5-7038-5516-4

© МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020 г.  
© ООО «ОГП», 2020 г.

# HOLOEXPO 2020

## XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям

### Устроитель конференции



ООО «Оптико-голографические приборы»  
Москва, Россия

### Генеральный спонсор



АО «НПО «Криптен»  
Дубна, Россия

### Спонсоры конференции



ФГУП «НТЦ «Атлас»  
Москва, Россия



АО «НПО «ГИПО»,  
Казань, Россия



ООО «Хологрэйт»  
Санкт-Петербург, Россия



ЗАО «Голографическая индустрия»  
Минск, Беларусь



ООО «Джеймс Ривер Бранч»  
Москва, Россия



ООО «АОС»  
Москва, Россия



Академия «Контенант»  
Красногорск, Россия



ООО «Оптико-голографические приборы»  
Москва, 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), Национальный исследовательский университет ИТМО (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 автоматики 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 «Микрохоло» (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, Igetta Ernakulam (Индия), Институт голографии (Греция) и др.

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

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Современные тенденции развития голографии  
и прикладных оптических технологий

1. Использование голографических нанотехнологий для защиты от подделок и копирования носителей цифровых кодов идентификации товаров  
*Л. В. Танин, А. Г. Бобореко, М. Н. Луциков, П. В. Моисеенко, В. А. Танин* ..... 10
2. Объединенные метрологические возможности осевых синтезированных голограмм и эталонных пробных стекол для поверки и калибровки средств измерений  
*А. В. Лукин, А. Н. Мельников, В. И. Курт* ..... 13
3. Дифракционные микроструктуры: перспективы развития и ограничения  
*Г. И. Грейсук, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич* ..... 15
4. Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм  
*С. Г. Каленков, Г. С. Каленков* ..... 25
5. Голографические методы записи адресных волоконных брэгговских структур  
*О. Г. Морозов, А. Ж. Сахабутдинов, И. И. Нуреев, А. А. Кузнецов, Р. Ш. Мисбахов* ..... 30
6. Фото-термо-рефрактивное стекло: история, свойства, применения в голографии, сенсорике и лазерной технике  
*Н. В. Никоноров* ..... 48
7. Голографические отражательные решётки брэгга коэффициента усиления и их роль в работе мощных импульсных лазеров  
*А. П. Погода, А. А. Сергеев, И. С. Хахалин, Е. Э. Попов, Н. Л. Истомина, А. С. Борейшо, В. М. Петров* ..... 40
8. Волноводные голографические оптические элементы для дисплеев дополненной реальности  
*А. Н. Путилин, А. В. Морозов, В. В. Дружин* ..... 56
9. Экспериментальное исследование изображающего объектива на основе кольцевой гармонической линзы  
*Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская, В. В. Подлипнов* ..... 60
10. Новые возможности в области создания микро-наноструктурированных оптических и голографических компонентов и лазерных технологий микрообработки  
*В. П. Корольков, С. Л. Микерин, В. П. Бессмельцев, В. С. Терентьев, Д. А. Белоусов, И. А. Лобач, А. В. Достовалов* ..... 66
11. Адаптивная голографическая интерферометрия в приложении к определению материальных параметров фоточувствительных кристаллов  
*С. М. Шандаров, А. О. Злобин, Н. И. Буримов, А. А. Шмидт, К. П. Мельник, С. С. Шмаков, В. В. Шепелевич, И. А. Соколов, М. А. Брюшинин* ..... 74
12. Микрозеркальный ПВМС как голографический носитель: новейшие возможности и применения  
*Р. С. Стариков* ..... 81
13. Передача голографической информации супергетеродинамированием  
*С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев* ..... 87

## II. Защитные голограммы и прикладные оптические технологии

14. Изготовление полноцветных и 3D голограмм соединением матрицы дифракционных решёток и амплитудно-модулированной маски  
*Ч. Б. Кайтуков, В. А. Киселёв, А. В. Яновский*..... 99
15. Подготовка данных для защитных голограмм, записываемых на устройствах dot-matrix  
*А. Н. Кондратьев, Н. В. Кондратьев, А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин* ..... 104
16. Плазменная дифракционная структура с магнитооптическими слоями для формирования скрытых изображений на защитных голограммах  
*А. С. Кузнецов, С. Б. Одинокоев*..... 108
17. Исследование модуляции показателя преломления брэгговских дифракционных решеток  
*Е. Ким, М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев* ..... 111
18. Молекулярно-плазменная маркировка голограмм  
*А. П. Губарев, А. Н. Шалыгин, А. К. Сарычев, А. В. Иванов, А. С. Кузнецов, С. Б. Одинокоев, А. Ф. Смык* ..... 117

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

19. Влияние метода освещения объекта на качество изображений, восстанавливаемых с помощью синтезированных голограмм-проекторов  
*С. О. Старовойтов, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова*..... 123
20. Прецизионная репликация линз и зеркал — эффективная технология для организации крупносерийного выпуска высокоточной сферической оптики  
*А. В. Лукин, А. Н. Мельников* ..... 131
21. Экспериментальное исследование изображающего объектива на основе асферических гармонических линз  
*С. В. Ганчевская, С. В. Скиданов, В. С. Васильев* ..... 133
22. Исследование динамики распространения сверхширокополосных пучков с орбитальным угловым моментом методом импульсной терагерцевой голографии  
*Н. В. Петров, М. С. Куля, Б. В. Соколенко, А. А. Городецкий, В. А. Коклюшкин, Я. В. Граячев, Н. С. Балбекин* ..... 138
23. Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм  
*С. Г. Каленков, Г. С. Каленков* ..... 142
24. Характеристики датчиков малых угловых перемещений, построенных с применением дифракционных оптических элементов  
*В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, Н. В. Суетин, Х. П. Уаман*..... 147
25. Тороидальные линзы как дисперсионные элементы  
*В. А. Бланк, Р. В. Скиданов*..... 156
26. Расчёт вогнутых дифракционных решёток со свободной формой поверхности в схемах на круге Роуланда  
*Ю. В. Бажанов, В. Б. Влашко* ..... 161
27. Анализ аддитивных технологий в приборостроении гражданского направления  
*А. Р. Ахметов*..... 166
28. Контроль орбитального углового момента на основе трехмерных свойств спиральных фазовых пластин для длин волн инфракрасного диапазона  
*В. В. Подлипнов, С. Г. Волотовский*..... 171

#### IV. Голограммные и дифракционные оптические элементы, компьютерносинтезированные голограммы, метаматериалы и плазмонные структуры

29. Формирование дифракционных микроструктур в тонких пленках карбазолсодержащего азополимера  
*Н. А. Ивлиев, В. В. Подлипнов, С. Н. Хонина*..... 177
30. Концепция композитных голограммных оптических элементов  
*Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева, И. А. Гуськов*..... 181
31. Решеточные поляризаторы для видимой и ультрафиолетовой областей спектра: технологии, возможности и перспективы  
*А. Н. Мельников*..... 190
32. Амплитудные ДОЭ без несущей пространственной частоты для работы в расходящихся пучках  
*В. В. Краснов, Р. С. Стариков*..... 193
33. «Сухой» метод изготовления компьютерно-синтезированных голограмм на основе прямой лазерной записи на пленках титана  
*Д. А. Белоусов, В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин, В. Н. Хомутов, Р. В. Шиманский, Р. И. Куц, А. И. Малышев*..... 198
34. Голографические сенсоры из пищевых биополимеров  
*А. П. Торопова*..... 205

#### V. Объемная голография, фоточувствительные материалы и электрооптика

35. Голографическая запись в фоторефрактивных стеклах и кристаллах: сравнительный анализ  
*Н. В. Никоноров, В. М. Петров*..... 210
36. Нанопористые силикатные матрицы как основа композиционных материалов широкого применения  
*О. В. Андреева, Н. В. Андреева, А. О. Исмагилов, Е. П. Быков*..... 220
37. О возможности определения параметров голографических сенсоров на основе галоидного серебра по их спектрам пропускания  
*А. В. Крайский, А. А. Крайский, М. А. Шевченко, В. А. Постников, Т. В. Миронова, М. А. Казарян*.. 225
38. Дифракционный способ измерения динамического диапазона фотоотклика голографического фазового материала  
*А. Ю. Мешалкин, С. А. Шойдин*..... 235
39. Цифровой голографический микроскоп для записи структур сетчатки глаза человека в живую  
*С. Захаровас, М. Сухеймат, Д. А. Атчисон, Э. Дж. Ламберт*..... 246
40. Мультиплексные брэгговские дифракционные решетки для световодов системы дополненной реальности  
*М. В. Шишова, А. Ю. Жердев, Д. С. Лушников, В. В. Маркин, С. Б. Одинокоев*..... 253
41. Новое в технологии обработки слоев бихромированного желатина для голографии  
*Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер*..... 264
42. Особенности мультиэкспозиционной записи голографических решеток в фотополимере Bayfol  
*В. Н. Борисов, Р. А. Окунь, А. Е. Ангервакс, Г. Н. Востриков, Н. В. Муравьев, М. В. Попов*..... 271



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

43. Моделирование квантово-подобных когнитивных феноменов методом голографии Фурье: многошаговые игры и механизмы выбора  
*А. В. Павлов*..... 276
44. Сдвиговый спекл-интерферометр с квадрилинзой  
*Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов*..... 287
45. Улучшение качества восстановленных с цифровых голограмм изображений с использованием интерполяции и фильтрации  
*П. А. Черемхин, А. В. Козлов*..... 291
46. Голографическая волновая модель ассоциативной памяти  
*В. В. Храбров, В. В. Ткаченко*..... 296
47. Отражательные голографические решётки Брэгга в оптическом волокне для датчиков малых вибраций и перемещений  
*В. М. Петров, С. Н. Жуков, Р. А. Кабиев* ..... 301
48. Воспроизведение синтезированных с использованием преобразования Хартли голограмм при помощи микрзеркального модулятора и их применение в задачах оптической обработки информации  
*Н. Н. Евтихийев, В. В. Краснов, Д. Ю. Молодцов, В. Г. Родин, Р. С. Стариков, П. А. Черемхин* ..... 310
49. Итеративные методы бинаризации цифровых голограмм с использованием диффузии ошибки  
*Е. А. Курбатова, В. Г. Родин, П. А. Черемхин* ..... 315

I. Современные  
тенденции развития  
голографии  
и прикладных  
оптических технологий

## 1. Использование голографических нанотехнологий для защиты от подделок и копирования носителей цифровых кодов идентификации товаров

Л. В. Танин, А. Г. Бобореко, М. Н. Луциков, П. В. Моисеенко, В. А. Танин  
ЗАО «Голографическая индустрия», Минск, Республика Беларусь

*Цитирование:* **Танин, Л. В.** Использование голографических нанотехнологий для защиты от подделок и копирования носителей цифровых кодов идентификации товаров / Л. В. Танин, А. Г. Бобореко, М. Н. Луциков, П. В. Моисеенко, В. А. Танин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 10–12.

Как известно, в целях борьбы с теневым оборотом товаров страны ЕАЭС подписали Соглашение о маркировке товаров средствами идентификации в Евразийском экономическом союзе (далее — Соглашение), вступившее в силу 29 марта 2019 г. Соглашение определило единый подход к маркировке товаров, основанный на прослеживаемости движения каждой легально введенной в торговый оборот единицы товара за счет его маркировки средством идентификации — уникальной последовательностью символов в машиночитаемой форме.

Соглашение предусматривает создание каждой из стран своей национальной системы маркировки товаров на основе единой цифровой платформы. Операторы национальных систем будут вносить информацию о национальных средствах идентификации в единый реестр средств идентификации ЕАЭС.

Формирование реестра и его использование всеми участниками оборота маркируемых товаров (а также контролирующими органами) предполагает, в первую очередь, унификацию вышеуказанных средств идентификации (единые формат цифровых кодов и вид их представления). Наиболее вероятно, что в качестве унифицированного будет принят российский образец средства идентификации, разработанный в рамках внедрения национальной информационной системы «Честный знак». Здесь уникальная последовательность символов (далее — код идентификации товара) представляется в виде двухмерного штрихового кода.

В целях защиты кодов идентификации от подделки они будут подвергаться оператором системы криптографическому преобразованию для формирования т. н. «кодов проверки» — дополнительной последовательности символов, позволяющей выявить фальсификацию кода идентификации при его проверке с использованием кассового фискального накопителя и иных технических средств проверки. Код идентификации, дополненный кодом проверки, на практике именуется «кодом маркировки».

Таким образом, при производстве (импорте) каждого конкретного товара его криптографически защищенный код маркировки будет регистрироваться в едином реестре средств идентификации ЕАЭС, а при розничной продаже этого товара — автоматически исключаться

из реестра за счет применения кассового оборудования с подключением к оператору фискальных данных.

Но актуальным остается вопрос о защите от подделки и копирования самого двухмерного штрихового кода.

Эксперты ЕАЭС признают относительно низкую степень его защиты от подделки (копирования). Но полагают, что данный недостаток может быть компенсирован, в частности, увеличением числа этапов оборота подлежащих маркировке товаров, при осуществлении которых требуется передача сведений о товаре в единый реестр средств идентификации ЕАЭС. Такое существенно снизит риск появления на рынке нелегального товара, так как увеличится число контрольных точек, на которых система сможет сигнализировать о попытке повторного ввода одного и того же кода [1].

Нам видится, что в таком подходе кроется серьезная ошибка. Причины ее в следующем.

1. На этапе становления системы маркировки на пространстве ЕАЭС, когда в число вышеупомянутых «контрольных точек» не входят, согласно ст. 9 Соглашения, оптовые перепродавцы, недобросовестные фирмы их числа смогут массово и беспрепятственно перемещать по стране контрафактные (фальсифицированные) товары со скопированными штриховыми кодами для последующих их нелегальных продаж без чеков через столь же недобросовестных индивидуальных предпринимателей и иных физических лиц (на рынках и интернет-площадках, в социальных сетях и т. п.).

2. Вряд ли окажется эффективным разрабатываемое бесплатное мобильное приложение для смартфонов, должное противодействовать нелегальным розничным продажам. Замысел состоит в том, что перед покупкой товара покупатель сможет просканировать смартфоном его двухмерный штриховой код и оперативно получить от оператора информацию — был ли зарегистрирован код маркировки этого товара в едином реестре средств идентификации ЕАЭС, и если да — то не исключен ли еще этот код из реестра в связи с продажей данного товара. Но смартфоны с дистанционным подключением к интернету пока недостаточно распространены. Да и покупателей со смартфонами обмануть будет нетрудно: организаторы нелегальной розничной торговли могут, к примеру, пустить в продажу контрафактные (фальсифицированные) товары с двухмерными штриховыми кодами, скопированными с одной или нескольких единиц легального товара, который придержат.

3. Национальные системы прослеживаемости товаров и единый реестр средств идентификации ЕАЭС могут на длительные промежутки времени быть выведены из строя вследствие хакерских атак. В эти периоды контрафактные (фальсифицированные) товары со скопированными двухмерными штриховыми кодами будут, в силу невозможности прекращения товарооборота, беспрепятственно реализовываться наряду с легальными товарами.

В предвидении появления указанных и иных возможных теневых схем оборота товаров представляется необходимым уже сегодня предусмотреть защиту от подделки предстоящих к использованию двухмерных штриховых кодов.

В Республике Беларусь накоплен значительный опыт в области маркировки товаров. Применяемые для маркировки более чем двух десятков товарных групп контрольные (идентификационные) знаки защищены продуктом голографических нанотехнологий «ноу хау» — *кристаллограммой* (голограммой, дополнительно содержащей скрытое поляризационное изображение). Авторами патента на этот уникальный продукт, не имеющий аналогов на постсоветском пространстве, являются белорусские предприятия: закрытое акционерное общество «Голографическая индустрия», Республиканское научно-техническое предприятие «Криптотех» Комитета государственных знаков при Министерстве финансов Республики Беларусь, Государственное научное учреждение институт физики им. Б. И. Степанова Национальной Академии Наук Республики Беларусь и др. Контрольные (идентификационные) знаки с кристаллограммами производятся РУП «Минская печатная фабрика» Гознака по лицензионному соглашению с белорусскими правообладателями. Производство и последующее использование таких контрольных (идентификационных) знаков осуществляется в режиме, предусмотренном для бланков строгой отчетности.

Кристаллограммы могут сразу впрессовываться национальным оператором в этикетки с двухмерными штриховыми кодами, изготавливаемые по заказам участников оборота маркируемых товаров, либо реализовываться этим участникам в подотчет для самостоятельного наклеивания ими кристаллограмм на такие этикетки, товары либо их упаковку.

В отличие от достаточно широко распространенных обычных голографических наклеек, которые подделываются, например, в Польше или в Китае [2], подделка и копирование кристаллограммы практически невозможна. Визуально ее подлинность (наличие скрытого поляризационного изображения) сразу определяется при наблюдении кристаллограммы через дешевый и доступный к приобретению поляризатор. По официальным данным не было выявлено ни одного случая подделки кристаллограмм.

В связи со всем вышеизложенным нам обоснованно представляется, что дополнение кристаллограммами двухмерных штриховых кодов в корне пресечет оптовые перепродажи контрафактных (фальсифицированных) товаров, их нелегальные розничные продажи и обеспечит поддержание легального товарооборота на периоды выхода из строя национальных систем прослеживаемости товаров либо единого реестра средств идентификации ЕАЭС в результате хакерских атак.

С экономической точки зрения дополнение двухмерных штриховых кодов кристаллограммами незначительно (по нашим предварительным оценкам — на 2–3 белорусских копейки) увеличит стоимость промаркированных товаров, но взамен даст потребителям гарантию их подлинности.

Остается выразить надежду, что белорусский опыт применения защитных кристаллограмм будет оценен и использован в ЕАЭС.

#### **Список источников**

- [1] URL: [label.eaeunion.org/ru-ru/Pages/forum.aspx](http://label.eaeunion.org/ru-ru/Pages/forum.aspx).
- [2] URL: [packbel.by/mag/biblioteka-upakovshhika/golografiya-i-upakovka](http://packbel.by/mag/biblioteka-upakovshhika/golografiya-i-upakovka).

## 2. Объединенные метрологические возможности осевых синтезированных голограмм и эталонных пробных стекол для поверки и калибровки средств измерений

*А. В. Лукин, А. Н. Мельников, В. И. Курт*

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

В докладе рассмотрены новые метрологические возможности совместного применения осевых синтезированных голограмм и эталонных пробных стекол как элементов эталонного набора для решения задач поверки и калибровки контактных и бесконтактных средств измерений, обеспечивающих технологический и аттестационный контроль процессов формообразования оптических поверхностей. Приведены результаты натурального моделирования.

*Ключевые слова:* Осевая синтезированная голограмма, Эталонное пробное стекло, Поверка, Калибровка, Средство измерений, Контроль процессов формообразования, Оптическая поверхность.

*Цитирование:* Лукин, А. В. Объединенные метрологические возможности осевых синтезированных голограмм и эталонных пробных стекол для поверки и калибровки средств измерений / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, В. И. Курт // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 13–14.

В настоящее время как в отечественном, так и в зарубежном оптическом производстве применяются и классические способы серийного производства сферических линз и зеркал (технологический контроль при этом осуществляют при помощи рабочих пробных стекол (РПС), при изготовлении которых до сих пор используются эталонные пробные стекла (ЭПС) [1–3]), и способы на основе использования прецизионных оптических станков с числовым программным управлением и контактных или бесконтактных средств измерений (профилометров и интерферометров) [1, 3–6], причем количество таких средств измерений в оптическом производстве ежегодно возрастает.

Актуальной задачей при использовании как контактных, так и бесконтактных средств измерений на этапе приемки готовых сферических линз и зеркал является отсутствие метрологического обеспечения этих средств измерений в требуемом диапазоне их технических параметров.

Решение этой задачи предлагается осуществить на основе использования эталонного набора в составе пары ЭПС (выпуклое и вогнутое) первого класса точности и первой группы сопряжения с выбранным номинальным значением радиуса кривизны их рабочих сферических поверхностей в диапазоне от 1 до 40 м [2, 7] совместно с эталонной осевой синтезированной голограммой, которая воспроизводит как сходящийся, так и расходящийся геометри-

ческие сферические фронты с таким же номинальным значением радиуса кривизны [8]. Расчет, изготовление и паспортизация эталонной осевой синтезированной голограммы выполняются в соответствии с [9]. При этом важно отметить, что на предприятиях с классическим оптическим производством образовался архив с огромным количеством ЭПС различных типоразмеров высочайшей оптической точности [2, 3].

В качестве демонстрации метрологических возможностей предложенного технического решения выполнено натурное моделирование на макете измерительной установки с применением прототипа эталонного набора, состоящего из двух ЭПС (выпуклого и вогнутого) с номинальным значением радиуса кривизны их рабочих сферических поверхностей 10 м и осевой синтезированной голограммы, дифракционная структура которой восстанавливает как сходящийся, так и расходящийся геометрические сферические фронты с таким же номинальным значением радиуса кривизны. Выявлены и проанализированы источники погрешностей измерений.

В докладе также рассматриваются вопросы паспортизации и тиражирования эталонных наборов предложенного вида.

#### Список источников

- [1] **Окатов, М. А.** Справочник технолога-оптика / М. А. Окатов, Э. А. Антонов, А. Байгожин и др. / Под ред. М. А. Окатова. — СПб. : Политехника, 2004. — 679 с.
- [2] **ГОСТ 2786–82.** Стекла пробные для проверки радиусов и формы сферических оптических поверхностей. Технические условия.
- [3] **Зубаков, В. Г.** Технология оптических деталей: Учебник для студентов оптических специальностей ВУЗ / В. Г. Зубаков, М. Н. Семибратов, С. К. Штандель. / Под ред. М. Н. Семибратова. — М. : Машиностроение, 1985. — 368 с.
- [4] **Smith, W. J.** Modern Optical Engineering. The Design of Optical Systems / W. J. Smith. — N. Y. : SPIE Press, McGraw-Hill Companies, Inc., 2008. — 754 p.
- [5] **Bass, M.** Handbook of Optics. V. II. Design, Fabrication, and Testing; Sources and Detectors; Radiometry and Photometry / M. Bass, V. N. Mahajan, E. V. Stryland, J. H. Altman, L. Arissian, et al. — N. Y. : McGraw-Hill Companies, Inc., 2010. — 1272 p.
- [6] **ГОСТ Р 8.744–2011/ISO/TR 14999–3:2005.** Государственная система обеспечения единства измерений. Оптика и фотоника. Интерференционные измерения оптических элементов и систем. Часть 3. Калибровка и аттестация интерферометров, методика измерений оптических волновых фронтов.
- [7] **ГОСТ 1807–75.** Радиусы сферических поверхностей оптических деталей. Ряды числовых значений.
- [8] **Лукин, А. В.** Основные пробные стекла: две новые и актуальные возможности их реализации в оптических технологиях / А. В. Лукин, А. Н. Мельников // Фотоника. — 2020. — Том 14. — № 1. — С. 68–74.
- [9] **Сборник отраслевых стандартов ОСТ 3–4730–80 — ОСТ 3–4732–80.** Детали оптические с асферическими поверхностями. Метод контроля с помощью синтезированных голограмм.

### 3. Дифракционные микроstructures: перспективы развития и ограничения

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 имени А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

Показано, что подход к исследованию многослойных дифракционных микроstructures, основанный на совместном использовании Q-факторов, полученных в бесконечно тонком приближении в рамках скалярной теории дифракции, и метода строгого анализа связанных волн позволяет достоверно оценить предельные спектральные и угловые характеристики многослойных микроstructures различных типов. Опираясь на эти оценки анализируются пути и перспективы совершенствования микроstructures.

*Ключевые слова:* Дифракционный оптический элемент, Многослойная рельефно-фазовая дифракционная микроstructure, Ди-фракционная эффективность, Скалярная и строгая теории дифракции.

*Цитирование:* Грейсух, Г. И. Дифракционные микроstructures: перспективы развития и ограничения / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 15–24.

#### Введение

Основным элементом в голографии и в дифракционной оптике является, как известно, периодическая микроstructure, изменяющая направление распространения электромагнитной волны в зависимости от длины волны. При этом другое неотъемлемое свойство микроstructure — зависимость дифракционной эффективности (ДЭ) от длины волны и угла падения излучения на микроstructure, может играть как конструктивную, так и деструктивную роль. Например, именно это свойство позволяет наблюдать восстановленное монохроматическое изображение при освещении голограммы Денисюка белым светом. В то же время, если оптический элемент с дифракционной микроstructure (ДОЭ) предполагается использовать в спектральном приборе или изображающей оптической системе, и дифракция излучения в побочные порядки нежелательна на любой длине волны рабочего спектрального диапазона, то зависимость ДЭ от длины волны и угла падения излучения несомненно деструктивна и должна быть минимизирована.

Первый шаг в решении этой задачи был сделан А. В. Лукиным в 1985 г. [1, 2]. Изобретение предполагало компоновку рельефно-фазовой дифракционной микроstructure (РФДМ) из двух различных оптических материалов, как показано на рисунке 1.



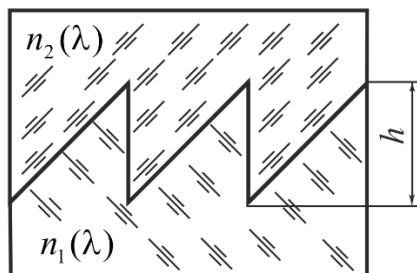
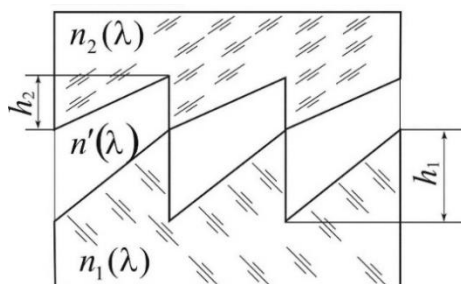
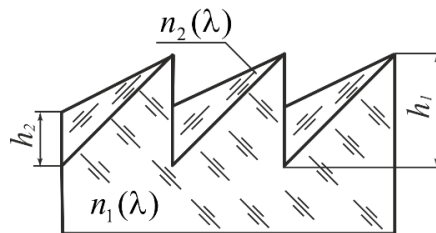


Рис. 1. Двухслойная пилообразная РФДМ



а) Двухслойная при  $n' = 1$  и трехслойная при  $n' \neq 1$  микроструктура с двумя внутренними рельефами



б) Двухслойная микроструктура с внутренним и наружным рельефами

Рис. 2. Двухрельефная пилообразная РФДМ

При этом у того оптического материала, у которого показатель преломления больше, дисперсия должна быть меньше, т. е. разность показателей преломления  $n_2(\lambda) - n_1(\lambda)$  с увеличением длины волны должна увеличиваться (комбинация тяжелого кроноподобного и легкого флинтоподобного материалов). К сожалению, сегодня среди технологичных и коммерчески доступных оптических пластмасс отсутствуют пары с требуемым соотношением оптических констант. Ситуация несколько изменилась благодаря тяжелым кронам, имеющимся среди недавно разработанных специальных марок стекла (glass for molded optics lenses, GMOL) [3]. Линзы из этих материалов могут легко тиражироваться прецизионным литьем или штамповкой. Причем практически без удорожания таким способом тиражироваться могут и линзы с дифракционным микрорельефом на сферической или даже асферической поверхности [4]. К сожалению, даже лучшие комбинации «оптическая пластмасса — GMOL» не позволяют снизить зависимость ДЭ от длины волны и угла падения излучения на ДОЭ до желаемого уровня [5]. Поэтому поиск новых приемлемых оптических материалов для таких микроструктур продолжается.

Следующий шаг в решении задачи ослабления зависимости ДЭ пилообразной РФДМ от длины волны и угла падения излучения предполагает переход к структурам, содержащим два рельефа, которые разделяют два или три слоя оптических материалов [6–12] (рисунки 2а и 2б). Два рельефа позволяют легко решить поставленную задачу используя только два слоя, выполненных из технологичных и коммерчески доступных оптических пластмасс. Действительно в этом случае у того оптического материала, у которого показатель преломления больше, дисперсия также должна быть больше, т. е. разность показателей преломления

$n_2(\lambda) - n_1(\lambda)$  с увеличением длины волны должна уменьшаться (комбинация обычного флинтоподобного и кроноподобного материалов).

### 1. Инструментарий исследования и оценки качества РФДМ

Поиск оптимальных комбинаций оптических материалов как для однорельефных, так и для двухрельефных микроструктур при относительно небольших затратах компьютерного времени позволяют выполнить оценочные параметры, полученные в бесконечно тонком приближении в рамках скалярной теории дифракции. К таким параметрам, в частности, относятся предложенные в работах [13, 14] локальный и интегральный  $Q$ -факторы микроструктуры:

$$\begin{aligned} Q_{Loc} &= |Q_i|_{\max}, \\ Q_{Int} &= \sqrt{\frac{1}{i_{\max}} \sum_1^{i_{\max}} Q_i^2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$Q_i = \frac{\Delta l(\lambda_i)}{\lambda_i} - 1. \quad (2)$$

В формуле (2)  $\Delta l(\lambda_i)$  — приращение оптического пути на одном периоде РФДМ, вычисленное на  $i$ -й длине волны рабочего спектрального диапазона ( $\lambda_{\min} \leq \lambda_i \leq \lambda_{\max}$ ).

В случае двухслойной однорельефной микроструктуры (рисунок 1) выражения (1), полученные в предположении нормального падения излучения на микроструктуру, имеют вид [13]

$$Q_i = \frac{\delta \Delta n(\lambda_i)}{\Delta n^{(Lin)}(\lambda_i)} - 1. \quad (3)$$

$$Q_{Int} = \sqrt{\frac{1}{i_{\max}} \sum_1^{i_{\max}} \left[ \frac{\Delta n(\lambda_i) - \Delta n^{(Lin)}(\lambda_i)}{\Delta n^{(Lin)}(\lambda_i)} \right]^2}, \quad (4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \delta \Delta n(\lambda_i) &= \Delta n(\lambda_i) - \Delta n^{(Lin)}(\lambda_i), \\ \Delta n(\lambda_i) &= n_2(\lambda_i) - n_1(\lambda_i), \\ \Delta n^{(Lin)}(\lambda) &= \lambda_i \Delta n(\bar{\lambda}) / \bar{\lambda}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

а  $\bar{\lambda}$  — центральная длина волны рабочего спектрального диапазона. Глубина же рельефа вычисляется по формуле

$$h = \frac{\bar{\lambda}}{n_2 \bar{\lambda} - n_1 \bar{\lambda}}. \quad (6)$$

Очевидно, что перебор всех оптических материалов из соответствующих каталогов основных мировых производителей с целью минимизации одного из выбранных оценочных

параметров ( $Q_{Loc}$  или  $Q_{Int}$ ) позволит получить оптимальную комбинацию оптических материалов при минимальных затратах компьютерного времени.

Процедура получения оптимальной комбинации материалов двухслойной двухрельефной микроструктуры несколько сложнее. Прежде всего необходимо для исходной тройки оптических материалов и начального значения глубины рельефа  $h_1 \geq 10\bar{\lambda}$  найти соотношение между глубинами рельефов, обеспечивающее (на длине волны  $\bar{\lambda}$  при нормальном падении излучения) оптическую разность хода  $\Delta l(\bar{\lambda}) = \bar{\lambda}$  и, соответственно, ДЭ = 1.

$$k = \frac{h_2}{h_1} = \frac{n_1(\bar{\lambda}) - 1}{n_2(\bar{\lambda}) - 1} - \frac{\bar{\lambda}}{h_1 [n_2(\bar{\lambda}) - 1]}. \quad (7)$$

Оценочный параметр  $Q_i$  будет вычисляться по формуле (2) с использованием выражения

$$\Delta l(\lambda_i) = h_1 \left( [n_1(\lambda_i) - 1] - k [n_2(\lambda_i) - 1] \right). \quad (8)$$

При фиксированных параметрах  $h_1$  и  $k$  следует получить набор значений  $Q_i$  для ряда длин волн, удовлетворяющих условию  $\lambda_{\min} \leq \lambda_i \leq \lambda_{\max}$ . Данный набор позволит определить промежуточные значения локального  $Q_{Loc}$  и/или интегрального  $Q_{Int}$  оценочного параметра. Эти значения будут характеризовать максимальное падение ДЭ микроструктуры, скомпонованной из выбранной тройки оптических материалов, в пределах заданного спектрального диапазона при начальном значении глубины рельефа  $h_1$ . Итерационный процесс по  $h_1$  позволит найти оптимальные глубины рельефов, обеспечивающие минимально возможное падение ДЭ для микроструктуры, скомпонованной из выбранной тройки оптических материалов. Перебор всех оптических материалов из соответствующих каталогов основных мировых производителей позволит получить микроструктуру, у которой падение ДЭ в пределах заданного спектрального диапазона минимально.

Далее следует отметить, что  $Q$ -факторы позволяют лишь оперативно сопоставить комбинации оптических материалов для многослойной пилообразной микроструктуры и отобрать из них наиболее перспективные. А получить достоверную оценку зависимости ДЭ от угла падения излучения на микроструктуру можно лишь в рамках строгой теории дифракции путем решения системы уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями и, в частности, так называемым методом строгого анализа связанных волн (Rigorous coupled-wave analysis, RCWA) [15].

Очевидно, что оценка оптимальной глубины рельефа микроструктуры и максимально допустимого угла падения излучения на нее зависит от выбора соответствующего критерия. Если предполагается использовать ДОЭ в спектральном приборе или изображающей оптической системе и, как уже отмечалось, дифракция излучения в побочные порядки нежелательна на любой длине волны рабочего спектрального диапазона, то наиболее адекватным является критерий, предложенный в работе [10]. Согласно ему глубины рельефов считаются оптимальными, если они обеспечивают максимально возможный диапазон углов падения излучения в

выбранном спектральном диапазоне, в пределах которого ДЭ (в точке ее минимума) не опускается ниже минимально допустимого значения, равного 0,95 от максимального значения ДЭ при нормальном падении излучения на подложку микроструктуры ( $\eta_{EM\ min}^{(\psi)} / \eta_{EM\ max}^{(\psi=0)} \geq 0,95$ ). Это значение гарантирует не только отсутствие гало, но и любое другое визуально наблюдаемое отрицательное влияние побочных дифракционных порядков на качество изображения, формируемого оптической системой с ДОЭ. Этот критерий был успешно использован в целом ряде работ [5, 11, 12].

## 2. Перспективы развития и принципиальные ограничения

Достоверный прогноз перспектив, как известно, невозможен без анализа предшествующих достижений. Поэтому в таблице 1 представлены двухслойные одно- и двухрельефные пилообразные микроструктуры, скомпонованные из ряда пар оптических материалов, у которых достигнуто максимальное подавление спектральной и угловой зависимости ДЭ.

В столбце «Литературный источник» таблицы 1 указана работа, в которой впервые исследовалась микроструктура, скомпонованная из данной пары оптических материалов. Расчеты для этих работ также, как и для настоящей статьи, выполнялись в предположении, что излучение падает на микроструктуру из воздуха со стороны среды с показателем преломления  $n_1(\lambda)$  (рисунки 1 и 2), а угол  $\Psi$  отсчитывается от нормали к подложке.

В столбце таблицы 1 «Максимально допустимый угол падения излучения» указано какому значению отношения пространственного периода микроструктуры к оптимальной величине эффективной глубины рельефа  $P = \Lambda / h_{effect}^{(opt)}$  соответствует максимально допустимый угол. При этом у микроструктуры, изображенной на рисунке 1,  $h_{effect} = h$ , а у микроструктур, изображенных на рисунках 2а и 2б,  $h_{effect} = h_1 + h_2$  и  $h_{effect} = h_1$ , соответственно.

В пределах спектрального диапазона и интервала углов падения излучения на микроструктуру, указанных в таблице 1, нормированная ДЭ  $\eta_{EM\ min}^{(\psi)} / \eta_{EM\ max}^{(\psi=0)}$ , оцененная RCWA-методом, не опускается ниже 0,95. Оптимальная глубина рельефа и максимально допустимые углы падения излучения на микроструктуру указанные в этой таблице, получены с использованием двух компьютерных программ, реализующих RCWA-метод: MC Grating Program и RCWA-PSUACE, представленных в работах [17, 18]. Все двухслойные двухрельефные микроструктуры части 2 этой таблицы имеют внутренний и наружный рельефы (рисунок 2б).

Представленная таблица как в части 1, так и в части 2 демонстрирует определенную корреляцию Q-факторов и максимально допустимых углов падения излучения. Хотя о точном соответствии параметров, полученных в рамках СТД, и углов, рассчитанных RCWA-методом, говорить не приходится.

Угловые характеристики однорельефных микроструктур, скомпонованных из традиционных оптических материалов (№1.1 и №1.2), весьма близки, но значительно уступают характеристикам микроструктуры №1.3. Эта микроструктура, скомпонованная из наноконфо-

**Табл. 1.** Параметры и угловые характеристики ряда одно- и двухрельефных микроструктур

№	Оптические материалы двух слоев	Литературный источник	Оптимальные глубина $h$ или глубины $h_1/h_2$ рельефов, мкм	Спектральный диапазон $\lambda_{\min}-\lambda_{\max}$ , мкм	Локальный и интегральный Q-факторы		Максимально допустимый угол падения излучения $\psi$ , °
					$Q_{Loc}$	$Q_{Int}$	
<b>1. Однорельефные микроструктуры</b>							
1.1	E48R/Toluene	[9]	15,09	0,4–0,7	0,1353	0,058	21,7 при $P = 10$ ; 28,3 при $P = 20$ ; 33,2 при $P = 30$
1.2	AL-6263/M-LAC8	[5]	7,319	0,4–0,7	0,1366	0,061	13,0 при $P = 10$ ; 18,0 при $P = 20$ ; 21,8 при $P = 30$
1.3	Nanocomposite: diamond in PMMA/ITO in PMMA	[16]	3,2	0,4–0,8	0,0452	0,016	36,3 при $P = 10$ ; 45,8 при $P = 20$ ; 50,0 при $P = 30$
1.4	Nanocomposite: diamond in PMMA/mathematical model	[13]	3,2	0,4–0,8	0	0	37,7 при $P = 10$ ; 48,5 при $P = 20$ ; 53,5 при $P = 30$
1.5	Nanocomposite: ZrO <sub>2</sub> in PMMA/PC	[16]	18,9	0,4–0,8	0,1792	0,070	4,0 при $P = 10$ ; 6,3 при $P = 20$ ; 15,7 при $P = 30$
1.6	Nanocomposite: ZrO <sub>2</sub> in PMMA/mathematical model	[13]	24,6	0,4–0,8	0	0	25,6 при $P = 10$ ; 41,7 при $P = 20$ ; 47,3 при $P = 30$
<b>2. Двухрельефные микроструктуры</b>							
2.1	PMMA/PC	[10]	15,1 / 11,7	0,4–0,7	0,1283	0,058	3,2 при $P = 10$ ; 15,0 при $P = 20$ ; 16,8 при $P = 30$
2.2	PMMA/mathematical model	[14]	15,1 / 11,79	0,4–0,7	0	0	3,6 при $P = 10$ ; 26,5 при $P = 20$ ; 27,0 при $P = 30$
2.3	E48R/PC	[14]	16,3 / 13,69	0,4–0,7	0,1193	0,054	4,3 при $P = 10$ ; 15,5 при $P = 20$ ; 19,4 при $P = 30$
2.4	E48R/mathematical model	[14]	16,3 / 13,76	0,4–0,7	0	0	7,7 при $P = 10$ ; 26,1 при $P = 20$ ; 28,2 при $P = 30$

зитных материалов и рассчитанная на расширенный спектральный диапазон, имеет существенно большие допустимые углы. Для того чтобы определить, являются ли эти углы предельными для двухслойной однорельефной пилообразной микроструктуры, в работе [13] было предложено заменить один из оптических материалов микроструктуры такой математической моделью, которая обеспечит  $Q_{Loc} = Q_{Int} = 0$ . Для анализа были выбраны микроструктуры № 1.3 и № 1.5, имеющие минимальные и максимальные значения Q-факторов и, соответственно, наибольшие и наименьшие допустимые углы падения излучения на микроструктуру.

У модельной микроструктуры № 1.4, как и у микроструктуры № 1.3, нижний слой, на который из воздуха падает излучение, выполнен из материала nanocomposite: diamond in PMMA. Его показатель преломления на центральной длине волны  $\bar{\lambda} = 0,6$  мкм спектрального диапазона, ограниченного длинами волн  $\lambda_{\min} = 0,4$  мкм и  $\lambda_{\max} = 0,8$  мкм, и коэффициент дисперсии, вычисленный по формуле

$$v^{(\bar{\lambda})} = \frac{n_{\bar{\lambda}} - 1}{n_{\lambda_{\min}} - n_{\lambda_{\max}}}, \quad (9)$$

где  $n_{\lambda_{\min}}, n_{\bar{\lambda}}, n_{\lambda_{\max}}$  — значения показателя преломления среды на минимальной  $\lambda_{\min}$ , центральной  $\bar{\lambda}$  и максимальной  $\lambda_{\max}$  длинах волн выбранного спектрального диапазона, соответственно равны  $n_{\bar{\lambda}} = 1,77097$ ,  $v^{(\bar{\lambda})} = 23,533$ . Верхний модельный материал обеспечивает  $Q_{Loc} = Q_{Int} = 0$  и то же самое значение  $\Delta n(\bar{\lambda})$ , что и у микроструктуры № 1.3.

У модельной микроструктуры № 1.6, как и у микроструктуры № 1.5, нижний слой, на который из воздуха падает излучение, выполнен из материала nanocomposite:  $ZrO_2$  in PMMA. Его показатель преломления на центральной длине волны и коэффициент дисперсии соответственно равны  $n_{\bar{\lambda}} = 1,61748$ ,  $v^{(\bar{\lambda})} = 18,824$ . Верхний модельный материал обеспечивает  $Q_{Loc} = Q_{Int} = 0$  и то же самое значение  $\Delta n(\bar{\lambda})$ , что и у микроструктуры № 1.5.

Расчет и оптимизация глубин рельефов микроструктур № 1.4 и 1.6 показали, что допустимые углы падения излучения из воздуха на микроструктуру № 1.4 больше соответствующих углов падения на микроструктуру № 1.6 (таблица 1). При этом нормированная разница углов, соответствующих одному и тому же значению  $P$ , уменьшается с ростом этого параметра микроструктуры. Действительно, если при  $P = 10$  нормированная разница углов составляет примерно 47%, то при  $P = 30$  всего лишь 13%. Эта тенденция выражена еще в большей степени для углов падения излучения на пилообразный рельеф внутри первого слоя этих микроструктур. Более того дополнительные исследования микроструктур с  $Q = 0$ , скомпонованных из двух модельных материалов, показали, что допустимые углы падения излучения практически не зависят от формы дисперсионной кривой  $n_1(\lambda)$ , а определяются лишь оптимальной глубиной рельефа  $h$ , т. е. разностью  $\Delta n(\bar{\lambda}) = n_2(\bar{\lambda}) - n_1(\bar{\lambda})$  (формула (6)). Учтем вышеизложенное и примем во внимание, что материалы микроструктуры № 1.4 обеспечивают максимально возможную для известных оптических материалов (пригодных для ДОЭ) разность  $\Delta n(\bar{\lambda})$  и соответственно минимальную  $h$ . Это позволит рассматривать полученные допустимые углы микроструктуры № 1.4 как предельные для двухслойной однорельфной пилообразной микроструктуры.

Здесь следует заметить, что в таблице 1 не нашли отражения двухслойные однорельфные РФДМ, для компоновки которых использовались нанокompозитные материалы с наночастицами из двуокиси циркония и титана [19]. Также в эту таблицу не вошла РФДМ, скомпонованная из УФ-отверждаемых смол двух новых типов [20]. Нам не удалось связаться с авторами этих инновационных разработок и получить дисперсионные формулы их материалов. В результате мы не смогли сопоставить по единому критерию результаты этих разработок с результатами, представленными в таблице 1, и оценить насколько спектральные и угловые характеристики не вошедших в таблицу микроструктур близки к предельно возможным для микроструктур данного типа.

Угловые характеристики двухрельефных микроструктур, скомпонованных из традиционных оптических материалов (№2.1 и 2.3), вполне сопоставимы, но значительно уступают характеристикам микроструктуры №1.3. Для того чтобы установить предельные характеристики двухслойных двухрельефных микроструктур и оценить насколько эти характеристики у микроструктур №2.1 и 2.3 отличаются от предельно возможных, верхний оптический материал этих микроструктур заменялся соответствующей математической моделью, обеспечивающей выполнение условия  $Q_{Loc} = Q_{int} = 0$ . При этом глубины рельефов  $h_1$  нижних слоев микроструктур №2.2 и 2.4 принимались равными глубинам  $h_1$  микроструктур №2.1 и 2.3, соответственно, а глубины верхних слоев  $h_2$  оптимизировались.

В результате было установлено, что максимально допустимые углы падения излучения на модельные микроструктуры достаточно близки, а допустимые углы падения излучения внутри нижнего слоя этих микроструктур, особенно при больших пространственных периодах, практически совпадают. Действительно, максимально допустимый угол падения излучения внутри нижнего слоя микроструктуры №2.2 при  $P = 30$  равен  $17,5^\circ$ , в то время как соответствующий угол микроструктуры №2.4 составляет  $17,75^\circ$ . Следовательно, представленные в таблице 1 максимально допустимые углы падения излучения на модельные микроструктуры №2.2 и 2.4 можно рассматриваться как предельные углы для двухслойных двухрельефных пилообразных микроструктур. Данные углы примерно в полтора раза превышают максимально допустимые углы падения излучения на микроструктуры №2.1 и 2.3. Это существенно отличается от того, что продемонстрировано для однорельефных микроструктур, скомпонованных из традиционных оптических материалов, допускающих прецизионное литье или штамповку.

### Заключение

Изложенный в настоящем докладе подход к исследованию многослойных РФДМ, основанный на совместном использовании  $Q$ -факторов и RCWA-метода, позволил установить нижеследующее:

1. В видимом спектральном диапазоне (0,4–0,7 мкм) максимально допустимые углы падения излучения на микроструктуру, достигнутые у двухслойных однорельефных микроструктур, скомпонованных из традиционных и допускающих прецизионное литье или штамповку оптических материалов, не более чем на 15–20% превышают соответствующие углы падения на двухслойные двухрельефные микроструктуры, компонуемые из технологичных и коммерчески доступных оптических пластмасс. В то же время предельные углы падения излучения на двухслойные однорельефные микроструктуры почти вдвое превышают соответствующие углы двухслойных двухрельефных микроструктур.

2. Технологичные и коммерчески доступные пластмассы позволяют компоновать двухслойные двухрельефные микроструктуры со спектральными и угловыми характеристиками, близкими к предельно возможным для этого типа микроструктур.

3. Из практически значимых комбинаций материалов для двухслойных однорельефных микроструктур лучшими являются пары «оптическая пластмасса — GMOL», однако максимально допустимые углы падения излучения на микроструктуры, скомпонованные из них, существенно меньше предельных углов для этого типа микроструктур.

4. Получить у двухслойных однорельефных микроструктур спектральные и угловые характеристики, максимально приближенные к предельным, позволяет их компоновка из нанокompозитных оптических материалов.

### Благодарность

Авторы настоящей статьи признательны авторам работы [16] за представленную возможность использования дисперсионных формул, разработанных ими нанокompозитных материалов. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №20-19-00081).

### Список источников

- [1] Патент 1271240 РФ. Голограммный оптический элемент / А. В. Лукин, К. С. Мустафин, Р. А. Рафиков. — Обубл. 1985.
- [2] Лукин, А. В. Голограммные оптические элементы // Оптический журнал. — 2007. — Том 74. — №1. — С. 80–87.
- [3] HOYA GROUP Optics Division. Glass Molded Lenses / URL: [www.hoyaopticalworld.com/english/products/moldlenses.html](http://www.hoyaopticalworld.com/english/products/moldlenses.html).
- [4] Edmund Optics: plastic hybrid aspheric lenses / URL: [www.edmundoptics.com/optics/optical-lenses/aspheric-lenses/plastic-hybrid-aspheric-lenses/3200](http://www.edmundoptics.com/optics/optical-lenses/aspheric-lenses/plastic-hybrid-aspheric-lenses/3200).
- [5] Грейсух, Г. И. Спектральная и угловая зависимость эффективности двухслойной однорельефной пилообразной микроструктуры / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, А. И. Антонов, С. А. Степанов, Б. А. Усиевич // Компьютерная оптика. — 2018. — Том 42. — №1. — С. 38–43.
- [6] Ebstein, S. T. Achromatic diffractive optical elements // Proc. of SPIE. — 1995. — Vol. 2404. — P. 211–216.
- [7] Design concepts for broadband high-efficiency DOEs / В. Н. Kleemann, М. Seesselberg, J. Ruoff // URL: [www.jeos.org/index.php/jeos\\_rp/article/view/176](http://www.jeos.org/index.php/jeos_rp/article/view/176).
- [8] Greisukh, G. I. Comparison of electromagnetic and scalar methods for evaluation of efficiency of diffractive lenses for wide spectral bandwidth / G. I. Greisukh, V. A. Danilov, E. G. Ezhov, I. A. Levin, S. A. Stepanov, B. A. Usievich // Optics Communication. — 2015. — Vol. 338. — P. 54–57.
- [9] Грейсух, Г. И. Спектральная и угловая зависимости эффективности рельефно-фазовых дифракционных линз с двух- и трехслойной микроструктурами / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов, Б. А. Усиевич // Оптика спектроскопия. — 2015. — Том 118. — №6. — С. 118–125.
- [10] Грейсух, Г. И. Спектральная и угловая зависимости эффективности дифракционных линз с двухрельефной и двухслойной микроструктурой / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов, Б. А. Усиевич // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — №5. — С. 56–61.
- [11] Грейсух, Г. И. Минимизация суммарной глубины внутренних пилообразных рельефов двухслойной рельефно-фазовой дифракционной микроструктуры / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, А. И. Антонов, С. А. Степанов, Б. А. Усиевич // Оптика спектроскопия. — 2018. — Том 124. — №1. — С. 100–104.



- [12] **Грейсух, Г. И.** Спектральная и угловая зависимость эффективности трехслойных рельефно-фазовых дифракционных элементов ИК-диапазона / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, С. А. Степанов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич // Оптика спектроскопия. — 2018. — Том 125. — №1. — С. 57–61.
- [13] **Greisukh, G. I.** Potential opportunities of sawtooth diffraction microstructure with two layers and single relief / G. I. Greisukh, E. G. Ezhov, A. I. Antonov, V. A. Danilov, B. A. Usievich // Journal of Optics. — 2020. — No. 7 (in press).
- [14] **Грейсух, Г. И.** Предельные спектральные и угловые характеристики многослойных рельефно-фазовых дифракционных микроструктур / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов, В. А. Данилов, Б. А. Усиевич. // Квантовая электроника. — Том 50. — №7 (в печати).
- [15] **Moharam, M. G.** Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction / M. G. Moharam, T. K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. — 1981. — Vol. 71. — No 7. — P. 811–818.
- [16] **Werdehausen, D.** Dispersion-engineered nanocomposites enable achromatic diffractive optical elements / D. Werdehausen, S. Burger, I. Staude, T. Pertsch, M. Decker // Optica. — 2019. — Vol. 6. — No 8. — P. 1031–1038.
- [17] **Lyndin, N. M.** Modal and C Methods Grating Design and Analysis Software / URL: [www.mcgrating.com](http://www.mcgrating.com).
- [18] **Грейсух, Г. И.** Одно- и многослойные киноформные элементы для компактных объективов среднего ИК диапазона / Г. И. Грейсух; А. И. Антонов; Е. Г. Ежов / Оптический журнал. — 2019. — Том. 86. — № 6. — С. 3–6.
- [19] **Korenaga, T.** Design method for diffractive lens for imaging and improvement of diffraction efficiency by laminating novel nanocomposite film on diffractive lens / T. Korenaga, T. Ando, Y. Okada, S. Nishiwaki, M. Suzuki // Optical review. — 2014. — Vol. 21. — No 6. — P. 737–744.
- [20] **Nakamura, T.** Fundamental properties of broadband dual-contact diffractive optical elements / T. Nakamura, K. Suzuki, Y. Inokuchi, S. Nishimura // Optical Engineering. — 2019. — Vol. 58. — P. 085103.

## 4. Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм

С. Г. Каленков<sup>1</sup>, Г. С. Каленков<sup>2</sup>

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

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

Рассмотрены принципы и техника регистрации и реконструкции цифровых гиперспектральных голограмм. Оптическая схема регистрации содержит сканирующий интерферометр и источник полихроматического излучения. Показана глубокая аналогия между объёмными (толстослойными) голограммами Денисюка и цифровыми голограммами, которые регистрируются для каждого положения сканирующего зеркала. Именно: каждую цифровую голограмму, записанную при некотором определённом смещении зеркала, можно уподобить соответствующей ей зеркальному фотослою в толстой голограмме Денисюка. Исследовано также влияние шумов различной природы на качество восстановления цифровых голографических изображений.

*Ключевые слова:* Оптика, Гиперспектральная голография Сканирующий интерферометр, цифровые голограммы Денисюка.

*Цитирование:* **Каленков, С. Г.** Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм / С. Г. Каленков, Г. С. Каленков // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 25–29.

### Введение

Принципы регистрации цифровых гиперспектральных голограмм были рассмотрены в серии наших работ [1–3]. Оптическая схема регистрации таких голограмм включала в себя источник белого света и сканирующий интерферометр. Серия опорных волн формировалась в процессе движения зеркала интерферометра, таким образом на матрице регистрировался набор голограмм. Мы показали, что Фурье преобразование интерферограммы в каждом пикселе матрицы по смещению зеркала на каждой спектральной частоте дает комплексную амплитуду объектного поля, т. е. гиперспектральную голограмму. В этих работах использовался источник белого света с высокой степенью пространственной когерентности, что позволяло формировать пучки плоских опорных волн. В работе [4] мы предложили и успешно реализовали оптическую схему регистрации гиперспектральных голограмм в свете протяженного источника. Такая схема известна как интерферометр общего пути. В этом случае опорный пучок являлся частью отфильтрованного объектного поля. Помимо снижения требований к пространственной и временной когерентности, схема интерферометра общего пути позволяет значительно снизить влияние шумов, связанных с вибрацией. Следует также отметить, что предложенная в работах [1–4] техника записи гиперспектральных голограмм основана на методах фурье-спектроскопии, которая, как известно, обладает существенными преимуще-

ствами, известными в литературе, как выигрыш Жакино [5]. Именно техника фурье-спектро-скопии обеспечивает беспрецедентное увеличение величины сигнал/шум, что в конечном итоге позволяет получать голограммы с высоким пространственно-спектральным разрешением. Общей чертой оптических схем записи гиперспектральных голограмм является применение сканирующего зеркала для генерации набора фазово-модулированных опорных волн. Далее в работе [6] мы предложили метод и соответствующую схему записи цифровых голограмм в свете лазерного источника со сканирующим зеркалом. Мы показали, в частности, что между аналоговыми голограммами Денисюка и схемой записи цифровых голограмм, со сканирующим интерферометром имеется глубокая аналогия. В частности, набор цифровых голограмм, которые регистрируются при перемещении зеркала, можно представить, как «цифровые слои», аналогичные зеркальным слоям в фотослое толстослойной голограммы Денисюка. Важная особенность таких объемных цифровых голограмм состоит в том, что процесс восстановления голографического изображения сводится по существу к простому фурье-преобразованию (в каждом пикселе матрицы регистрации) по величине смещения сканирующего зеркала. Кроме того, объемные голограммы, как известно, позволяют восстанавливать одно изображение объекта: действительное или мнимое (сопряженное). Для цифровой объемной голограммы это дает возможность значительно понизить шум, возникающий из-за наложения друг на друга действительного и сопряженного изображения. Сама по себе возможность регистрации цифровых объемных голограмм представляет, конечно, самостоятельную ценность и в других задачах, где есть необходимость регистрации не только плоских объектов, но и протяженных сцен.

### 1. Модель

Как и в работах [1–3] обратимся к схеме записи цифровой френелевской голограммы со сканирующим интерферометром. Пусть  $\mathbf{a}(\mathbf{x})$  — комплексная функция пропускания (отражения) объекта- транспаранта,  $\mathbf{x}$  — двумерная координата в плоскости объекта. Объект освещен лазерным светом с длиной волны  $\lambda$ .

Обозначим

$$\mathbf{A}(\xi) = A(\xi) \exp i\varphi(\xi) \quad (1)$$

комплексную амплитуду объектного поля в плоскости матрицы регистрации,  $\xi$  — двумерная координата. Функции  $\mathbf{a}(\mathbf{x})$  и  $\mathbf{A}(\xi)$  связаны интегралом дифракции  $\mathbf{A}(\xi) = \int \mathbf{a}(\mathbf{x}) \Phi(\mathbf{x} - \xi) d\mathbf{x}$ , где

$$\Phi(\mathbf{x} - \xi) = \frac{1}{i\lambda z} \exp \left[ 2\pi i \sigma \frac{(\mathbf{x} - \xi)^2}{2z} \right] - \text{функция Френеля, } \sigma = 1/\lambda - \text{ волновое число. На матрицу в}$$

процессе записи регистрации поступают также опорные волны, отраженные от сканирующего зеркала. Будем полагать, что зеркало движется равномерно со скоростью  $V$ . Если  $\nu$  — частота камеры регистрации, то смещение зеркала за один кадр  $\delta_0 = V/\nu$ . Тогда амплитуду опорной волны  $r_n$  при  $n$ -ом кадре ( $n = 0, 1, 2, \dots, N - 1, N$  — число кадров за одно сканирование) можно представить в виде

$$\mathbf{r}_n = r \exp(2\pi i \sigma n \delta_0) \quad (2)$$

Далее, для простоты записи амплитуда объектного поля  $A(\xi)$  и амплитуда опорной волны будет нормирована на  $r$ , т. е. мы будем использовать безразмерные амплитуды. В этих обозначениях амплитуда опорной волны равна единице, т. е.  $\mathbf{r}_n = \exp(2\pi i \sigma n \delta_0)$ .

Массив из  $N$  цифровых голограмм  $G_n$  опорными волнами  $\mathbf{r}_n = \exp(2\pi i \sigma n \delta_0)$ , можно представить в виде

$$G_n = |\mathbf{r}_n + \mathbf{A}(\xi)|^2 = G_0 + \mathbf{A}(\xi) \exp(-2\pi i \sigma n \delta_0) + \text{КС}, \quad (3)$$

где КС — означает комплексное сопряжение,  $G_0 = 1 + |\mathbf{A}(\xi)|^2$  — фон и  $N = L/\delta_0$  число голограмм, при ходе зеркала  $L$ . Если теперь умножить каждую голограмму  $G_n$  на опорную волну, с которой ее записывали, то получим функцию  $\mathbf{A}_n(\xi)$ , которую естественно интерпретировать как комплексная амплитуда «цифровой волны», отраженная от «цифрового» слоя  $G_n$ .

$$\mathbf{A}_n(\xi) = G_0 \exp(2\pi i \sigma n \delta_0) + \mathbf{A}(\xi) + \mathbf{A}^*(\xi) \exp(4\pi i \sigma n \delta_0). \quad (4)$$

Здесь усматривается очевидная аналогия между аналоговой голографией во встречных пучках, в которой Ю. Н. Денисюк [7] дал изящное истолкование оптического восстановления голографического изображения, возникающее как процесс отражения восстанавливающей волны от зеркальных слоев в толстом фотослое. Следуя, вообще, аналогии между аналоговой голограммой и цифровой, мы можем рассматривать первое слагаемое в (4), как фон, второе слагаемое, как восстановленное поле предметной «цифровой» волны, третье слагаемое — это сопряженное изображение. И фон, и сопряженное изображение представляют собой шум, который, естественно, снижает качество изображения. Если взять сумму всех цифровых волн (4), отраженных от всех цифровых слоев, то получим выражение для комплексной амплитуды  $\mathbf{A}_N$  восстановленного поля в плоскости матрицы регистрации.

$$\mathbf{A}_N = \sum_{-N}^N \mathbf{A}_n = N \left[ s_1 G_0 + \mathbf{A}(\xi) + s_2 \mathbf{A}^*(\xi) \right] \quad (5)$$

Здесь

$$s_1 = \frac{1}{N} \sum_0^{N-1} \exp(2\pi i \sigma n \delta_0) = \exp\left[\pi i \sigma (N-1) \delta_0\right] \frac{\sin(\pi N \sigma \delta_0)}{N \sin(\pi \sigma \delta_0)}, \quad (6)$$

$$s_2 = \frac{1}{N} \sum_0^{N-1} \exp(4\pi i \sigma n \delta_0) = \exp\left[2\pi i \sigma (N-1) \delta_0\right] \frac{\sin(2\pi N \sigma \delta_0)}{N \sin(2\pi \sigma \delta_0)}. \quad (7)$$

Как следует из (6) и (7) при увеличении числа интерферограмм  $N$ , множители  $|s_{1,2}| \rightarrow 0$ . Таким образом, фон  $s_1 G_0$  и сопряженное изображение  $s_2 \mathbf{A}^*(\xi)$  малы по сравнению с объектным полем  $\mathbf{A}(\xi)$ , тем не менее, связанный с ними шум все равно остается. Однако, можно подобрать такие условия, при которых оба множителя  $s_{1,2} = 0$ . Как очевидно из (6) и (7), для этого необходимо чтобы одновременно числители выражениях (6) и (7) обращаются в ноль, т. е.:

$\sin(\pi N \sigma \delta_0) = \sin(2\pi N \sigma \delta_0) = 0$ , но знаменатели были бы отличны от нуля. Это возможно при условии

$$\delta_0 = \lambda \frac{k}{N} \text{ и } N \geq 3. \quad (8)$$

Условие (8) устанавливает связь между числом голограмм  $N$  и длиной шага  $\delta_0$ . Следует отметить, что традиционно в методе фазовых шагов получают несколько голограмм (обычно три или больше), содержащие фон- нулевой порядок и два изображения: прямое и сопряженное, — которые накладываются друг на друга. Затем из полученного набора вычисляют голограмму объекта. В данном случае мы имитируем «цифровое излучение» от зеркальных слоев Денисюка и путем специального подбора слоев — это формула (8), на выходе получаем только комплексную амплитуду предметного поля. Таким образом, главное отличие этого метода от метода фазовых шагов состоит в том, что длина фазового шага  $\delta_0$  связана с числом голограмм  $N$  — числом зеркальных «цифровых» слоев условием (8). Это условие обеспечивает, образно говоря, соответствующий «резонанс» или условие усиливающей интерференции для предметного поля и гасящую интерференцию для поля фона, и поля сопряженного изображения. Вычисление сумм (6), (7) проще выполнить путем соответствующего преобразования Фурье. Такая техника была использована, в частности, в нашей работе [8] для понижения шума в голограммах, полученных методом непрерывного сканирования.

### Заключение

Принципы и идеи аналоговой голографии во встречных пучках, заложенные в пионерских работах Ю. Н. Денисюка применимы с успехом и в цифровой голографии в оптических схемах со сканирующим интерферометром. При этом, роль зеркальных слоев почернения в фотослое играет набор цифровых голограмм («цифровые» слои), полученные при смещении сканирующего зеркала. Как показано выше, при определенной связи между числом цифровых слоев и расстоянием между ними, определяемым смещением сканирующего зеркала, реконструированное изображение не содержит шум, связанный с наличием фона и сопряженного изображения.

### Благодарность

Работа поддержана грантом РФФ 18-19-00450.

### Список источников

- [1] Kalenkov, S. G. [Spectrally-spatial fourierholography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Optics Express. — 2013. — Oct. — Том 21. — №21. — С. 24985–24990.
- [2] Kalenkov, G. S. Гиперспектральная голографическая фурье- микроскопия/ G. S. Kalenkov, S. G. Kalenkov, A. E. Shtanko // Квантовая электроника. — 2015. — Том 4. — №45. — С. 333-338.
- [3] Kalenkov, S. G. [Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America B. — 2017. — May. — Том 34. — №5. — С. B49–B55.
- [4] Kalenkov, S. G. Self-reference hyperspectral holographic microscopy/ S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Vol. 36. — A34–A38.

- [5] **Белл, Р. Дж.** Введение в Фурье-спектроскопию / Р. Дж. Белл; пер. под ред. Г. Н. Жижина. — М. : Мир, 1975.
- [6] **Kalenkov, S. G.** [Hyperspectral holography and volume Denisyuk holograms](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov // Holography : Advances and Modern Trends VI : Proc. of SPIE. — 2019. — Vol. 11030. — P. 1103004.
- [7] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения/ Ю. Н. Денисюк // Оптика и спектроскопия. — 1963. — Том 15. — С. 552–532.
- [8] **Kalenkov, S. G.** [Continuous phase-shifting holography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America B. — 2019. — January. — Том 37. — № 1.

## 5. Голографические методы записи адресных волоконных брэгговских структур

О. Г. Морозов<sup>1</sup>, А. Ж. Сахабутдинов<sup>1</sup>, И. И. Нуреев<sup>1</sup>, А. А. Кузнецов<sup>1</sup>, Р. Ш. Мисбахов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

<sup>2</sup> Казанский государственный энергетический университет, Казань, Россия

Конкретные применения адресных волоконных брэгговских структур налагают определенные требования на форму их спектра отражения/пропускания, которая определяется профилем показателя преломления входящих в их структуру брэгговских решеток. Общими требованиями к указанным структурам является ширина полосы пропускания отражающих/пропускающих адресных элементов в 0,5–1 пм и частотный разнос между ними в 10–40 ГГц, обеспечивающие высокую разрешающую способность измерений различных физических величин. В работе рассмотрены голографические методы записи на основе фазовых масок, интерферометров Тальбота и Ллойда и их комбинаций для реализации симметричных и несимметричных адресных волоконных брэгговских структур, позволяющие выполнить указанные выше требования.

*Ключевые слова:* Голографические методы записи брэгговских структур, Адресные волоконные брэгговские решетки, Фазовая маска, Интерферометр Тальбота, Интерферометр Ллойда.

*Цитирование:* Морозов, О. Г. Голографические методы записи адресных волоконных брэгговских структур / О. Г. Морозов, А. Ж. Сахабутдинов, И. И. Нуреев, А. А. Кузнецов, Р. Ш. Мисбахов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 30–39.

### Введение

Адресные волоконные брэгговские структуры (АВБС) — квазипериодические структуры в оптическом волокне, которые при направлении на них широкополосного лазерного излучения с равномерной амплитудно-частотной характеристикой формируют в оптическом диапазоне двухчастотное излучение, разность между частотами которого много меньше несущих оптических частот и находится в радиочастотной области спектра [1–3]. Разностная частота между двумя частотными составляющими называется адресной частотой. Такая частота инвариантна к воздействию внешних физических полей и не меняется при смещении центральной частоты АВБС [4]. Таким образом, АВБС одновременно являются и формирователем несущего информацию двухчастотного излучения и чувствительным элементом измерительных систем, на основе которых могут быть построены распределенные радиофотонные сенсорные системы с большим количеством датчиков на единой брэгговской длине волны в каждом канале и без сложных оптико-электронных схем интеррогации [5, 6].

Закономерным является переход от АВБС к многоадресной волоконной брэгговской структуре (МАВБС), в спектральном отклике которой сформированы три (и более) оптических

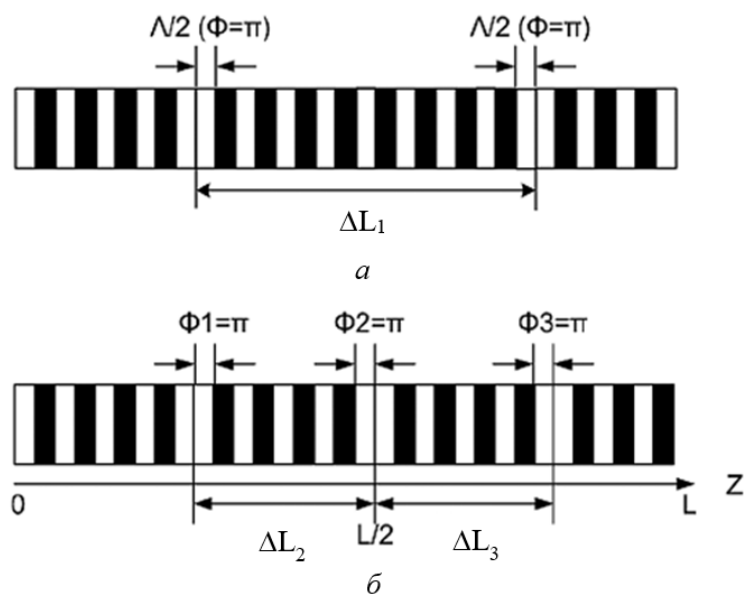


Рис. 1. Структура 2π-АВБС (а) и 3π-АВБС (б)

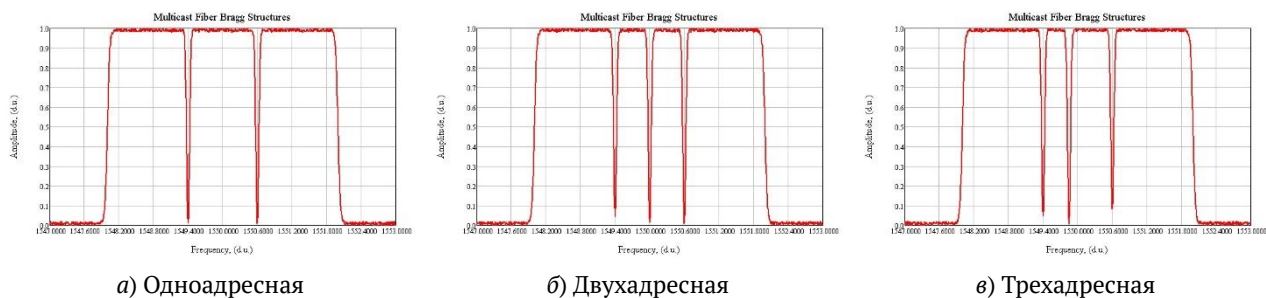
частотных компоненты, перекрестные биения которых на фотоприемнике формируют сложный, комбинированный адрес, состоящий из двух, трех (и более) адресных частот. Такая комбинация позволяет не только расширить адресную емкость измерительной системы, но и повысить точность определения центральной брэгговской длины волны отдельной МАВБС, а также избежать коллизий, связанных с совпадением адреса одной АВБС с различными комбинационными составляющими взаимодействия других структур в едином канале измерений [7, 8].

Относительная погрешность определения смещения центральной брэгговской длины волны МАВБС, выполненная для погрешности определения соответствующей ей амплитуды в 0,01% и 0,001% от полного диапазона измерений, не превышает  $10^{-4}$  почти во всем диапазоне измерений [7, 8]. Основными элементами АВБС и МАВБС, определяющими относительную погрешность измерений являются ширина полосы пропускания отражающих/пропускающих адресных элементов в 0,5–1 пм и частотный разнос между ними в 10–40 ГГц. Данные характеристики в свою очередь определяются технологией записи требуемых спектров адресных элементов отражения/пропускания АВБС и МАВБС и структур в целом. В данной работе рассмотрены голографические методы записи на основе фазовых масок, интерферометров Тальбота и Ллойда, и их комбинаций для реализации симметричных и несимметричных адресных волоконных брэгговских структур, позволяющие выполнить указанные выше требования.

### 1. Структура пропускающих АВБС и МАВБС

В [9] показана возможность введения множества фазовых сдвигов для формирования узкополосных окон прозрачности внутри запретной зоны волоконной брэгговской решетки (ВБР). Однако связь между центральной длиной волны каждого окна, расстояние между ними и положение внутри запретной зоны не были детально рассмотрены. В [10, 11] представлены ВБР,





а) Одноадресная

б) Двухадресная

в) Трехадресная

**Рис. 2.** Спектры отражения/пропускания разноадресных пропускающих структур

содержащие два и три фазовых окна прозрачности, разнесенные на 50 пм, включенные в структуру волоконного лазера. Показано, что с увеличением их длины расстояние между окнами прозрачности может быть уменьшено, и наоборот. Перспективные приложения, использующие ВБР с двумя фазовыми сдвигами (рисунок 1а), как 2π-АВБС, был продемонстрирован нами впервые в [4]. В данной работе мы рассматриваем как двух- и трехадресную 3π-АВБС ВБР с тремя фазовыми π-сдвигами (рисунок 1б).

При этом, если  $\Delta L_2 = \Delta L_3$ , 3π-АВБС считается двухадресной (первая адресная частота, первый адрес — частота, соответствующая расстоянию между крайними фазовыми сдвигами Ф1(Ф3) и центральным Ф2, они равны; вторая адресная частота, второй адрес — частота, соответствующая расстоянию между крайними фазовыми сдвигами Ф1 и Ф3).

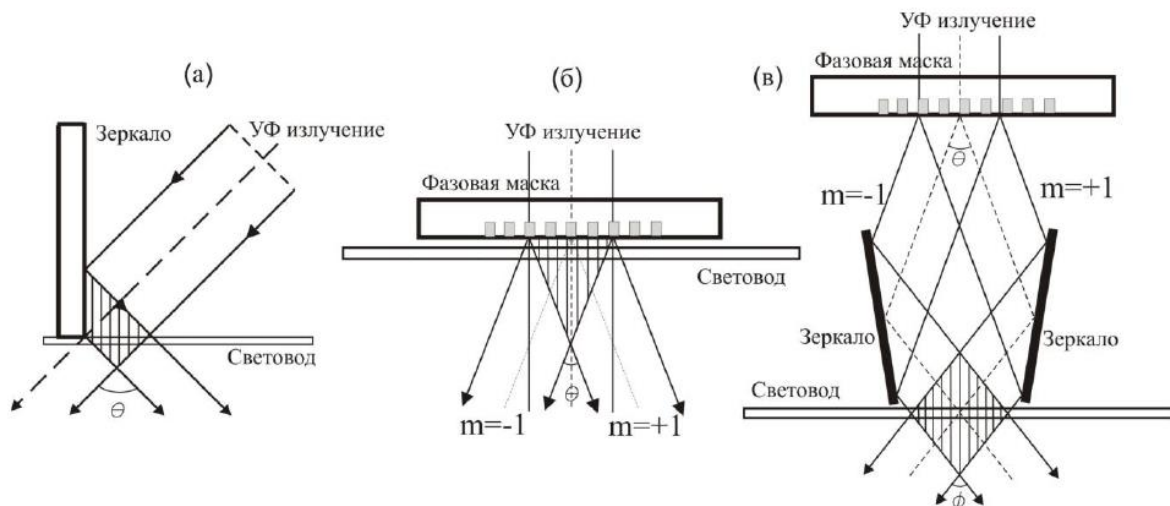
Если  $\Delta L_2 \neq \Delta L_3$  не равны 3π-АВБС считается трехадресной (первая адресная частота, первый адрес — частота, соответствующая расстоянию между фазовыми сдвигами Ф1 и Ф2; второй адрес — частота, соответствующая расстоянию между фазовыми сдвигами Ф2 и центральным Ф3; третья адресная частота, третий адрес — частота, соответствующая расстоянию между крайними фазовыми сдвигами Ф1 и Ф3, что более детально видно на спектрах отражения/пропускания всех трех типов структур, представленных на рисунках 2а–2в соответственно).

Адресная частота между двумя фазовыми сдвигами (окнами прозрачности) в общем случае определяется как:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{8n\Delta L}, \quad \Delta f = \frac{8f^2 n \Delta L}{c}, \tag{1}$$

где  $n$  — эффективный показатель преломления волокна,  $\lambda$  и  $f$  — центральная брэгговская длина волны и частота 2π-АВБС. В [11] отмечается возможность получения разносов до 30 ГГц при  $\Delta L = 8$  мм и общей длине структуры 24 мм.

2π-АВБС (одноадресная) была изготовлена нами в лаборатории НИИ ПРЭФЖС КНИТУ-КАИ с помощью фазовой маски и прецизионной подвижки Standa с разрешающим шагом в 1 мкм и пьезоэлектрическим преобразователем с разрешением в единицы нм. Для синтеза трех узких окон прозрачности с равным межволновым интервалом в запретную зону ВБР вводятся три фазовых π-сдвига, расположенных на одинаковом расстоянии. При тех же параметрах решетки, что и раньше, возможно получения разносов до 15 ГГц при  $\Delta L_{2,3} = 4$  мм и общей длине структуры 24 мм. Таким образом формируется двухадресная 3π-АВБС.



**Рис. 3.** Интерференционные схемы записи ВБР: интерферометр Ллойда (а), схема с фазовой маской (б), схема с фазовой маской и интерферометром Тальбота (в) [15]

Основные проблемы записи МАВБС возникли при формировании трехадресных структур. Во-первых, возникла задача записи фазовых неэквидистантных  $\pi$ -сдвигов. Во-вторых, возникла задача сверхузких окон прозрачности. В [10, 11] достижимые окна прозрачности составляли около 1 пм (120 МГц), что соответствует верхней границе требований. Однако, в [1] показано, что чем уже полоса пропускания окон прозрачности, тем выше точность и разрешающая способность измерительного преобразования АВБС.

## 2. Голографические методы записи неэквидистантных пропускающих МАВБС со сверхузкими окнами прозрачности

Для поиска оптимальных технологий записи неэквидистантных МАВБС со сверхузкими окнами прозрачности был проведен анализ научно-технической и патентной литературы, посвященной состоянию развития науки и техники в данной области. По результатам анализа были выбраны технологии с перекрытием спектров двух идентичных ВБР [12], с использованием ступенчатой фазовой маски [13] и с изменением геометрии оптического волокна (ОВ) с помощью электрической дуги сварочного аппарата [14].

Все три технологии используют фазовые маски для записи классических ВБР, при этом в [13] сформирована специальная маска с разностью по толщине в 2300 нм. В месте ступеньки перехода толщин формируется фазовый сдвиг.

Технологии являются комбинированными и используют фазовую маску совместно с интерферометром Тальбота [12, 14] и Ллойда [13]. В методе с фазовой маской реализуется интерференция между +1 и -1 порядками дифракции излучения, прошедшего через фазовую маску (рисунок 3б). Перестройку резонансной длины волны ВБР в относительно широких пределах можно осуществить в интерферометре Тальбота одновременным поворотом дополнительных зеркал, расположенных на угловых подвижках, при этом волокно необходимо поместить на линейную подвижку (рисунок 3в). Интерферометры с пространственным разделением пучка (интерферометр Ллойда) имеют меньшее количество оптических элементов и,

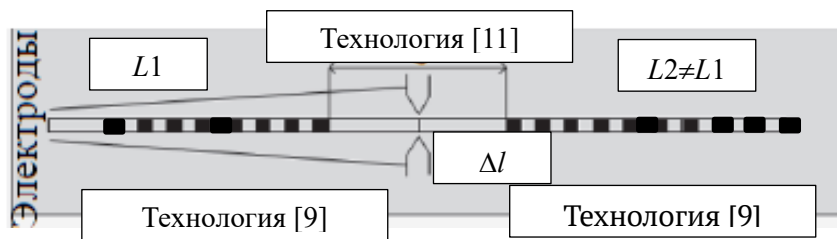


Рис. 4. Структура неэквидистантной  $3\pi$ -АВБС, записанная на основе комбинации технологий [12] и [14]

следовательно, лучшую стабильность, обладают высокой гибкостью в выборе таких параметров решеток, как период и длина (рисунок 3а).

Другие методы, такие как дополнительное облучение ультрафиолетом и локальная термообработка, не обладают достаточной точностью для изготовления  $2\pi$ -АВБС и  $3\pi$ -АВБС с заданными параметрами.

В результате исследований был выбран комбинированный метод основанный на результатах работ [12, 14].

Рассмотрим метод формирования  $3\pi$ -АВБС с помощью записи нескольких брэгговских решеток. Суть метода заключается в следующем. В ОВ SMF-28 с использованием традиционных голографических схем записи (на основе интерферометра Ллойда) записывается ВБР [12], далее с использованием прецизионного позиционера волокно смещается перпендикулярно записываемому пучку и записывается вторая ВБР. Величина сдвига и размер пучка (длина ВБР) подобраны таким образом, что происходит их наложение — формируется фазовый сдвиг и структура типа  $2\pi$ -АВБС с длиной  $L_1$ . Для более точного контроля величины смещения в схеме используется интерферометр Майкельсона на объемных оптических элементах [12]. Далее по технологии [14] волокно смещается на расстояние, равное сумме длины первой  $2\pi$ -АВБС ( $L_1$ ) и расстояния между решетками ( $\Delta l$ ), после чего осуществляется запись второй  $2\pi$ -АВБС по технологии [12] с длиной  $L_2 \neq L_1$  (условия записи, а следовательно, и характеристики обеих  $2\pi$ -АВБС будут в основном одинаковы, кроме незначительной разности в полосе пропускания окна прозрачности). После записи обеих  $2\pi$ -АВБС волокно укладывается в сварочный аппарат, и воздействием электрической дуги наводится разность фаз между излучениями, отраженными от обеих структур. По указанной методике были сформированы волоконные дифракционные брэгговские структуры  $3\pi$ -АВБС (рисунок 2в) с тремя фазовыми  $\pi$ -сдвигами, длины которых (с учетом расстояния между структурами 4 мм) менялись от 24 до 52 мм.

Структура неэквидистантной  $3\pi$ -АВБС представлена на рисунке 4. Крайние решетки с фазовыми  $\pi$ -сдвигами получены по технологии [12]. Центральный фазовый  $\pi$ -сдвиг получен по технологии [14]. Полоса пропускания окон прозрачности составила 30–35 МГц.

Применение таких решеток может быть осуществлено в точечных системах мониторинга температуры токопроводящих шин и контактов комплектных распределительных устройств



В работе [21] представлен метод записи отражающих  $2\lambda$ -АВБС с помощью механического натяжения оптического волокна.

Запись  $2\lambda$ -АВБС ведется с использованием фазовой маски. Для подстройки положения фазового сдвига используется моторизованная подвижка, осуществляющая перемещение фазовой маски и пружина, наводящая механическое натяжение на ОВ. Авторы технологии получили две идентичные ВБР с разносом в 1 нм и шириной полосы пропускания 0,3 нм [21].

Записанная нами решетка по данной технологии показана на рисунке 6. Нами были получены более узкие полосы пропускания решеток за счет увеличения их длин, которые составили 110 пм. Как было показано в [1–3] такая ширина полосы пропускания также слишком велика и приводит к существенным погрешностям в оценке измерений.

Ширину полосы пропускания можно уменьшить если еще увеличить длину решетки. В рассматриваемом случае длина  $2\lambda$ -АВБС составила 15 мм. Ее увеличение до 30 мм позволило получить решетки с шириной 45 пм.

В работах [23] представлен способ записи  $2\lambda$ -АВБС с использованием технологии структурированных решеток посредством чередования участков с наведенной решеткой и «пустых» участков волокна. Запись производилась с помощью закрепленной фазовой маски вдоль которой перемещалось на заданную длину волокно (с точностью 10 нм). В определенные моменты времени производилось отключение ультрафиолетового пучка. Параметры  $2\lambda$ -АВБС могут быть легко перестроены изменением шага подвижки. В развитие данных работ авторы предложили каскадное включение структурированных ВБР и получили оценочную ширину полосы пропускания 1 пм, что вполне удовлетворяет требованиям к АВБС и МАВБС для решения прецизионных задач. Однако длина такой решетки достигала 80 мм.

В данном разделе практически не упоминаются  $3\lambda$ -АВБС, поскольку их получение возможно путем увеличения шагов записи, представленных в технологиях [21, 23] для формирования третьего адресного элемента на произвольном расстоянии от первых двух, принадлежащих  $2\lambda$ -АВБС.

Таким образом, использование  $2\lambda$ -АВБС и  $3\lambda$ -АВБС отражающих структур, полученных с помощью классических фазовых масок, может быть ограничено применением в одно- или малосенсорных приложениях, в которых важным является не собственно измерение величины, а ее резкое изменение [24, 25]. Для использования  $2\lambda$ -АВБС и  $3\lambda$ -АВБС структур в прецизионных системах измерений необходимо использовать технологию записи структурированных ВБР, в которых ширина полосы пропускания решетки может достигать 1 пм и меньше, особенно при каскадном включении.

### **Заключение**

Были представлены комбинированные голографические технологии записи пропускающих и отражающих АВБС и МАВБС, учитывающие особенности их структур и применения в радиофотонных сенсорных системах. Для пропускающих структур  $2\pi$ -АВБС и  $3\pi$ -АВБС были полу-

чены сверхузкие симметричные и неэквидистантные фазовые  $\pi$ -сдвиги с полосой пропускания до единиц и десятков МГц при каскадированной записи одинаковых по длине волны отдельных ВБР. Используемая комбинированная технология позволяет произвольно выбирать центральную длину волны и местоположения центрального фазового сдвига, демонстрируя гибкость технологий.

Для отражающих структур была разработана комбинированная технология на основе голографической записи структурированных ВБР и показана эффективность получения трех сдвинутых по длине волны с шириной полосы пропускания до 50–100 пм. Возможно получение и более узких решеток, однако в этом случае их длина до 100 мм ограничивает точечный характер их применения в радиофотонной сенсорной системе. Предпочтительно использование  $2\lambda$ -АВБС и  $3\lambda$ -АВБС структур в пороговых системах, где точность прохождения порога может составлять единицы или десятые доли процента.

В обоих случаях формирования волновых (частотных) разносов между адресными компонентами АВБС и МАВБС не вызывало проблем с достижением их величин, соответствующих радиочастотному диапазону 10–100 ГГц.

### Благодарность

А. А. К. выполнял данную работу при поддержке гранта Президента Российской Федерации для молодых кандидатов наук МК-3421.2019.8; О. Г. М. выполнял работу при поддержке гранта РФФИ 19-57-80006 BRICS\_t.

Все авторы благодарят команды НГУ и ИАЭ СО РАН, руководимую С. А. Бабиным, за полезные консультации и разработку установки на базе аргонового лазера, на которой проводились исследования и эксперименты в НИИ ПРЭФЖС КНИТУ-КАИ.

### Список источников

- [1] **Morozov, O. G.** [Addressed fiber bragg structures in quasi-distributed microwave-photonic sensor systems](#) / O. G. Morozov, A. J. Sakhabutdinov // Computer Optics. — 2019. — Vol. 43. — №4. — P. 535–543. — DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-4-535-543.
- [2] **Morozov, O. G.** [Modelling and record technologies of address fibre Bragg structures based on two identical ultra-narrow gratings with different central wavelengths](#) / O. G. Morozov, A. Zh. Sakhabutdinov, I. I. Nureev, R. Sh. Misbakhov // Journal of Physics : Conference Series. — 2019. — Vol. 1368. — P. 022049. — DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022049.
- [3] **Morozov, O. G.** [Modelling and record technologies of address fibre Bragg structures based on gratings with two symmetrical pi-phase shifts](#) / O. G. Morozov, A. Zh. Sakhabutdinov, I. I. Nureev, R. Sh. Misbakhov // Journal of Physics : Conference Series. — 2019. — Vol. 1368. — P. 022048. — DOI: 10.1088/1742-6596/1368/2/022048.
- [4] **Мисбахов, Рус. Ш.** [Волоконные брэгговские решетки с двумя фазовыми сдвигами как чувствительный элемент и инструмент мультиплексирования сенсорных сетей](#) / Рус. Ш. Мисбахов, Рин. Ш. Мисбахов, О. Г. Морозов, И. И. Нуреев, А. А. Кузнецов, А. Ж. Сахабутдинов, В. И. Артемьев, В. В. Куревин, В. В. Пуртов // Инженерный вестник Дона. — 2017. — №3.

- [5] **Сахабутдинов, А. Ж.** [Иерархический классификатор задач построения радиофотонных сенсорных систем на основе адресных волоконных брэгговских структур](#) / А. Ж. Сахабутдинов // Инженерный вестник Дона. — 2018. — № 3.
- [6] **Сахабутдинов, А. Ж.** Адресные волоконные брэгговские структуры на основе двух идентичных сверхузкополосных решеток / А. Ж. Сахабутдинов // Инженерный вестник Дона. — 2018. — № 3.
- [7] **Morozov, O.** [Multi-addressed fiber bragg structures for microwave-photonic sensor systems](#) / O. Morozov, A. Sakhabutdinov, V. Anfinogentov, R. Misbakhov, A. Kuznetsov, T. Agliullin // Sensors. — 2020. — Vol. 20. — №9. — P. 2693. — DOI: 10.3390/s20092693.
- [8] **Аглиуллин, Т. А.** [Многоадресные волоконные брэгговские структуры в радиофотонных сенсорных системах](#) / Т. А. Аглиуллин, В. И. Анфиногентов, Р. Ш. Мисбахов, О. Г. Морозов, А. Ж. Сахабутдинов // Труды учебных заведений связи. — 2020. — Том 6. — №1. — С. 6–13. — DOI: 10.31854/1813-324X-2020-6-1-6-13.
- [9] **Agrawal, G. P.** [Phase-shifted fiber Bragg gratings and their application for wavelength demultiplexing](#) / G. P. Agrawal, S. Radic // IEEE Photonics Technology Letters. — 1994. — Vol. 6. — №8. — P. 995–997. — DOI: 10.1109/68.313074.
- [10] **Chen, X.** [Photonic generation of microwave signal using a dual-wavelength single-longitudinal-mode fiber ring laser](#) / X. Chen, Z. Deng, J. Yao // IEEE Transactions on Microwave Theory and Technics. — 2006. — Vol. 54. — №2. — P. 804–809. — DOI: 10.1109/TMTT.2005.863064.
- [11] **Xia, L.** [Stable triple-wavelength fiber ring laser with ultranarrow wavelength spacing using a triple-transmission-band fiber Bragg grating filter](#) / Li Xia, P. Shum, Yi Xin Wang, Tee Hiang Cheng // IEEE Photonics Technology Letters. — 2006. — Vol. 18. — №20. — P. 2162–2164. — DOI: 10.1109/LPT.2006.883183.
- [12] **Chehura, E.** [A simple method for fabricating phase-shifted fibre Bragg gratings with flexible choice of centre wavelength](#) / E. Chehura, S. W. James, R. P. Tatam // Proc. of SPIE. — 2009. — Vol. 7503. — P. 750379. — DOI: 10.1117/12.835466.
- [13] **Martinez, C.** [Analysis of phase-shifted fiber Bragg gratings written with phase plates](#) / C. Martinez, P. Ferdinand // Applied Optics. — 1999. — Vol. 38. — №15. — P. 3223–3228. — DOI: 10.1364/AO.38.003223.
- [14] **Новикова, В. А.** [Исследование спектральных характеристик волоконных Брэгговских решеток с фазовым сдвигом при воздействии давления, направленного перпендикулярно оси оптического волокна](#) / В. А. Новикова, С. В. Варжель, А. А. Дмитриев, Ю. К. Залеская, Р. Ф. Идрисов // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. — 2018. — Том 18. — №5. — С. 751–757. — DOI: 10.17586/2226-1494-2018-18-5-751-757.
- [15] **Васильев, С. А.** Волоконные решетки показателя преломления и их применения / С. А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А. С. Курков, Е. М. Дианов // Квантовая электроника. — 2005. — Том 35. — №12. — С. 1085–1103.
- [16] **Maskevich, K. V.** [Point and quasi-distributed monitoring of digital electric power grids based on addressable fiber optic technologies](#) / K. V. Maskevich, R. S. Misbakhov, O. G. Morozov, A. Z. Sakhabutdinov, I. I. Nureev, A. A. Kuznetsov, L. M. Faskhutdinov, K. A. Lipatnikov, G. A. Morozov, L. M. Sarvarova, A. A. Tyazhelova // Proc. of SPIE. — 2019. — Vol. 11146. — P. 111461R. — DOI: 10.1117/12.2527561.
- [17] **Мисбахов, Р. Ш.** [Адресный волоконно-оптический датчик акустического обнаружения частичного разряда в комплектных распределительных устройствах](#) / Р. Ш. Мисбахов, А. Н. Васёв, А. Ж. Сахабутдинов, И. И. Нуреев, О. Г. Морозов, К. А. Липатников // Электротехнические и информационные комплексы и системы. — 2019. — Том 15. — №3. — С. 101–110. — DOI: 10.17122/1999-5458-2019-15-3-101-110.

- [18] **Misbakhov, R. S.** [Combined brillouin OFDA and address FBG sensor system for distributed and point temperature measurements](#) / R. S. Misbakhov // Proc. of International Ural Conference on Electrical Power Engineering, UralCon 2019. — 2019. — P. 69–74. — DOI: 10.1109/URALCON.2019.8877685.
- [19] **Maskevich, K. V.** [Fiber optic technologies for diagnostic monitoring of digital energy grids based on 'Smart Grids Plus' concept](#) / K. V. Maskevich, R. S. Misbakhov, O. G. Morozov // Proc. of International Russian Automation Conference, RusAutoCon 2018. — 2018. — P. 8501617. — DOI: 10.1109/RUSAUTOCON.2018.8501617.
- [20] **Tremblay, G.** [Optimizing fiber Bragg gratings using a genetic algorithm with fabrication constraint encoding](#) / G. Tremblay, J.-N. Gillet, Y. Sheng, M. Bernier, G. Paul-Hus // Journal of Lightwave Technologies. — 2005. — Vol. 23. — № 12. — P. 4382–4386. — DOI: 10.1109/JLT.2005.858228.
- [21] **Jiang, L.** [Fabrication of dual-wavelength fiber Bragg grating with a longitudinal stretch](#) / L. Jiang, D. Zhang, W. Zhang, G. Kai, X. Dong // Frontiers of Physics in China. — 2006. — Vol. 1. — № 1. — P. 108-111. — DOI: 10.1007/s11467-005-0003-7.
- [22] **Kashyap, R.** [UV written reflection grating structures in photosensitive optical fibers using phase-shifted phase-masks](#) / R. Kashyap, P. F. McKee, D. Armes // Electronics Letters. — 1994. — Vol. 30. — № 23. — P. 1977–1979. — DOI: 10.1049/el:19941357.
- [23] **Pisco, M.** [Micro-structured chirped fiber Bragg gratings: towards new spatial encoded fiber optic sensors](#) / M. Pisco, A. Iadicicco, S. Campopiano, A. Cutolo, A. Cusano // Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6619. — P. 66192T. — DOI: 10.1117/12.738547.
- [24] **Morozov, O. G.** [Fiber-optic Bragg sensors with special spectrum shapes for climatic test systems](#) / O. G. Morozov, P. E. Denisenko, E. P. Denisenko, A. A. Kuznetsov, V. Y. Kazarov, M. Y. Zastela // Proc. of SPIE. — 2017. — Vol. 10342. — P. 1034217. — DOI: 10.1117/12.2270750.
- [25] **Kuznetsov, A. A.** [Fiber-optic sensors for complex monitoring of traction motors](#) // A. A. Kuznetsov, K. A. Lipatnikov, I. I. Nureev, O. G. Morozov, A. J. Sakhabutdinov // Journal of Physics : Conference Series. — 2019. — Vol. 1327. — P. 012034. — DOI: 10.1088/1742-6596/1327/1/012034.



## 6. Голографические отражательные решётки брэгга коэффициента усиления и их роль в работе мощных импульсных лазеров

А. П. Погода<sup>1</sup>, А. А. Сергеев<sup>1</sup>, И. С. Хахалин<sup>1</sup>, Е. Э. Попов<sup>1,2</sup>, Н. Л. Истомина<sup>3</sup>, А. С. Борейшо<sup>1</sup>, В. М. Петров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» имени Д. Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный университет геодезии и картографии, Москва, Россия

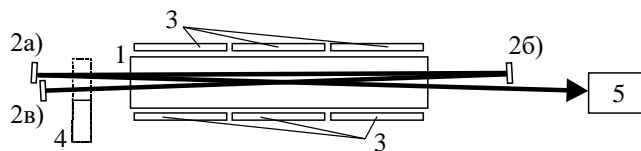
Отражательные решетки Брэгга коэффициента усиления возникают за счёт интерференции распространяющихся в резонаторе волн. Пространственная периодическая модуляция коэффициента усиления активной среды связана с соответствующей периодической модуляцией показателя преломления. В статье приводятся результаты экспериментальных исследований влияния решёток Брэгга на спектры генерации на примере импульсного Nd:YAG лазера. Показано, что при определённом выборе режима формирования отражательных решёток коэффициента усиления, ширина полосы генерации может быть уменьшена в 3 – 5 раз при соответствующем увеличении энергии в импульсе и заметном улучшении пространственного качества пучка.

*Ключевые слова:* Решётки Брэгга, Мощные импульсные лазеры.

*Цитирование:* Погода, А. П. Голографические отражательные решётки брэгга коэффициента усиления и их роль в работе мощных импульсных лазеров / А. П. Погода, А. А. Сергеев, И. С. Хахалин, Е. Э. Попов, Н. Л. Истомина, А. С. Борейшо, В. М. Петров // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 40–47.

### Введение

В современной литературе хорошо известны голографические решётки, возникающие или за счёт периодической модуляции показателя преломления вещества, или за счёт периодической модуляции его коэффициента поглощения. В первом случае принято говорить о решётках показателя преломления, или фазовых решётках  $\Delta n$ , во втором — о решётках коэффициента поглощения вещества, или амплитудных решётках  $\Delta\alpha$  [1]. Строго говоря, изменения показателя преломления связаны с изменением показателя поглощения вещества через соотношение Крамерса — Кронига [2]. Подробное описание механизмов формирования этих типов решёток под действием записывающего света можно найти в [3, 4]. Рассматриваемые в настоящей работе голографические решётки Брэгга возникают за счёт модуляции коэффициента усиления активной среды  $g$ . В результате возникающей интерференционной картины с пространственным периодом  $\Lambda$  происходит соответствующая периодическая модуляция показателя преломления и коэффициента усиления среды. Поскольку длина интерференцион-



1 — активный элемент YAG:Nd<sup>3+</sup>, 2a–2b — зеркала, 3 — светодиодные матрицы накачки СЛМ-02, 4 — пассивный затвор YAG:Cr<sup>4+</sup>, 5 — система регистрации, включающая в себя эталон Фабри — Перо, камеру OPHIR Spiricon, лавинный фотодиод и широкополосный осциллограф

**Рис. 1.** Схема импульсного ОВФ-лазера

ной картины  $T$  может составлять десятки миллиметров, то относительная спектральная селективность создаваемой ей отражательной решётки может быть оценена как  $\Delta\lambda/\lambda \approx \Lambda/T \approx 10^{-5}-10^{-6}$  [1, 5]. Столь высокая спектральная селективность возникающей решетки влияет на спектральные характеристики генерации.

Пожалуй, впервые, на влияние возникающих в резонаторе отражательных решёток Брэгга было обращено внимание при исследовании самостартующей генерации в лазере с петлевым резонатором без выходного зеркала [6]. Позднее была продемонстрирована возможность увеличения обратной связи за счёт увеличения количества петель прохождения пучка света в резонаторе [7]. Такие резонаторы значительно сужают спектр генерации по сравнению с резонатором Фабри — Перо [8]. Это связано с повышением эффективности конкуренции продольных мод в резонаторе за счет самомодуляции добротности, и с явлением спектральной и угловой селективности записанной в активной среде решетки коэффициента усиления [6]. Селекция одной моды проявляется как в случае свободной генерации [9, 10], так и в режиме пассивной модуляции добротности [11–13].

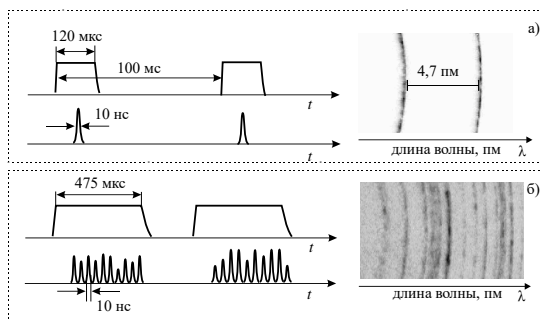
Вследствие случайности процессов формирования мод в петлевом резонаторе, длина волны излучения лазера может меняться от импульса к импульсу. Стабилизация и контролируемое изменение длины волны важно для ряда прикладных задач спектроскопии и генерации гармоник излучения.

Целью данной работы является экспериментальное исследование влияния как возникающих в активном веществе в процессе генерации, так и устанавливаемых в петлевой резонаторе отражательных решёток Брэгга, на характеристики генерации импульсного лазера использующего в качестве активного элемента YAG:Nd<sup>3+</sup>.

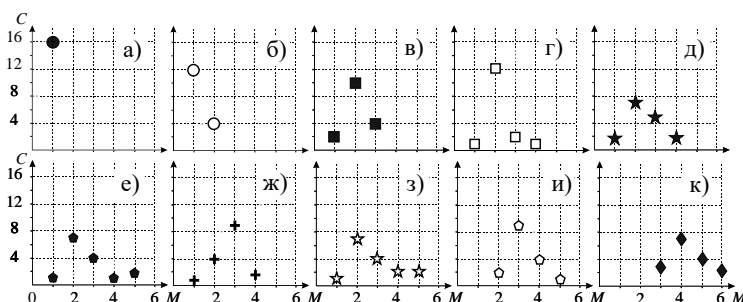
### 1. Стабилизация длины волны излучения

Принципиальная схема импульсного ОВФ-лазера и система измерения спектра излучения представлена на рисунке 1. Поперечная накачка активного элемента 1 YAG:Nd<sup>3+</sup> ( $\varnothing 6,3 \times 110$  мм, Nd<sup>3+</sup> 0,6 ат. %) производилась шестью светодиодными матрицами СЛМ-02 с суммарной пиковой мощностью излучения 13,9 кВт.

Развиваясь из спонтанной люминесценции, излучение последовательно отражается от зеркал резонатора 2a–2b. Обратная связь в резонаторе обеспечивается самонакачивающи-



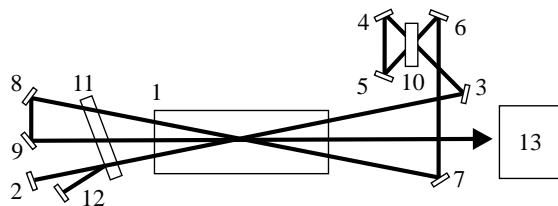
**Рис. 2.** Спектры генерируемых цугов импульсов (справа) для случаев, когда длительность накачки обеспечивает  $N = 1$  и  $N = 10$  импульсов



**Рис. 3.** Количество продольных мод в зависимости от количества импульсов в цуге от  $N = 1$  (а) до  $N = 10$  (к). Вдоль оси X показано число продольных мод в одном импульсе. Вдоль оси Y показано число цугов, в которых зарегистрировано данное число продольных мод.

мися ОВФ-зеркалами в активной среде. Углы схождения пучков не превышают  $1^\circ$ , что обеспечивает пересечение лучей вдоль всей длины активного элемента. Использовался режим пассивной модуляции добротности, для чего в дополнение к самомодуляции добротности за счет перезаписи решеток коэффициента усиления в активной среде, использован пассивный затвор YAG:  $\text{Cr}^{4+}$  4 с начальным пропусканием 10%. Особое внимание было уделено системе регистрации 5 позволяющей с высокой точностью, в линейном режиме одновременно регистрировать спектральные и временные характеристики генерируемых импульсов. На рисунке 3 приведены зависимости, демонстрирующие последовательность импульсов накачки  $E_H$  и импульсов генерации лазера  $E_T$  исследуемых режимов работы. Во всех экспериментах частота следования импульсов накачки составляла 10 Гц, а его длительность менялась в диапазоне 100–475 мкс. Режим модуляции добротности, обеспечивал генерацию цугов из нескольких «гигантских» импульсов. При изменении длительности накачки от 100 до 475 мкс количество импульсов в одном цуге изменялось от 1 (рисунок 2а) до 10 (рисунок 2б).

Одиночный импульс является одномодовым. Спектральная ширина составляет 0,2–0,3 пм независимо от количества импульсов в цуге. Наличие одной продольной моды наблюдается только в случае открытого резонатора с динамической обратной связью предоставляемой решетками коэффициента усиления. При наличии выходного зеркала или дифракционного вывода излучения из закрытого резонатора наблюдается генерация нескольких продольных мод. В режиме генерации последовательности цугов импульсов частота излучения различных импульсов в цуге отличается [14].



1 — активный элемент, 2 и 12 — зеркала, 3–9 и 13–14 — поворотные зеркала,  
10 — пассивный затвор  $\text{LiF:F}_2^-$ , 11 — внешняя решётка Брэгга,  
13 — система регистрации на второй гармонике излучения

**Рис. 4.** Схема самокачивающегося ОВФ-лазера

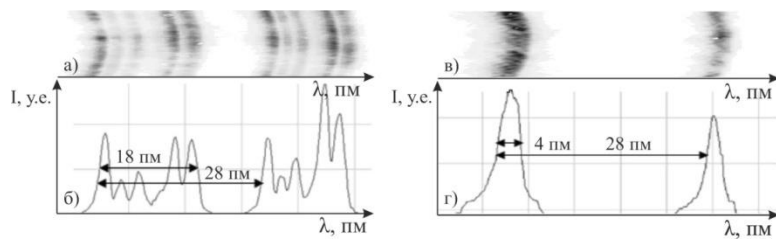
Статистическое исследование зависимости количества продольных мод в спектре генерации одного цуга из  $N$  импульсов позволяет проверить принципиальную возможность получения импульсов с близкой частотой генерации в рамках одного цуга. Для этого одновременно регистрировались осциллограммы и интерферограммы для цугов с различным количеством импульсов. Длительность интервала между генерацией цугов составляет величину порядка 0,1 с, что много больше длительности цуга импульсов (не более  $0,5 \times 10^{-3}$  с). Поэтому предполагается, что термодинамическое состояние активного элемента одинаково для случаев генерации различного количества гигантских импульсов в цуге. Это позволяет оценить спектры излучения для различного количества импульсов в цуге, считая термодинамическое состояние активного элемента идентичным в этих режимах. Для каждого количества импульсов в цуге оценка проводилась по 16 экспериментам. На рисунке 3 изображено распределение количества продольных мод в зависимости от количества импульсов в цуге.

## 2. Сужение спектра генерации ОВФ-лазера

Стабилизация частоты излучения производится в адаптивной лазерной системе с самокачивающимся ОВФ с пассивным лазерным затвором (рисунок 4) при многократном четырехволновом взаимодействии. В процессе развития генерации происходит включение динамического петлевого резонатора. В качестве спектрального селектора использована решетка Брэгга 11. Резонатор образован глухим зеркалом 2 и шестью поворотными зеркалами 3–9. Максимальная энергия накачки составила  $E_p = 10,3$  Дж.

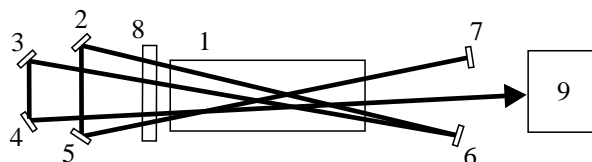
Интервал свободной дисперсии эталона Фабри — Перо составил 28 пм. Для стабилизации частоты была использована пропускающая решетка Брэгга, записанная в фототерморефрактивном стекле [9]. Решетка была записана с помощью УФ излучения He–Cd лазера ( $\lambda = 325$  нм) с учётом длины волны генерации 1064 нм в образце стекла толщиной 1 мм. Угол дифракции на рабочей длине волны составил  $27,1^\circ$ , а дифракционная эффективность — примерно 90%. Её спектральную селективность можно оценить в 0,5 нм (или 150 ГГц), что сопоставимо с шириной полосы усиления неодимового стекла 120 ГГц, а её угловую селективность — в  $0,05^\circ$ .

Нами исследовалось излучение лазера как в случае спектральной селекции с помощью решетки Брэгга 11, так и без нее. Решетка устанавливалась в резонатор перед зеркалом 2 таким образом, чтобы излучение, падающее на зеркало 2, удовлетворяло условию Брэгга. Бла-



*a* и *v* — интерферограммы, *б* и *г* — сечение интерферограммы без/при наличии стационарной брэгговской решетки

**Рис. 5.** Спектры в режиме генерации цуга импульсов



1 — активный элемент, 2–7 — зеркала, 3–9 и 8 — пассивный затвор, 9 — система регистрации на второй гармонике излучения

**Рис. 6.** Схема ОВФ-лазера

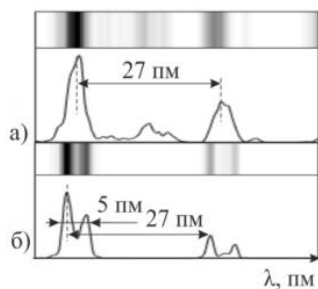
годаря высокой угловой селективности используемой решетки, остальные внутрирезонаторные пучки с решеткой не взаимодействовали, однако, за счет френелевского отражения испытывали потери. Так как дифракционная эффективность решетки превышала 90%, при наличии ее в схеме, зеркало 2 в формировании генерации не участвовало. Вместо этого в первом порядке дифракции было установлено зеркало 12 для обеспечения обратной связи.

На рисунке 5 представлены интерферограммы, полученные в режиме генерации цуга из 11 импульсов, в случае отсутствия и наличия селекции решёткой Брэгга 11. В первом случае интерферограмма содержит 2–6 продольных мод в рамках одного порядка интерференции. При отсутствии решетки суммарная спектральная ширина составила 18 пм, а при наличии — не превышала 4 пм. Центральная частота излучения оставалась постоянной. Важно, что генерация лазера обладает высокой энергией в импульсе и пиковой мощностью излучения, является одномодовой и одночастотной, что делает лазер полезным для широкого круга практических задач в областях голографии, спектроскопии, генерации гармоник, прецизионной обработке материалов и других.

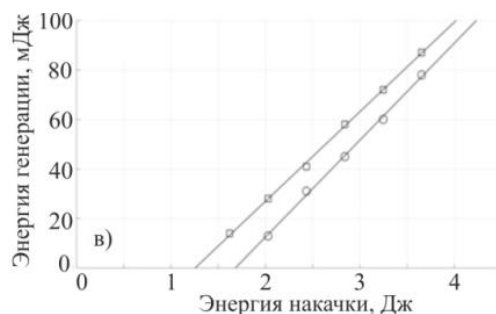
### 3. Сужение спектра генерации

#### с помощью отражательной решетки Брэгга

В данной схеме в качестве селектирующего элемента использовалась отражательная решетка Брэгга (рисунок 6). Сравнение параметров излучения лазера с многопетлевым самонакачиваемым ОВФ-резонатором и аналогичного лазера с внутрирезонаторной решеткой Брэгга выявило, что использование отражательной решетки Брэгга позволяет исключить потери, неизбежные при использовании пропускающей решетки, обеспечивая при этом стабилизацию частоты излучения.



**Рис. 8а.** Интерферограммы полученные на ОВФ (а) ОВФ (б) резонаторе с отражательной решёткой Брэгга



**Рис. 8б.** Зависимость энергии генерации от энергии накачки для многопетлевого резонатора с решеткой Брэгга и без нее.

Максимальная энергия накачки составляла 4 Дж. В сравнительном эксперименте поворотное зеркало 6 заменялось отражательной решеткой Брэгга. Период решетки составил 0,5 мкм, толщина — 17,5 мм, что соответствует спектральной селективности 0,05 нм. Дифракционная эффективность составила более 90 %. Исследование спектра проводилось с помощью эталона Фабри — Перо с интервалом свободной дисперсии 27 пм. На рисунке 7 представлены интерферограммы излучения лазера с резонатором без (рисунок 7а) и с (рисунок 7б) использованием отражательной решетки Брэгга. Ширина спектра генерации уменьшилась примерно с 27,0 пм до 5,3 пм. В результате дифракции на внутрирезонаторной решетке Брэгга когерентность излучения повышается с каждым проходом по резонатору. Это приводит к тому, что коэффициент обратной связи становится спектрально зависимым. Соответственно степень когерентности излучения и коэффициент обратной связи для каждой длины волны отличается. Он определяется степенью соответствия углу Брэгга внутрирезонаторной решетки. В результате введение малых дополнительных спектрально зависимых потерь приводит к существенному изменению спектра генерации. Потери, вносимые на начальных обходах резонатора, позволяют модам с частотой, соответствующей углу Брэгга отражательной решетки снимать инверсию населенностей эффективнее, чем в случае отсутствия решетки, благодаря дополнительным потерям для побочных мод.

Использование отражательной внутрирезонаторной решетки Брэгга позволяет снизить оптические потери по сравнению с использованием пропускающей решетки. На рисунке 8 представлена зависимость энергии генерации от энергии накачки для многопетлевого резонатора с решеткой Брэгга и без нее. Показано, что эффективность лазера составляет 2,5 %, а использование решетки приводит к падению эффективности до 2,2 %. При максимальной накачке в режиме пассивной модуляции добротности энергия излучения в цуге из 6 импульсов составляет примерно 86 мДж и снижается до 78 мДж при использовании внутрирезонаторной решетки. Энергия в одном импульсе составляет 14 мДж и 13 мДж соответственно.

### Заключение

Нами экспериментально продемонстрировано влияние решёток Брэгга, возникающих в активном веществе за счёт пространственной периодической модуляции коэффициента усиления, на спектральные характеристики генерируемого излучения. Продемонстрированы стабилизация длины волны и сужение спектра генерации для различных схем ОВФ-лазера.

Проведенное исследование модового состава цугов импульсов в режиме модуляции позволяет сделать заключение о том, что перезапись решетки последующим импульсом цуга не препятствует излучению на той же частоте. Использование пропускающей или отражательной решетки Брэгга в резонаторе позволяет произвести существенное сужение спектра импульса генерации с 18 пм до 4 пм, при энергии в импульсе до 200 мДж, и в цуге 2,5 Дж.

### Список источников

- [1] **Collier, R. J.** Optical Holography / R. J. Collier, C. V. Burckhardt, L. H. Lin. — New York : Acad. Press, 1971.
- [2] **Альперович, Л. И.** Соотношения Крамерса — Кронига для молекулярных спектров жидкостей и растворов / Л. И. Альперович, Н. Г. Бахшиев, Ю. Е. Забиякин, В. С. Либов // Оптика и спектроскопия. — 1968. — Том 24. — С. 60–63.
- [3] **Antipov, O. L.** Resonant two-wave mixing of optical beams by refractive-index and gain gratings in inverted Nd:YAG / O. L. Antipov, S. I. Belyaev, A. S. Kuzhelev, D. V. Chausov // Journal of the Optical Society of America A. — 1998. — Vol. 15. — № 8. — С. 2276–2282.
- [4] **Петров, В. М.** Интерференция и дифракция для информационной фотоники / В. М. Петров, А. В. Шамрай. — С.-Петербург: Лань, 2019.
- [5] **Petrov, V. M.** Optical on-line controllable filters based on photorefractive crystals / V. M. Petrov, S. Lichtenberg // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2003. — Vol. 5. — № 6. — P. S471.
- [6] **Damzen, M. J.** Self-adaptive solid-state laser oscillator formed by dynamic gain-grating holograms / M. J. Damzen, R. P. M. Green, K. S. Syed // Optics Letters. — 1995. — Vol. 20. — № 16. — P. 1704–1706.
- [7] **Pogoda, A. P.** All-solid-state Nd:YAG lasers with self-pumped multiwave-mixing phase conjugate cavities / A. P. Pogoda, V. F. Lebedev, P. S. Makarchuk, S. N. Smetanin, A. S. Boreysho // Optical Memory and Neural Networks. — 2013. — Vol. 22. — № 4. — P. 267–271.
- [8] **Minassian, A.** Spectral filtering of gain gratings and spectral evolution of holographic laser oscillators / A. Minassian, G. J. Crofts, M. J. Damzen // IEEE journal of quantum electronics. — 2000. — Vol. 36. — № 7. — С. 802–809.
- [9] **Бурковский, Г. В.** Малогабаритный Nd:YAG-лазер с поперечной полупроводниковой накачкой и самонакачивающимся фазово-сопряженным многопетлевым резонатором / Г. В. Бурковский, А. В. Федин, А. П. Погода, А. С. Борейшо // Квантовая электроника. — 2016. — Том 46. — № 11. — С. 976–978.
- [10] **Eremeykin, O. N.** Efficient continuous-wave generation in a self-organizing diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser with a reciprocal dynamic holographic cavity / O.N. Eremeykin, O. L. Antipov, A. Minassian, M. J. Damzen // Optics letters. — 2004. — Vol. 29. — № 20. — P. 2390–2392.
- [11] **Udaiyan, D.** Self-consistent spatial mode analysis of self-adaptive laser oscillators / D. Udaiyan, G. J. Crofts, T. Omatsu, M. J. Damzen // Journal of the Optical Society of America B. — 1998. — Vol. 15. — № 4. — P. 1346–1352.
- [12] **Antipov, O. L.** Diode-pumped Nd:YAG laser with reciprocal dynamic holographic cavity / O. L. Antipov, O. N. Eremeykin, A. V. Ievlev, A. P. Savikin // Optics Express. — 2004. — Vol. 12. — № 18. — P. 4313–4319.

- [13] **Antipov O. L.** Spatio-temporal mode analysis in self-organizing diode-pumped solid state lasers on dynamic gratings / O. L. Antipov, O. N. Eremykin, A. P. Zinoviev, A. P. Savikin // Solid State Lasers and Amplifiers. — International Society for Optics and Photonics. — 2004. — Vol. 5460. — P. 212–219.
- [14] **Погода А. П.** Голографическая самомодуляция добротности ИАГ:Nd<sup>3+</sup>-лазеров с диодной накачкой и пассивным затвором на кристалле ИАГ:Cr<sup>4+</sup> / А. П. Погода, С. Н. Сметанин, М. Н. Ершков, И. С. Хахалин, В. Ф. Лебедев, А. С. Борейшо // Химическая физика. — 2015. — Том 34. — № 8. — С. 15–15.



## 7. Фото-термо-рефрактивное стекло: история, свойства, применения в голографии, сенсорике и лазерной технике

*Н. В. Никоноров*

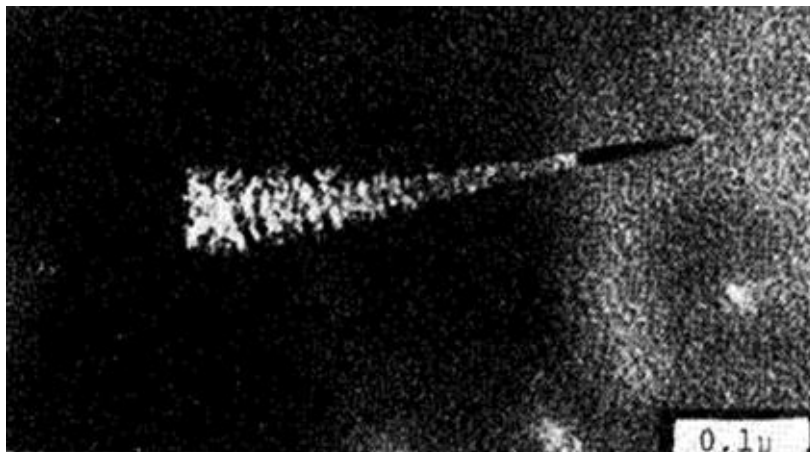
Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлен обзорный материал по созданию и применению фото-термо-рефрактивных (ФТР) стекол в России и за рубежом. Дана историческая справка по разработке таких материалов. Продемонстрированы многофункциональные свойства ФТР стекол. Показаны примеры использования ФТР стекол в голографии, сенсорике, лазерной технике и т. д. Рассматриваются перспективы создания на основе ФТР стекол элементной базы фотоники нового поколения с уникальными характеристиками.

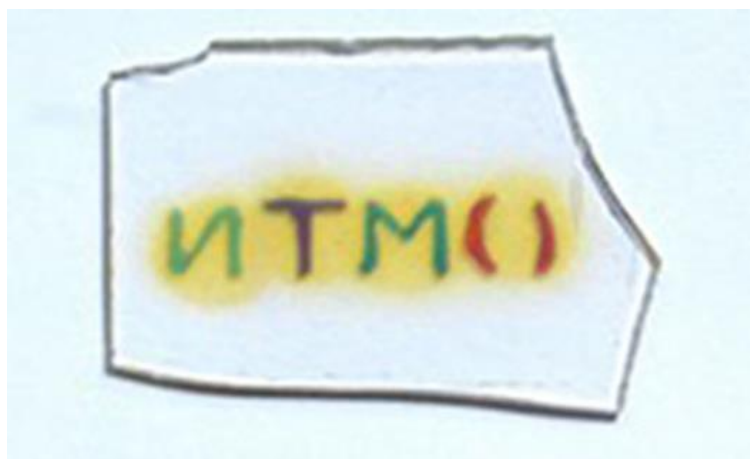
*Ключевые слова:* Фото-термо-рефрактивное стекло, Объемные брэгговские решетки, Голографические оптические элементы.

*Цитирование:* **Никоноров, Н. В.** Фото-термо-рефрактивное стекло: история, свойства, применения в голографии, сенсорике и лазерной технике / Н. В. Никоноров // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 48–55.

Фото-термо-рефрактивные (ФТР) стекла — это новый класс фоточувствительных материалов, предназначенный для записи объемных фазовых голограмм. Прообразом (прототипом) ФТР стекол явилось полихромное (polychromic) стекло (ПХС), разработанное S. Stookey и J. Pierson в американской компании Corning в 1977 г. [1–3]. В России эти стекла появились позже (в 80-е годы). Разработчиком этих стекол была группа В. А. Цехомского (ГОИ им. С. И. Вавилова, СССР). Эти стекла имели тот же функционал что и ПХС и получили похожее название «мультихромные стекла» (МХС) [4, 5]. Главная особенность ПХС/МХС — селективное поглощение света в видимой области спектра. Широкую гамму окрасок эти стекла приобретают в результате следующих фотохимических и диффузионных процессов (фото-термо-индуцированной кристаллизации). Под действием УФ излучения и последующей термической обработки образуются центры кристаллизации — металлические наночастицы серебра, и на этих центрах происходит рост нанокристаллов NaF-AgBr. При определенных условиях фото-термо-индуцированного роста эти нанокристаллы приобретают сложную анизотропную форму в виде вытянутых по одной оси конусообразных структур, похожих на морковки. Дополнительное многостадийное УФ облучение и термообработка приводят к фотолитическому осаждению серебра (декорированию) на вытянутых структурах. Металлическое серебро, осажденное на поверхность нанокристалла в виде оболочки, также приобретает анизотропную форму, что приводит к сдвигу полос поглощения в видимой области спектра. Таким образом, основным условием «полихромного»/мультихромного окрашивания является анизотропная форма металлических наночастиц серебра (рисунок 1).



**Рис. 1.** Фотография микрокристалла фторида натрия вытянутой формы с покрытым металлическим серебром [3]



**Рис. 2.** Фотография многоцветного изображения, сделанного в объеме МХС [6]

Следует отметить, что несмотря на привлекательность записи цветного изображения в объеме стекла, ПХС и МХС пока до сих пор не нашли какого-либо широкого применения.

В конце 80-х начале 90-х годов Н. Никоноров и Л. Глебов (ГОИ им. С. И. Вавилова) впервые предложили использовать ПХС/МХС для записи объемных фазовых голограмм [7–11]. В этом случае использовалась только одна стадия фото-термо-индуцированной кристаллизации стекла — «облучение и термическая обработка», при которой основное внимание уделялось не анизотропной форме микрокристаллов и сдвигу спектров поглощения, а различию в показателях преломления кристаллической и стеклообразной фаз. Это различие использовалось для записи объемных фазовых голограмм, в том числе брэгговских решеток. Более того, с анизотропной формой велась «борьба», чтобы уменьшить размер нанокристаллов и ослабить рассеяние в записанных фазовых голограммах. Таким образом, в ГОИ был предложен новый бренд этому классу голографических материалов — «фото-термо-рефрактивные стекла» (ФТР-стекла), т. е. стекла, в которых изменяется показатель преломления в результате

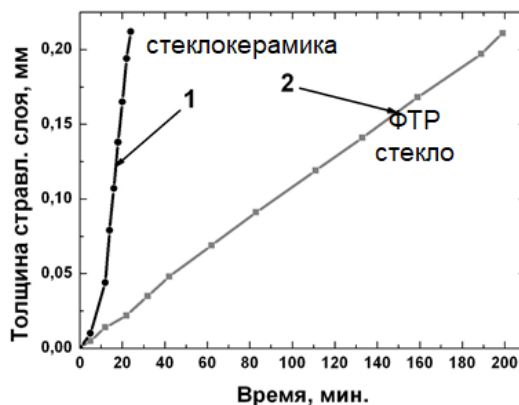
облучения и последующей термической обработки. Это название закрепилось в голографическом сообществе, оно вытеснило названия ПХС и МХС и стало активно использоваться у нас в стране [6] и за рубежом [12, 13].

На протяжении последних 20 лет группы Л. Глебова (компания Optigrate и University of Central Florida, Orlando, USA) и Н. Никонорова (Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия) вели и в настоящее время ведут конкурентные исследования и разработки как самого ФТР стекла, так и элементов и устройств фотоники, сенсорики, лазерной техники, люминофоров и т. д. Повышенное внимание к ФТР стеклам прежде всего обусловлено их физико-химическими свойствами и возможностью изготавливать объемные дифракционные оптические элементы разного функционального назначения.

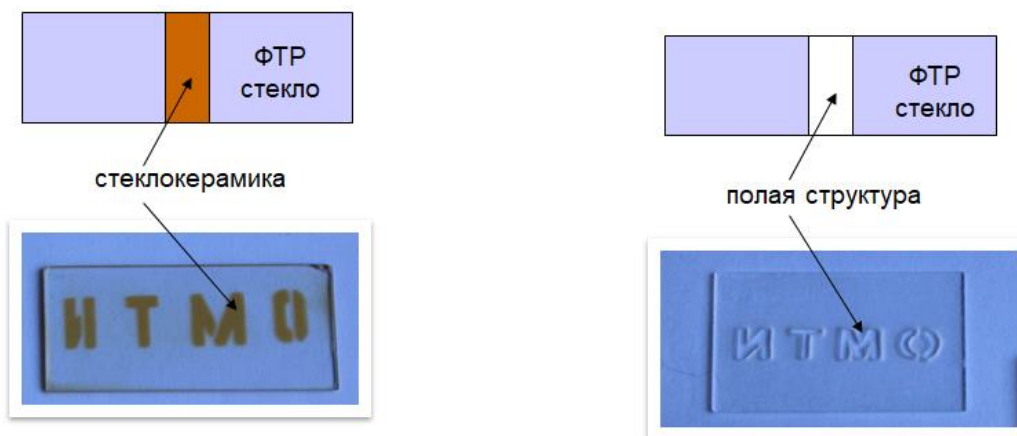
Можно отметить следующие достоинства ФТР стекол и голограмм на их основе. Голограммы (в том числе, брэгговские решетки) могут быть записаны на большой глубине (0,1–10 мм). Записанные элементы имеют высокую дифракционную эффективность (до 99,9%), а также угловую (менее 0,1 мрад) и спектральную (менее 0,01 нм) селективность. Голограммы, записанные в ФТР стекле, обладают высокой химической устойчивостью, механической и термической прочностью, которые близки коммерческому оптическому стеклу К8 (зарубежный аналог BK7). Кроме того, они выдерживают воздействие мощного непрерывного и импульсного лазерного излучения. Пороги оптического пробоя ФТР стекла близки к порогам пробоя коммерческого оптического стекла BK7: 30–40 Дж/см<sup>2</sup> при импульсном облучении (8 нс,  $\lambda = 1064$  нм) и 100 кВт/см<sup>2</sup> при непрерывном облучении ( $\lambda = 1095$  нм) [14]. Также стоит отметить, что голограммы могут выдерживать многократный нагрев до высоких температур (500 °С) без потери своих свойств [6, 15].

Достоинством ФТР стекол, как материала для записи голограмм, также является его однородность (флуктуации показателя преломления в объеме порядка  $10^{-5}$ ) и воспроизводимость характеристик как при синтезе исходного стекла, подобно оптическому стеклу К8 (BK7), так и при фото-термо-индуцированной кристаллизации. ФТР стекла допускают применение традиционных методов механической обработки — шлифование и полирование, а также разнообразные технологии формования (например, прессование, молирование и создание асферических поверхностей). Также возможна вытяжка оптического волокна из ФТР стекла. Изготовление ФТР стекла можно осуществлять как в лабораторных (до 5–10 кг), так и в промышленных (до 300 кг) условиях с использованием простой и нетоксичной технологии. При этом химические реактивы, необходимые для синтеза стекла, являются коммерчески доступными и недорогими.

Следует также отметить некоторые необычные для регистрирующих сред свойства ФТР стекол. Так, ФТР стекла содержат щелочную компоненту (ионы натрия), и к таким стеклам применима ионообменная технология, например, возможно заменять ионы натрия в ФТР стекле на ионы серебра, калия, рубидия, цезия из внешнего источника — расплава соли. Эта технология позволяет повышать показатель преломления ( $\Delta n = 10^{-3}$ ) на поверхности ФТР стекла и создавать ионообменные оптические  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Rb}^+$  и  $\text{Cs}^+$  волноводы, а также упрочнять



а — Кинетика травления кристаллической фазы (1) и стекла (2)



б) Исходный образец ФТР стекла с записанным изображением после УФ облучения и термообработки,

в) Образец ФТР стекла после вытравливания кристаллической фазы

**Рис. 3.** Травление ФТР стекла в плавиковой кислоте и получение полых структур

поверхность за счет сжимающих диффузионных напряжений [16]. Ионнообменная технология позволяет повышать механическую, термическую и оптическую прочность ФТР стекла, а также его химическую устойчивость.

В работе [17] показано, что скорость травления закристаллизованной области материала в 10–15 раз выше скорости травления исходного стекла. Этот эффект позволяет создавать трехмерные мини- и микрофлюидные структуры в объеме ФТР стекла (рисунок 3).

В работе [18–20] показана возможность легирования ФТР стекол редкоземельными ионами (неодимом, иттербием, эрбием), что открывает возможность записи брэгговских решеток непосредственно внутри активной среды, т. е. позволяет создавать лазеры с распределенными брэгговскими отражателями и с распределенной обратной связью.

Следует отметить еще одну интересную особенность ФТР стекла. В состав ФТР стекла входят ионы серебра. При облучении УФ излучением и последующей термообработке при невысоких температурах в ФТР стекле формируются молекулярные серебряные кластеры, которые люминесцируют в видимом диапазоне спектра под действием УФ излучения. Такой подход позволяет создавать люминесцентные центры в объеме ФТР стекла и соответственно получать люминесцентное изображение, т. е. можно создавать люминесцентные рисунки сложной



а) Исходный образец до УФ облучения (1), образцы при УФ облучении: классическое ФТР стекло (2), ФТР стекло, активированное европием (3);



б) Люминесцентное изображение позитивной и негативной записи информации в ФТР стекле

**Рис. 4.** Формирование люминесцентного изображения в объеме ФТР стекла

архитектуры. На рисунке 4 показаны варианты такой технологии. Ионы серебра также можно вводить в поверхностные слои ФТР стекла ионным обменом. Этот подход позволяет формировать люминесцентные волноводы [21].

Важным фактором является то, что ФТР стекло позволяет реализовывать комбинацию фото-термо-индуцированной кристаллизации, ионного обмена и травления. Т. е. возможно создание оптических, люминесцентных и плазмонных волноводов как на поверхности ФТР стекла, так и внутри полых структур.

Отмеченные особенности ФТР стекол позволяют разрабатывать и демонстрировать широкий спектр голографических оптических элементов и устройств для фотоники, лазерной техники и метрологии.

Можно отметить вклад компаний Optigrate (в 2018 г. эта компания вошла в состав IPG, США) и Ondex (США) в создании коммерческого производства дифракционных оптических элементов для лазерной техники на основе ФТР стекла. Прежде всего это производство и выпуск на рынок широкой линейки сверхузкополосных спектральных и пространственных фильтров, WDM устройств, комбайнеров мощных лазерных пучков, чирпированных решеток для компрессии световых импульсов, фильтров повышающих спектральную яркость лазерных диодов, фильтров для стабилизации длины волны лазерных диодов и т. д. [22].

Университет ИТМО также внес существенный вклад в разработку самого ФТР стекла и элементной базы нового поколения для задач фотоники. К таким разработкам, прежде всего, можно отнести изучение процессов фото-термо-индуцированной кристаллизации и механизмов изменения показателя преломления классического «фторидного» ФТР стекла [6, 15, 23]. Эти исследования легли в основу создания новых ФТР стекол. К ним можно отнести разработку «бромидных» и «хлоридных» ФТР стекол [24, 25], у которых инкремент показателя

отрицательный, по сравнению «фторидных» ФТР стекол, имеющих отрицательный инкремент показателя преломления.

Университет ИТМО воспроизвел практически всю линейку голографической продукции, производимой Optigrate и Ondex [6, 15]. Следует также отметить следующие дополнительные разработки:

– сверхузкополосные спектральные фильтры с шириной полосы 5 нм для повышения спектральной яркости и температурной стабилизации длины волны излучения лазерных диодов (совместно с ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН) [26];

– голографические призмы на основе мультиплексных брэгговских решеток (более 20 решеток, записанных в единичном объеме) для калибровки высокоточных угловых приборов (совместно с концерном «ЦНИИ «Электроприбор») [27];

– изображающие голографические метки для коллиматорных голографических прицелов [28];

– базовые элементы для очков дополненной реальности на основе подхода монолитной интеграции волноводной пластины из ФТР стекла с записанными в ней мультиплексными голограммами для ввода и вывода информации (совместно с группой С. Одинокова, МГТУ им. Н. Э. Баумана) [29]

– люминесцентные датчики температуры.

– на лазерных ФТР стеклах, активированных неодимом, эрбием и иттербием получена генерация, что открывает возможности реализации в стекле идеологии монолитной интеграции брэгговских решеток и лазерной среды, по аналогии с полупроводниковыми лазерами с распределенной обратной связью [19, 20].

Таким образом, можно заключить, что ФТР стекла имеют большой потенциал как голографическая, люминесцентная и лазерная среда, и, несомненно, такие материалы будут востребованы при создании элементов и устройств фотоники нового поколения.

### Благодарность

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 20-19-00559).

### Список источников

- [1] **Patent 4017318 US**. Photosensitive Colored Glasses / J. E. Pierson, S. D. Stookey. — 1977.
- [2] **Patent 4057408 US**. Method for Making Photosensitive Colored Glasses / J. E. Pierson, S. D. Stookey. — 1977.
- [3] **Stookey, S. D.** Full-Color Photosensitive Glass / S. D. Stookey, G. H. Beal, J. E. Pierson // *Journal of Applied Physics*. — 1978. — Vol. 49. — № 10. — P. 5114–5123.
- [4] **Dotsenko, A. V.** On the Absorption Spectra of Polychromatic Glasses / A. V. Dotsenko, A. M. Efremov, V. K. Zakharov, E. I. Panysheva, I. V. Tunimanova // *Physics and Chemistry of Glass*. — 1985. — Vol. 11. — № 5. — P. 592–595.
- [5] **Panysheva, E. I.** A Study of Coloring in Polychromatic Glasses / E. I. Panysheva, I. V. Tunimanova, V. A. Tsekhomskii // *Physics and Chemistry of Glass*. — 1990. — Vol. 16. — № 2. — P. 239–244.

- [6] **Nikonorov, N.** New photo-thermo-refractive glasses for holographic optical elements: properties and applications / N. Nikonorov, S. Ivanov, V. Dubrovin, A. Ignatiev // Chapter 19 in book of Holographic materials and optical systems, edited by I. Nayadenova, D. Nazarova, T. Babeva. — InTech, 2017. — P. 435–461.
- [7] **Nikonorov, N. V.** Polychromatic Glasses — A New Medium for Optical Data Recording / N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva, V. V. Savvin, I. V. Tunimanova // Proceedings of All-Union Conference “Optical Image and Recording Media”. — Leningrad: GOI, 1990. — Vol. 2. — P. 48.
- [8] **Glebov, L. B.** Photothermorefractive Glass / L. B. Glebov, N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva, I. V. Tunimanova, V. V. Savvin, V. A. Tsekhomskii // Proceedings of VII All-Union Conference on Radiation Physics and Chemistry of Inorganic Materials. — Riga: IF AN Latv. SSR, 1989. — Part 2. — P. 527.
- [9] **Glebov, L. B.** Polychromatic Glasses — New Materials for the Recording of Volume Phase Holograms / L. B. Glebov, N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva, G. T. Petrovskii, V. V. Savvin, I. V. Tunimanova, V. A. Tsekhomskii, Dokl. Akad. Nauk SSSR. — 1990. — Vol. 314. — №4. — P. 849–853.
- [10] **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 // Optics and Spectroscopy. — 1991. — Vol. 70. — №6. — P. 1296–1300.
- [11] **Glebov, L. B.** New Possibilities of Photosensitive Glasses for the Recording of Volume Phase Holograms / L. B. Glebov, N. V. Nikonorov, E. I. Panysheva, G. T. Petrovskii, V. V. Savvin, I. V. Tunimanova, V. A. Tsekhomskii // Optics and Spectroscopy. — 1992. — Vol. 73. — №2. — P. 404–412.
- [12] **Glebov, L. B.** Photo-induced Processes in Photo-Thermo-Refractive Glasses / L. B. Glebov, L. N. Glebova, K. A. Richardson, V. I. Smirnov // Proceedings of XV Congress on Glass, San Francisco: Journal of the American Ceramic Society. — 1998.
- [13] **Efimov, O. M.** High Efficiency Bragg Gratings in Photo-Thermo-Refractive Glass / O. M. Efimov, L. B. Glebov, L. N. Glebova, K. C. Richardson, V. I. Smirnov // Applied Optics. — 1999. — Vol. 38. — №2. — P. 619–627.
- [14] **Glebov, L.** Fluorinated silicate glass for conventional and holographic optical elements / L. Glebov // Window and Dome Technologies and Materials X : Proc. of SPIE. — 2007. — Vol 6545. — P. 654507.
- [15] **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, Y. Sgibnev, A. Sidorov // Springer Series in Optical Sciences, Springer Verlag. — 2018. — P. 83–113.
- [16] **Sgibnev, Y. M.** Optical gradient waveguides in photo-thermo-refractive glass formed by ion exchange method / Y. M. Sgibnev, N. V. Nikonorov, V. N. Vasilev, A. I. Ignatiev // Journal of Lightwave Technology. — 2015. — Vol. 33. — №17. — P. 3730–3735.
- [17] **Sgibnev, Y.** Photostructurable photo-thermo-refractive glass / Y. Sgibnev, N. Nikonorov, A. Ignatiev, V. Vasilev, M. Sorokina // Optics Express. — 2016. — Vol 24. — №5. — P. 4563–4572.
- [18] **Aseev, V.** Spectroluminescence properties of photo-thermorefractive nanoglass-ceramics doped with ytterbium and erbium ions / V. Aseev, V. Nikonorov // Journal of Optical Technology. — 2008. — Vol. 75. — P. 676–681.
- [19] **Nikonorov, N. V.** Effect of rare-earth-dopants on Bragg gratings recording in PTR glasses / N. V. Nikonorov, S. A. Ivanov, D. A. Kozlova, I. S. Pichugin // Proc. of SPIE. — 2017. — Vol. 10233. — P. 102330.
- [20] **Nasser, K.** Optical, spectroscopic properties and Judd–Ofelt analysis of Nd<sup>3+</sup>-doped photo-thermo-refractive glass / K. Nasser, V. Aseev, S. Ivanov, A. Ignatiev, N. Nikonorov // Journal of Luminescence. — 2019. — Vol. 213. — P. 255–262.

- [21] **Sgibnev, Y.** Tunable photoluminescence of silver molecular clusters formed in Na<sup>+</sup>-Ag<sup>+</sup> ion-exchanged antimony-doped photo-thermo-refractive glass matrix // Y. Sgibnev, B. Asamoah, N. Nikonorov, S. Honkanen // *Journal of Luminescence*, — 2020. — Vol. 226. — P. 117411.
- [22] URL: [optigrate.com](http://optigrate.com).
- [23] **Ivanov, S.** Origin of refractive index change in photo-thermo-refractive glass / S. Ivanov, V. Dubrovin, N. Nikonorov, M. Stolyarchuk, A. Ignatiev // *Journal of Non-Crystalline Solids*. — 2019. — Vol. 521. — P. 119496.
- [24] **Dubrovin, V.** Bromide photo-thermo-refractive glass for volume Bragg gratings and waveguide structure recording / V. Dubrovin, N. Nikonorov, A. Ignatiev // *Optical Materials Express*. — 2017. — Vol. 7. — №7. — P. 2280–2292.
- [25] **Klyukin D.** Volume Bragg gratings in chloride photo-thermo-refractive glass after femtosecond laser bleaching / D. Klyukin, V. Krykova, S. Ivanov, P. Obraztsov, M. Silvennoinen, N. Nikonorov // *Optical Materials Express*. — 2017. — Vol. 7. — №11. — P. 4131–4137.
- [26] **Ivanov, S. A.** Narrowing of the emission spectra of high-power laser diodes with a volume Bragg grating recorded in photo-thermo-refractive glass / S. A. Ivanov, N. V. Nikonorov, A. I. Ignat'ev, V. V. Zolotarev, Ya. V. Lubyanskiy, N. A. Pikhtin, I. S. Tarasov // *Semiconductors*. — 2016. — Vol. 50. — №6. — P. 819–823.
- [27] **Angervaks, A. E.** Holographic prism made from photo-thermo-refractive glass: requirements and possibilities / A. E. Angervaks, K. S. Gorokhovskii, V. A. Granovskii, Van Bac Doan, S. A. Ivanov, R. A. Okun', N. V. Nikonorov, A. I. Ryskin // *Optics and spectroscopy*. — 2017. — Vol. 123. — №6. — P. 970–976.
- [28] **Ivanov, S. A.** Recording holographic marks for telescopic systems in photo-thermo-refractive glass / S. A. Ivanov, A. E. Angervaks, A. S. Shcheulin, A. I. Ignatiev, N. V. Nikonorov // *Optics and spectroscopy*. — 2014. — Vol. 117. — №6. — P. 971–976.
- [29] **Odinokov, S.** Augmented reality display based on photo-thermo-refractive glass planar waveguide / S. Odinokov, M. Shishova, V. Markin, A. Zherdev, D. Lushnikov, A. Solomashenko, D. Kuzmin, N. Nikonorov, S. Ivanov // *Optics Express*. — 2020. — Vol. 28. — №12. — P. 17581–17594.



## 8. Волноводные голографические оптические элементы для дисплеев дополненной реальности

А. Н. Путилин<sup>1</sup>, А. В. Морозов<sup>1,2</sup>, В. В. Дружин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Физический Институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Исследовательский центр Самсунг в Москве, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Рассмотрены основные свойства голографических волноводных перископических мультиплексоров выходного зрачка оптических систем дисплеев дополненной реальности. Приводится анализ ограничений в работе волноводных голограмм, компенсации хроматизма в перископических схемах и влияние дефектов волноводов на работу дисплеев дополненной реальности построенных на базе волноводных голограмм.

*Ключевые слова:* Голографические оптические элементы, Дисплеи дополненной реальности, Волноводные голограммы.

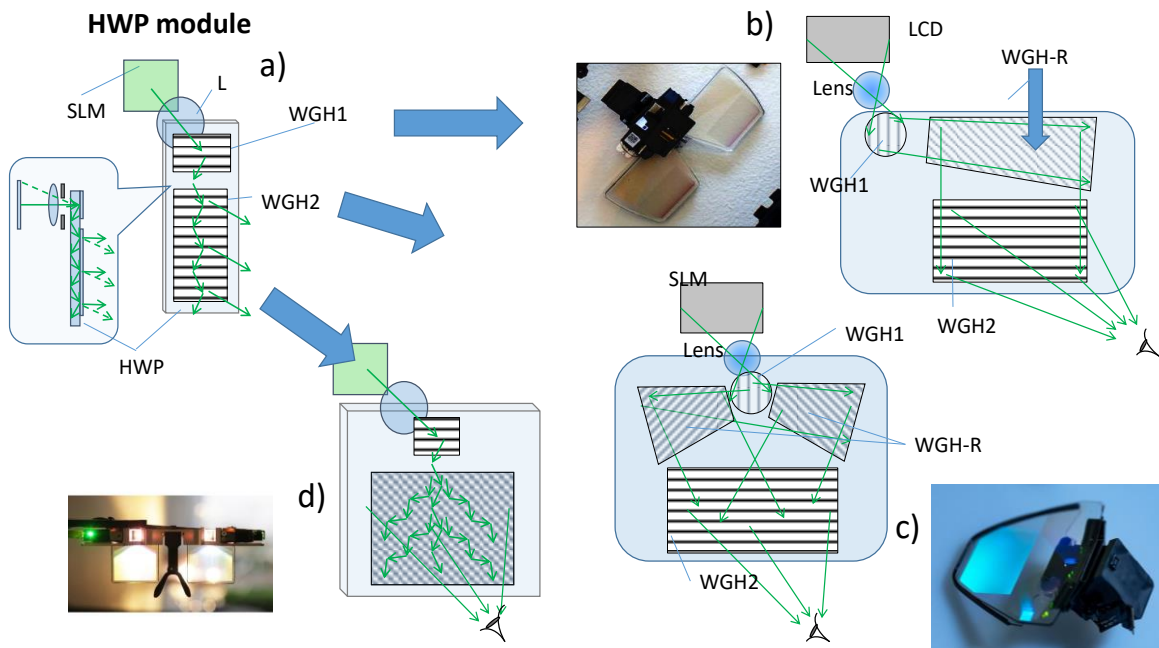
*Цитирование:* Путилин, А. Н. Волноводные голографические оптические элементы для дисплеев дополненной реальности / А. Н. Путилин, А. В. Морозов, В. В. Дружин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 56–59.

### Введение

Оптический канал информации человеческого восприятия окружающего мира самый информационно емкий — через зрение человек получает до 90% информации, соответственно создание виртуальных (Virtual reality, VR) дисплеев, а более правильно, дисплеев дополненной (Augmented Reality, AR) совмещающих цифровые информационные потоки с восприятием и взаимодействием с окружающим человека миром стало очень актуальной задачей. Отличительной их чертой является формирование мнимого (виртуального) увеличенного изображения локального источника информации и высокая прозрачность для света от реальной окружающей зрителя обстановки.

### 1. Волноводные голограммы

Волноводные голограммы, это вид голограмм, когда при записи или реконструкции такого типа голограмм используется излучение, распространяющееся по волноводу, оптическому волокну или внутри оптических элементов на полном внутреннем отражении [1]. Работы в этой области активно развиваются с 1970-х годов, несколько волн интереса к волноводным голограммам был вызваны рядом выдающихся их свойств: высокая дифракционная эффективность — свыше 90%, полное разделение изображающих и не дифрагированных на голограмме пучков, пространственно-временные преобразования информации, недоступные



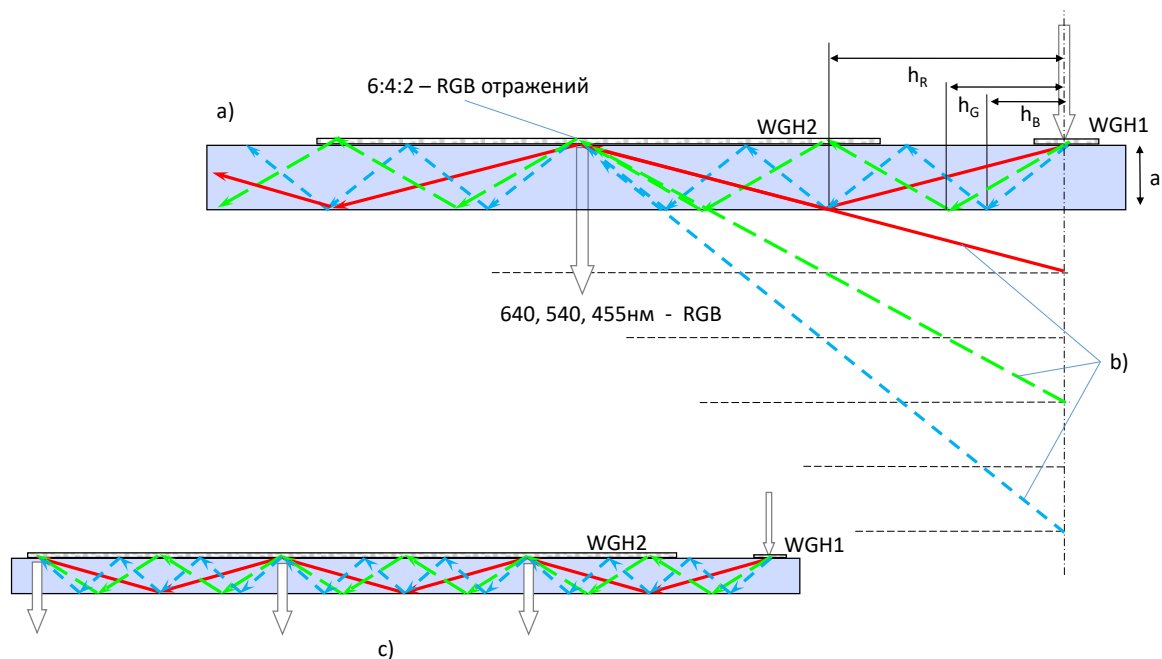
HWP (holographic waveguide periscope) — голографический волноводный перископ, WGH1 — вводная волноводная голограмма, WGH2 — выводная волноводная голограмма, WGH-R — волноводная голограмма ридиректор, L — проекционная оптика, SLM — модулятор локального источника информации.

**Рис. 1.** Трехголограммная схема Microsoft. HoloLens (Nokia Research). HoloLens 2 с увеличенным FOV. HMD WaveOptics — с комбинированным голографическим множителем зрачка — WGH2. Базовый модуль не изображающего перископа.

обычной оптике и голографии и, наконец, совместимость с массовой интегральной технологией.

И на самом деле, наиболее широко распространившееся в настоящее время HMD: *HoloLens*, *Magic Leap*, *Aconia*, *Digilens*, *BAE systems*, — построены именно на голографических перископических базовых элементах (рисунок 1) [2]. Отличительной особенностью этих устройств является планарность, компактность, легкий вес и компенсированный хроматизм в голографическом перископе.

Для каждой цветовой компоненты RGB засветки рассчитываются свои параметры волноводных решеток, однако возможна работа таких голографических перископов и в полноцветном режиме, и с некогерентным излучением. При этом существуют свои периоды расположения точек возврата (постоянная распространения мод волновода) при многократном взаимодействии голограммы с волноводной модой, максимальный период всегда у наибольшей — красной длины волны, что приводит к окрашиванию выводимого из волновода изображения — дальний от входной голограммы край изображения более красный, а ближний наоборот синий. Интересный эффект самосогласованного RGB воспроизведения волноводных голограмм был описан в [3], когда после определенного количества переотражений в волноводе цветные компоненты снова концентрировались в одной области волновода, в частности, при



*a* — формирование области хорошей ахроматизации для определенного набора RGB составляющих, *b* — оптические пути для отдельных цветовых компонент RGB, *c* — пространственно-самовоспроизводящая структура самосогласованной ахроматизации

**Рис. 2.** Пространственно-самосогласованная ахроматизация воспроизведения волноводных голограмм

нормальном падении света на волновод, соотношение толщины волновода  $a$  и периода расположения точек возврата  $h$  равно

$$\frac{h}{a} = \frac{\lambda}{\sqrt{(nd)^2 - \lambda^2}}.$$

В частном случае светодиодов с длинами волн 455, 540 и 640 нм и при соотношении отражений приблизительно 2:4:6 для таких R-G-B составляющих происходила достаточно хорошая хроматическая компенсация вывода некогерентного излучения из волновода, как по углу дифракции, так и по положению точек вывода (рисунок 2*a*).

При использовании волноводных голографических перископических мультиплексоров зрчка большое значение приобретает качество волноводов, дело в том, что при многократном увеличении площади взаимодействия световых пучков с волноводом также многократно возрастают и искажения волнового фронта этих пучков. Неоднородность толщины волновода приводит не только к отклонению луча, но и к модуляции угла вывода в направлении распространения, в результате на виртуальном изображении наблюдается целый комплекс искажений: локальное двоение или размытие, масштабные искажения, искажение перспективы и пр. Таким образом, требования к качеству волновода и, следовательно, к точности изготовления оптических деталей возрастает по мере увеличения степени мультиплицирования зрчка и уменьшения толщины волновода. В некоторых НМД дисплеях толщина волновода уже лежит в пределах 300–500 мкм и количество точек возврата на апертуре выходного элемента

может достигать 20–30 по одному направлению, что приводит к сильному удорожанию производства волноводов.

### Заключение

Проведен анализ свойств и ограничений волноводных голограмм.

Показан ряд уникальных свойств оптических дисплеев, построенных на базе волноводных голографических перископов.

Способность формирования больших выходных зрачков при исключительной компактности, характерная именно для виртуальных дисплеев на базе волноводных голограмм, открыли путь к созданию AR дисплеев, отвечающих требованиям массового потребительского рынка.

### Список источников

- [1] **Suhara, T.** [Waveguide holograms: A new approach to hologram integration](#) / T. Suhara, H. Nishihara, J. Koyama // Optics Communications. — 1976. — Vol 19. — № 3. — P. 353–358. — DOI: 10.1016/0030-4018(76)90097-3.
- [2] **Kress, B. C.** [Optical waveguide combiners for AR headsets: features and limitations](#) // Digital Optical Technologies : Proc. of SPIE. — 2019. — Vol 11062. — P. 110620J. — DOI: 10.1117/12.2527680.
- [3] **Putilin, A.** [Application of holographic elements in displays and planar illuminators](#) / A. Putilin, I. Gustomiasov // XV International Symposium on Advanced Display Technologies : Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6637. — P. 66370N. — DOI: 10.1117/12.742913.

## 9. Экспериментальное исследование изображающего объектива на основе кольцевой гармонической линзы

*Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская, В. В. Подлипнов*

Институт систем обработки изображений — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

Самарский национальный исследовательский университет имени академика

С. П. Королева, Самара, Россия

Экспериментально показано, что возможно создание компактного изображающего объектива, который в пределе может быть реализован как почти плоская структура с нулевым рабочим отрезком. Методом прямой лазерной записи изготовлена кольцевая гармоническая отражающая линза, на основе которой собран предложенный объектив. Проведено экспериментальное исследование объектива в режиме построения изображений источников света и светотехнической миры для тестирования объективов. Показано, что предложенная схема изображающего объектива на основе отражающей кольцевой гармонической линзы является работоспособной.

*Ключевые слова:* Гармоническая линза, Кольцевая апертура, Прямая лазерная запись, Компактный объектив.

*Цитирование:* Скиданов, Р. Н. Экспериментальное исследование изображающего объектива на основе кольцевой гармонической линзы / Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская, В. В. Подлипнов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 60–65.

### Введение

Характерная тенденция к минимизации систем регистрации изображений осуществляется в основном за счет минимизации электронного блока. Столь же сильно уменьшить размер оптической части с использованием классической рефракционной оптики натывается на ряд фундаментальных ограничений. Так оптические системы, используемые в современных смартфонах, формируют довольно качественное изображение, но ограничения по толщине вынуждают производителей использовать короткофокусные объективы. Поместить в корпус смартфона длиннофокусный объектив невозможно. Однако необходимость снимать на больших расстояниях периодически возникает как с использованием смартфона, так и при съемках с малых БПЛА. В идеале, желательно чтобы объектив с большой апертурой и фокусным расстоянием имел бы почти нулевую длину.

Для минимизации изображающих систем целесообразно использовать дифракционную оптику. Изображающие системы на основе дифракционных линз пригодны для практического использования: такие системы обладают существенно меньшей массой и более ком-

пактны, по сравнению с системами на основе рефракционных линз. Препятствием для широкого использования дифракционных линз является их высокий хроматизм [1]. Однако это возможно частично компенсировать путем использования так называемых гармонических линз [2–5]. Часть хроматических искажений можно компенсировать дополнительной цифровой обработкой [6]. Изображающие системы на основе гармонических линз позволяют существенно уменьшить массу объектива, поскольку толщина гармонической линзы — это толщина пластины, на которой нанесен микрорельеф [3]. Гармонические линзы могут использоваться не только в видимом, но и в среднем ИК диапазоне [7], но существенно уменьшить геометрические размеры, например, телескопического объектива, с помощью гармонических линз невозможно (требуется принципиально иное техническое решение). Кардинальное уменьшение размера изображающего объектива можно получить, развив идею одной из двухзеркальных телескопических систем [8].

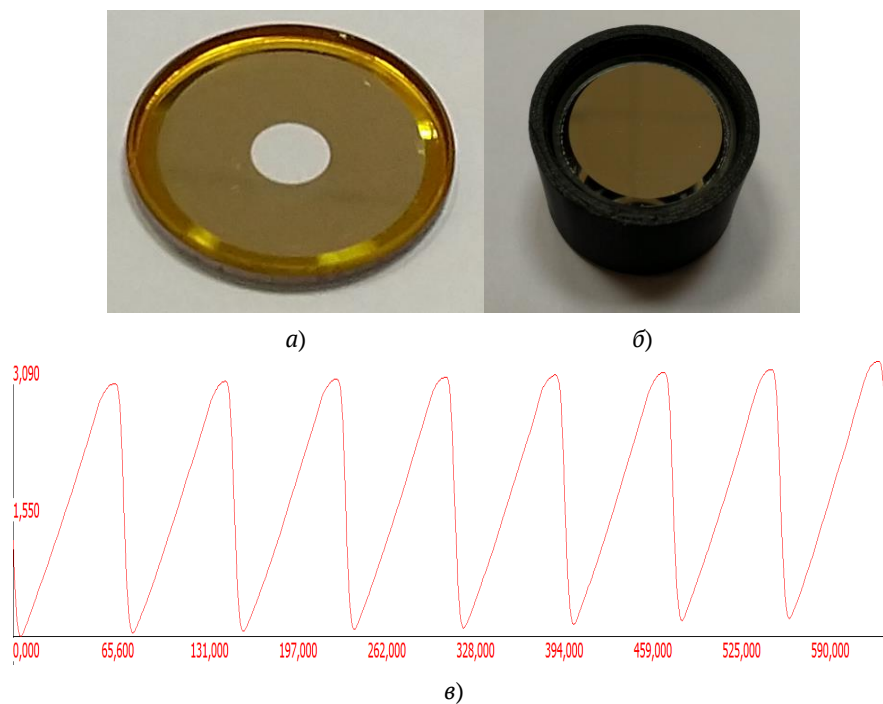
Основные схемы двухзеркальных телескопов были предложены Никола Кассегреном и Джеймсом Грегори ещё в XVII веке. В классических версиях систем главное зеркало представляет собой параболоид вращения. В системе Кассегрена вторичное зеркало расположено между главным зеркалом и его фокусом для сохранения нулевой сферической аберрации, поверхность этого зеркала должна иметь форму выпуклого гиперboloида, фокус которого совмещен с фокусом  $F$ . В работе [10] предложена идея изображающей системы, состоящей из двух зеркал и кольцевой отражающей гармонической линзы, которая при сохранении большого фокусного расстояния имеет продольный размер порядка нескольких миллиметров.

В настоящей работе рассматривается экспериментальная проверка работы этой изображающей системы, состоящей из двух зеркал и кольцевой отражающей гармонической линзы, которая при фокусном расстоянии в 100 мм имеет продольный размер порядка нескольких миллиметров.

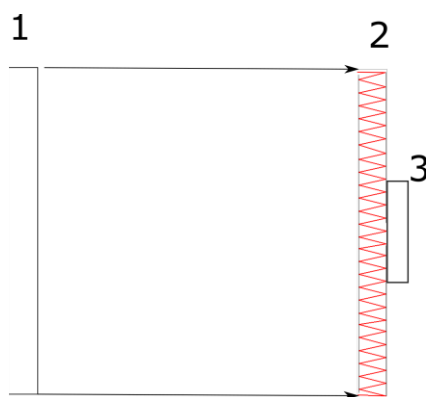
## 1. Эксперимент

Для эксперимента по формированию изображений был изготовлен экспериментальный образец изображающей системы с кольцевой апертурой. Кольцевая линза была изготовлена методом прямой лазерной записи по фоторезисту с последующим нанесением слоя алюминия методом магнетронного напыления. Фокусное расстояние кольцевой линзы составило 100 мм, диаметр из-за технологических ограничений составил 25 мм, ширина кольца с микрорельефом — 0,75 мм. Линза рассчитывалась для основной длины волны 650 нм. На рисунок 1а представлен внешний вид получившейся кольцевой линзы, сечение профиля по всей ширине кольца микрорельефа (рисунок 1б) и общий вид системы в пластиковом корпусе. Второе зеркало расположено на расстоянии 10 мм от первого, таким образом, в системе должно быть 5 переотражений.

Для проведения эксперимента использовалась простейшая оптическая схема (рисунок 2), в которой задействована камера TourCam UCMOS03100KPA с размером пикселя 5,5 мкм. Плоскость фокусировки системы расположена непосредственно в плоскости гармонической



**Рис. 1.** Внешний вид изготовленной отражающей кольцевой гармонической линзы, по краю видна кольцевая зона с микрорельефом (а), сечение профиля микрорельефа (б), внешний вид системы формирования изображений с кольцевой апертурой со стороны второго зеркала (в)



1 — мира, освещаемая плоским равномерным источником света, 2 — кольцевая изображающая система, 3 — регистрирующая камера TourCam UCМOS03100KPA

**Рис. 2.** Оптическая схема для формирования изображений оптической системой с кольцевой апертурой

линзы, но из-за расположения объекта на конечном расстоянии (800 мм), которое сопоставимо с фокусным расстоянием линзы, плоскость формирования изображения оказалась вынесена за пределы конструкции объектива на 12 мм, и с учетом расположения матрицы внутри корпуса камеры для получения четкого изображения объектив располагался практически вплотную к корпусу камеры. При наблюдении бесконечно удаленного объекта объектив надо было бы располагать непосредственно возле светочувствительной матрицы.

В качестве объектов для построения изображения использовались светотехническая мира (рисунок 3), два светодиодных источника с малыми излучающими площадками: один —

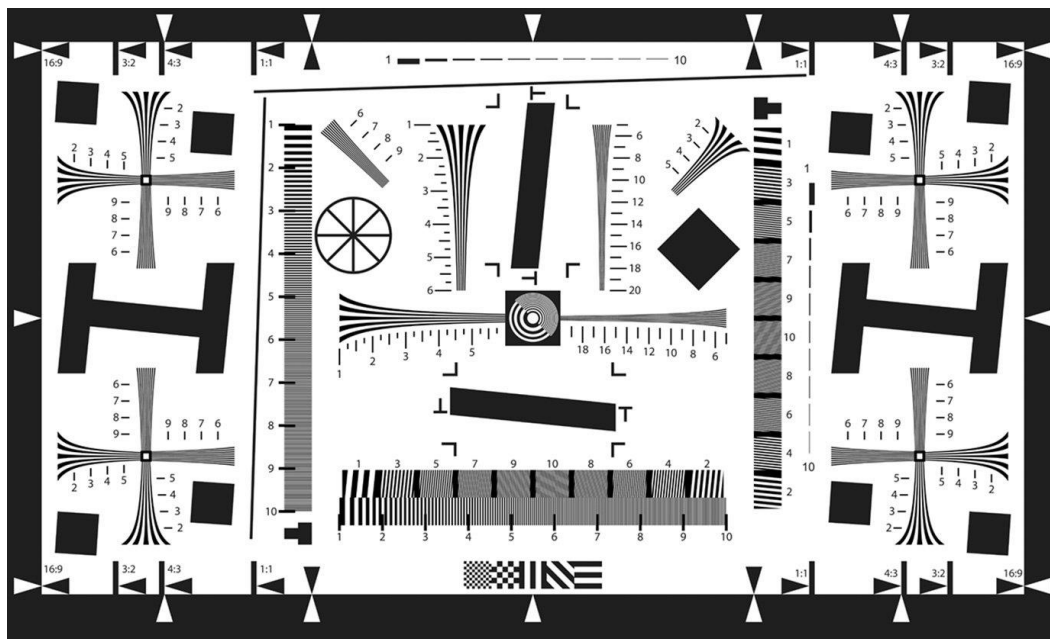


Рис. 3. Изображение черно-белой миры для тестирования объективов

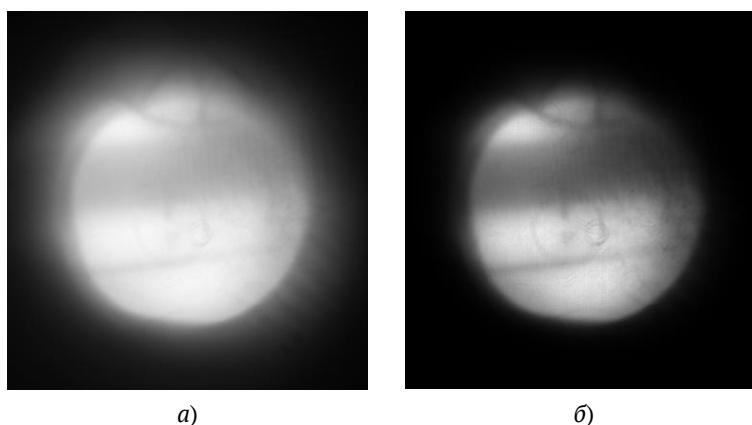


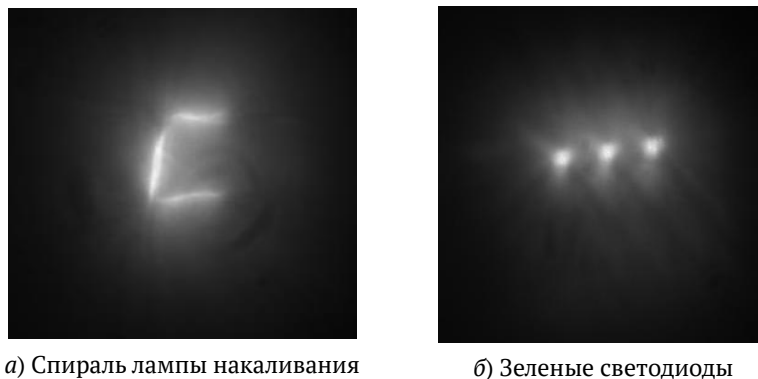
Рис. 4. Изображение участка светотехнической миры без обработки (а), с удаленной фоновой засветкой (б)

цветной (RGB) по три красных, зеленых и синих светодиода, второй — с 16 белыми светодиодами, расположенными по кольцу, а также лампа накаливания.

Поскольку поле зрения у рассматриваемой системы очень мало, на матрицу попадает небольшой участок миры (рисунок 4а и 4б).

На рисунке 13а, ожидаемо по результатам моделирования, наблюдается два участка поля зрения: центральный с большей яркостью и вокруг него с пониженной яркостью там, где фокусируется свет от части апертуры. Вторая область немного несимметрична, что связано, очевидно, с небольшим наклоном друг относительно друга двух зеркал. При обработке изображения путем удаления фоновой засветки, качество изображения становится немного лучше, но при этом область поля зрения с пониженной яркостью уже почти не видна. Из-за малой светосилы изображение довольно сильно зашумлено и получить характеристики системы по такому





а) Спираль лампы накаливания

б) Зеленые светодиоды

**Рис. 14.** Изображение разных источников света

изображению затруднительно. Поэтому для оценки ширины ФРТ были использованы изображения светодиодов и лампы накаливания (рисунок 14).

Как видно из рисунка 14, для ярких источников света формируются довольно контрастные изображения. Так, ширина изображения спирали в самом узком месте всего 2 пикселя матрицы (11–16,5 мкм), но все недостатки гармонических линз присущи и этой системе. Оценка ширины ФРТ производилась по спаду интенсивности на границе изображения источника света.

Если говорить о полихроматической ФРТ (по изображению лампы накаливания), оценочная ширина по полуспаду составляет 2–3 пикселя (11–16,5 мкм). Для зеленых светодиодов — 3 пикселя (16,5 мкм). Измерения проводились при нахождении объекта вблизи к оптической оси. Ширина осевой ФРТ намного больше предсказанной по результатам моделирования [10], однако, с учетом свойств гармонических линз [1], это вполне предсказуемый результат. С точки зрения практического использования получилась вполне работоспособная система, которую, конечно, нужно улучшать и совершенствовать. Уже на настоящем этапе понятно, что предложенная конфигурация имеет огромный потенциал для дальнейшего развития, как основа для компактных объективов.

### Заключение

Продемонстрирована возможность создания длиннофокусного объектива, собственные размеры которого, как и его рабочий отрезок будут на 1–2 порядка меньше его фокусного расстояния. Теоретических ограничений на уменьшение длины такого объектива нет. Можно сформировать объектив с расстоянием между первым и вторым зеркалом менее 1 мм, с нулевой длиной рабочего отрезка и такая система будет работать. Таким образом, систему регистрации изображений можно превратить в плоский сенсор, в котором оптическая часть и светочувствительная матрица будут выглядеть, как две прижатые друг к другу пластины.

### Список источников

- [1] **Dobson, S. L.** Diffractive lenses for chromatic confocal imaging / S. L. Dobson, P. Sun, Y. Fainman // Applied Optics. — 1997. — Vol. 36. — №20. — P. 4744–4748.
- [2] **Sweeney, D. W.** Harmonic diffractive lenses / D. W. Sweeney, G. E. Sommargren // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — №14. — P. 2469–2475.

- [3] **Sales, T. R. M.** [Diffractive-refractive behavior of kinoform lenses](#) / T. R. M. Sales, G. M. Morris // Applied Optics. — 1997. — Vol. 36. — №1. — P. 253–257. — DOI: 10.1364/AO.36.000253.
- [4] **Faklis, D.** Spectral properties of multiorder diffractive lenses / D. Faklis, G. M. Morris // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — P. 2462–2468.
- [5] **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.
- [6] **Nikonorov, A.** Fresnel lens imaging with post-capture image processing / A. Nikonorov, R. Skidanov, V. Fursov, M. Petrov, S. Bibikov, Y. Yuzifovich // IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. Work. — 2015. — P. 33–41.
- [7] **Rosli, A.** Design and fabrication of Si-HDPE hybrid Fresnel lenses for infrared imaging systems / A. Rosli, A. Manaf, T. Sugiyama, J. Yan // Optic Express. — 2017. — Vol. 25. — P. 1202–1220.
- [8] **Теребиж, В. Ю.** Современные оптические телескопы / В. Ю. Теребиж. — Москва : Физматлит, 2005. — 65 с.
- [9] **Хонина, С. Н.** Минимизация размера светового или теневого фокального пятна с контролируемым ростом боковых лепестков в фокусирующих системах с вы-сокой числовой апертурой / С. Н. Хонина, С. Г. Волоотовский // Компьютерная оптика. — 2011. — Том 35. — №4. — С. 438–451.
- [10] **Skidanov, R. V.** [Harmonic lens with an annular aperture](#) / R. V. Skidanov, Y. S. Strelkov, S. G. Volotovskiy // Computer Optics. — 2017. — Vol. 41. — №6. — P. 842–847. — DOI: 10.18287/2412-6179-2017-41-6-842-847.

## 10. Новые возможности в области создания микро-наноструктурированных оптических и голографических компонентов и лазерных технологий микрообработки

*В. П. Корольков, С. Л. Микерин, В. П. Бессмельцев, В. С. Терентьев, Д. А. Белоусов, И. А. Лобач, А. В. Достовалов*

Институт автоматки и электротметрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

Развитие прецизионных лазерных и плазменных технологий, подкрепленное улучшением функциональности и снижением погрешностей аналитических приборов, создает новые возможности в области синтеза микро-наноструктурированных оптических компонентов и продуктов прецизионной микрообработки. Выполнение серии проектов ФЦП, РНФ и РФФИ позволило создать в ЦКП ИАиЭ СО РАН комплекс оборудования, позволяющего решать широкий ряд прикладных и фундаментальных задач. В докладе показаны возможности отдельных компонентов этого комплекса и примеры их применения. Уникальность и доступность созданного технологического комплекса будут полезны для реализации российских и международных проектов в области голографии, интегральной и волоконной оптики, сенсорики и микро-системной техники.

*Ключевые слова:* Микро-наноструктурированные оптические компоненты, Лазерные технологии микрообработки, Прямая лазерная запись, Реактивное ионное травление, Атомно-силовая микроскопия, Оптическая рефрактометрия.

*Цитирование:* Корольков, В. П. Новые возможности в области создания микро-наноструктурированных оптических и голографических компонентов и лазерных технологий микрообработки / В. П. Корольков, С. Л. Микерин, В. П. Бессмельцев, В. С. Терентьев, Д. А. Белоусов, И. А. Лобач, А. В. Достовалов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 66–73.

### Введение

Расширение области применения оптических компонентов с поверхностным, объемным или одномерным (вдоль сердцевины оптического волокна) микро-наноструктурированием во многих отраслях промышленности, особенно, таких как лазерные технологии, оптическая связь, приборостроение и биомедицина требуют дальнейшего развития технологий и оборудования для их производства. Существенная часть технологий создания оптических элементов с микрорельефом основана на применении лазерного излучения и плазменных процессов обработки. Проблема не исчерпывается только технологическим оборудованием. Необходимы современные приборы для характеристики исходных материалов и изготавливаемых элементов. Требования к технологическому и аналитическому оборудованию ужесточаются в

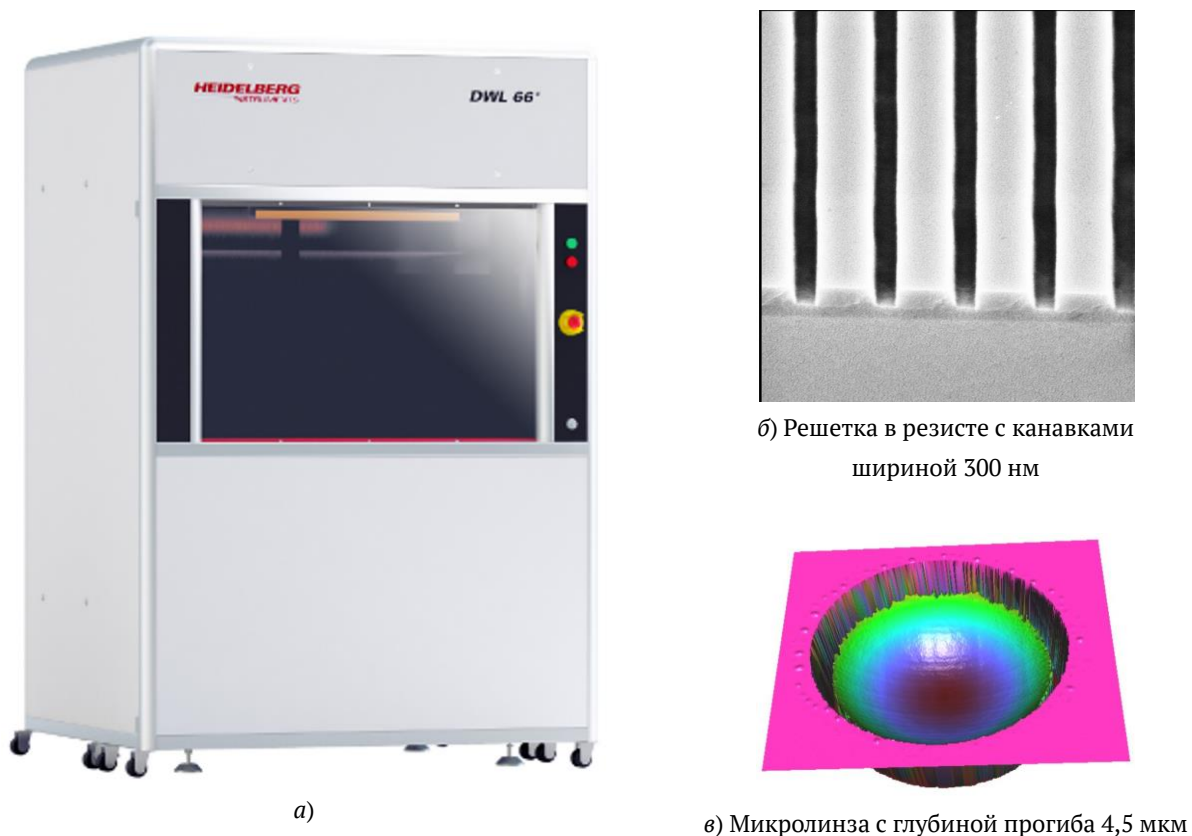
виду явной тенденции последних лет к широкому применению высокоапертурных дифракционных оптических элементов (ДОЭ), субволновых структур [1], метаматериалов и мета-оптики [2].

### 1. Технологическое оборудование

Развитие в ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН комплекса микротехнологического и аналитического оборудования и компетенций для выполнения НИОКР полного цикла с выпуском, как экспериментальных образцов, так и мелких серий компонентов волоконной и интегральной оптики, нанофотоники, микрооптики, дифракционной оптики, высокоточных синтезированных голограмм создает площадку для апробации и освоения приборостроительными и высокотехнологичными предприятиями Сибири и Дальнего Востока новых технологий в связке с новым оборудованием. В перспективе это будет способствовать увеличению числа экологически чистых перерабатывающих производств (индустрии фотоники и телекоммуникаций, приборостроению, а также отраслям промышленности, работающим над решением задач повышения безопасности страны, улучшения качества жизни и здоровья граждан). К настоящему времени в России назрела острая потребность к опережающему развитию в областях, связанных с нано-/микро-технологиями — интегральной оптике, нанофотонике и микросистемной технике.

Разработка и изготовление новых типов голограмм, оптических сенсоров, в том числе на основе метаматериалов, требуют современного сверхточного оборудования, в том числе для литографии криволинейных элементов с гладкими границами (гладкость границ напрямую влияет на потери света при распространении по волноводам и взаимное влияние сигналов в соседних волноводах). Поперечные размеры волнопроводов в интегрально-оптических устройствах оптического диапазона спектра составляют 1–10 мкм при размере устройств до 10 см. Характерные размеры элементов наноструктуры метаматериалов для ближнего ИК диапазона имеют размер порядка сотен нанометров. Характерный размер плазмонных структур для оптического и ближнего ИК диапазонов составляет от 1 мкм и менее.

Для выполнения разработок в этих областях в ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН в рамках выполнения гранта ФЦП на модернизацию оборудования закуплена лазерная литографическая установка DWL-66+ (рисунок 1а) версии HighRes производства Heidelberg Instruments GmbH [3]. Выбор данной установки обусловлен преимуществами перед электронно-лучевой литографией, заключающимися в значительно меньшей стоимости, большей скорости записи структуры, меньшими требованиями на условия эксплуатации и расходами на содержание. Данный лазерный литограф работает в режиме XY-позиционирования и векторного перемещения. При дискретности позиционирования лазерного пятна 5 нм и диаметре пятна 300 нм достигается более качественное изготовление протяженных элементов микроизображения. Данный литограф обладает высокой точностью и воспроизводимостью, а также расширенным полем записи (200×200 мм). Разрешающая способность системы позиционирования литографа и минимальный размер формируемых микроэлементов до 300 нм



**Рис. 1.** Лазерная литографическая установка DWL66+ HiRes (а) и образцы микрорельефа в фоторезисте, сформированные с ее помощью

удовлетворяет самым жестким требованиям к интегрально-оптическим устройствам мирового уровня, как и метаматериалам и плазмонным структурам для области ближнего ИК диапазона. Установка DWL 66+ HiRes позволяет изготавливать как бинарные (рисунок 1б), так и многоуровневые (рисунок 1в) микроструктурированные оптические элементы.

В рамках проекта РФФ «Развитие сверхразрешающей термохимической лазерной технологии формирования компьютерно синтезированных дифракционных наноструктур» создан и передан в ЦКП «Спектроскопия и оптика» сканирующий X-Y лазерный нанолитограф (ЛНЛ) [4], ориентированный в отличие от DWL66+ на проведение исследований термохимической лазерной записи на тонких пленках металлов, требующих существенно более высокой мощности лазерного пучка. Установка, показанная на рисунке 2а, использует мощный диодный лазер с длиной волны 405 нм. На рисунке 2б показан образец решетки с периодом 900 нм, записанный на пленке циркония с помощью ЛНЛ.

Для переноса сформированных в фоторезисте структур в материал подложки используется установка плазмохимического реактивно-ионного травления с источником высокоплотной плазмы «Плазма ТМ 200-01» (рисунок 3) производства НИИТМ [5]. Она обеспечивает возможность травления кварцевых и кремниевых подложек диаметром до 200 мм при их толщине до 20 мм. При этом неравномерность травления не хуже 5%. Травление может осуществляться через хромовую или фоторезистную маску.

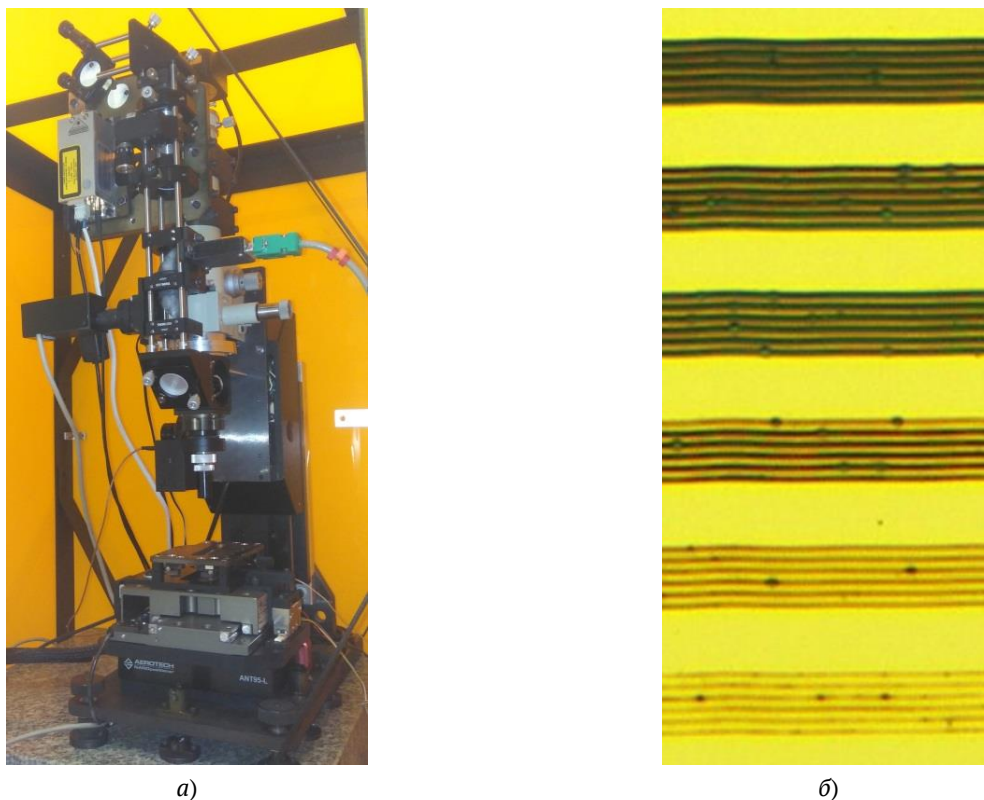


Рис. 2. XY лазерный нанолитограф (а) и тестовая структура с периодом 900 нм, записанная с его помощью на пленке Zr (б)



Рис. 3. Установка реактивно-ионного травления «Плазма ТМ 200-01»

## 2. Аналитическое оборудование

Высокоточное и воспроизводимое изготовление синтезированных голограмм, волноводных и интегрально-оптических компонентов невозможно без характеристики поверхностного микрорельефа и материалов, из которых они изготовлены. Измерение профиля поверхности



**Рис. 4.** Автоматизированный атомно-силовой микроскоп PARK XE15

с нанометровым разрешением обеспечивается атомно-силовым микроскопом PARK XE15 (рисунок 4) [6]. Отличительной особенностью этого прибора является возможность измерения в автоматическом режиме серии образцов или тестовых структур, распределенных в поле до  $150 \times 150$  мм. Область каждой измеряемой структуры достигает  $100 \times 100 \times 12$  мкм.

Для одновременного измерения основных оптических параметров и толщины слоев оптических материалов обычно прибегают к спектральной эллипсометрии. Однако, эффективность этого метода сильно зависит от расчетной модели измеряемой среды и знания основных параметров подслоев. Существует метод измерения параметров слоев оптических материалов, который основан на возбуждении оптических мод в планарной волноводной системе. Этот метод особенно подходит для задач интегральной оптики, к тому же не требует знания свойств материалов подслоев, имеет на порядок более высокую точность измерения показателя преломления. В ЦКП «Спектроскопия и оптика» данный метод измерения реализуется на приборе производства фирмы Metricon Inc. (США) модель 2010/M (рисунок 5) [7]. Погрешность измерения показателя преломления материала слоя не хуже 0,001.

В ЦКП «Спектроскопия и оптика» собран комплекс оборудования для создания волоконно-оптических компонентов. Совместно с НГУ создана фемтосекундная лазерная установка для записи брэгговских решеток [8]. Одним из самых мощных инструментов для неdestructивного анализа волоконно-оптических систем является оптическая рефлектометрия. Среди всех технологий, основанных на принципах оптической рефлектометрии можно отметить только три, которые позволяют получать миллиметровое пространственное (т. е. вдоль распространения излучения) разрешение: частотная рефлектометрия рэлеевского рассеяния света; временная рефлектометрия рассеяния Мандельштама-Бриллюэна с предварительным импульсом; корреляционная рефлектометрия рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. Эти ме-

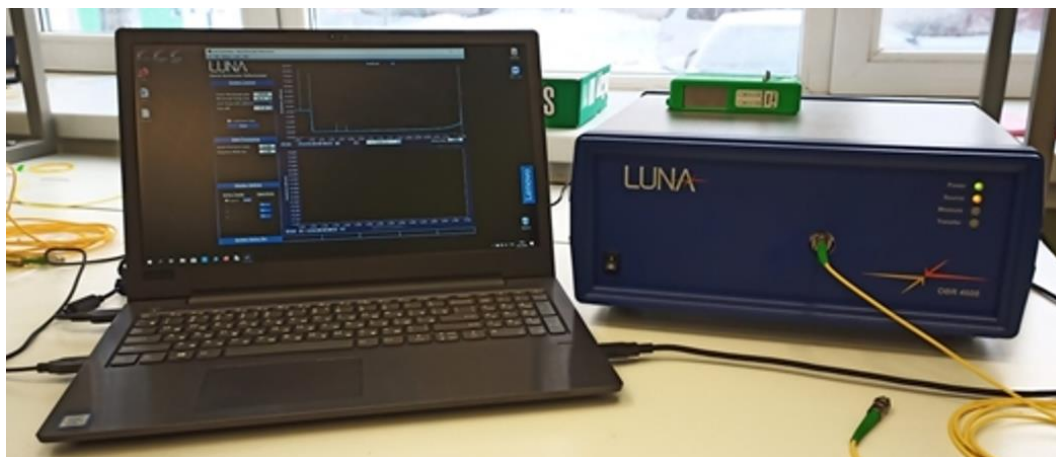


Рис. 6. Рефлектометр высокого разрешения OBR 4600

тоды измерения реализованы в ЦКП «Спектроскопия и оптика» на оптическом рефлектометре OBR 4600 (рисунок 6) производства Luna Technology [9]. Данный прибор позволяет характеризовать с высоким разрешением волоконно-оптические датчики растяжения и температуры на основе брэгговских решеток.

Новым важным направлением исследований в ЦКП «Спектроскопия и оптика» является развитие методов прецизионного 3D прототипирования металлических деталей с помощью наплавления и спекания материалов под действием лазерного излучения. Эта технология является весьма востребованной в современной промышленности. Формообразование изделий сложной формы с внутренними пустотами в одном цикле существенно уменьшает количество деталей в изделии, сокращает время изготовления узла и, как следствие, позволяет быстро окупить затраты на приобретение оборудования и порошковых материалов. Однако аддитивная технология для конкретных изделий нуждается в существенной доработке и совершенствовании. Необходимо обеспечить точный in-situ контроль параметров процесса для каждого из используемых порошков, анализ изделий, как по геометрическим, так и прочностным параметрам, создание точных моделей процесса для предварительного моделирования. Кроме того, применение керамических (особенно высокотемпературных) и высокотемпературных металлических порошков для послойного аддитивного формообразования в настоящее время развито существенно хуже. Это связано с особенностями процесса формирования слоя, спекания и сплавления таких порошков, особенно с нанометровыми кристаллитами, с низкой сыпучестью и необходимостью для таких процессов сверхвысоких температур и инертной окружающей атмосферы. Для реализации указанных требований ИАиЭ СО РАН разработал установку прецизионной 3D печати на основе одновременного и согласованного применения двух источников мощного лазерного излучения с существенно отличающимися длительностями взаимодействия с обрабатываемым материалом (микросекундный (500 Вт) и фемтосекундный (20 Вт) диапазоны). Кроме этого, в установке используются средства калибровки технологического процесса на основе анализа теплового распределения в образце в реальном времени и математическое обеспечение для динамической коррекции режимов обработки. Прецизионные механические компоненты, сформированные на данной



установке, могут использоваться в широком круге задач от микросистемной техники до моторостроения.

### **Заключение**

В результате выполнения проектов ФЦП, РНФ, РФФИ в ЦКП «Спектроскопия и оптика» создана экспериментальная база и обеспечена поддержка выполнения НИОКР полного цикла для достижения в ближайшей перспективе ряда прорывных результатов:

- технологии изготовления различных видов волоконно-оптических и интегрально-оптических устройств;
- прототипы сверхбыстродействующих фотонных модулирующих и переключающих устройств;
- уникальные внеосевые синтезированные голограммы для контроля и юстировки оптических систем космического мониторинга и систем дополненной реальности двойного назначения;
- лазерные аддитивные технологии 3D-синтеза изделий из тугоплавких (керамика, металлы) и композиционных материалов с использованием микро- и нанопорошков;
- лазерные технологии записи волноводных структур показателя преломления в различных прозрачных материалах (кристаллы, стекла, полимеры, керамика) и элементов интегральной фотоники и фотонных интегральных микросхем на основе этой технологии;
- лазерные технологии записи 1D–3D периодических структур показателя преломления в различных типах волноводов (волоконные, планарные и объемные) с передовыми характеристиками (оптические, механические, эксплуатационные) для применений в передовых технологических лазерных и сенсорных системах.

Создание современной технологической базы в Новосибирском Академгородке для проведения исследований и мелкосерийного производства микроструктурированных оптических компонентов и прецизионных узлов сложной 3D конфигурации на мировом уровне отвечает не только российскому, но теперь уже и современному мировому тренду по локализации и импортозамещению комплектующих, когда международные взаимосвязи могут быть неожиданно разорваны из-за противозидемиологических мероприятий или санкций. Общедоступное современное оборудование, эксплуатируемое высококвалифицированным персоналом, будет также полезно для реализации комплексных научно-технических программ в области разработки и изготовления заказных компонентов фотоники, оптического приборостроения, телекоммуникационной техники, биомедицинских сенсоров и микросистемной техники.

### **Благодарность**

Работа выполнена при поддержке грантов ФЦП (соглашение №075-15-2019-1642 от 5.11.2019) и РНФ №17-19-01721-П, а также с использованием оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН.

### Список источников

- [1] **Glaser, T.** High efficiency binary phase-transmission-grating / T. Glaser, S. Schroter, H. Bartelt, R. Pohlmann, H. Fuchs // EOS Topical Meeting Digest Series. Diffractive Optics. — 1997. — Vol. 12. — P. 32.
- [2] **Kruk, S.** Nonlinear and topological meta-optics / S. Kruk, Y. S. Kivshar // Active Photonic Platforms XI. International Society for Optics and Photonics. — 2019. — Vol. 11081. — P. 110810S.
- [3] Лазерная литографическая установка DWL-66+ / URL: [heidelberg-instruments.com/en/products/dwl-66.html](http://heidelberg-instruments.com/en/products/dwl-66.html).
- [4] **Корольков, В. П.** Оптимизация оптического канала X-Y лазерного нанолитографа для записи на фото- и термочувствительных материалах / В. П. Корольков, А. Г. Седухин, А. Е. Качкин, А. Е. Елисафенко // Интерэкспо Гео-Сибирь. Национальная конференция с международным участием «СИБОПТИКА-2019». — 2019. — Том 8. — С. 28–33.
- [5] Установка плазмохимического реактивно-ионного травления «Плазма ТМ 200-01» / URL: [niitm.ru/плазма-тм-200-01/](http://niitm.ru/плазма-тм-200-01/).
- [6] Атомно-силовой микроскопом PARK XE15 / URL: [parksystems.com/products/large-sample-afm/park-xe15/overview](http://parksystems.com/products/large-sample-afm/park-xe15/overview).
- [7] 2010/M Metricon / URL: [www.metricon.com/model-2010-m-overview](http://www.metricon.com/model-2010-m-overview).
- [8] **Wolf, A. A.** Femtosecond writing of refractive index structures in multimode and multicore fibres / A. A. Wolf, A. V. Dostovalov, S. Wabnitz, S. A. Babin // Quantum Electronics. — 2018. — Vol. 48. — № 12. — P. 1128–1131.
- [9] Рефлектометр Luna OBR 4600 / URL: [lunainc.com/product/sensing-solutions/obr-4600/](http://lunainc.com/product/sensing-solutions/obr-4600/).

## 11. Адаптивная голографическая интерферометрия в приложении к определению материальных параметров фоточувствительных кристаллов

С. М. Шандаров<sup>1</sup>, А. О. Злобин<sup>1</sup>, Н. И. Буримов<sup>1</sup>, А. А. Шмидт<sup>1</sup>, К. П. Мельник<sup>1</sup>,  
С. С. Шмаков<sup>1</sup>, В. В. Шепелевич<sup>2</sup>, И. А. Соколов<sup>3</sup>, М. А. Брюшинин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники,  
Томск, Россия

<sup>2</sup> Мозырский государственный педагогический университет имени И. П. Шамякина,  
Мозырь, Беларусь

<sup>3</sup> Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрено применение методов голографической интерферометрии, основанных на взаимодействии стационарного опорного светового пучка с фазово-модулированным сигнальным пучком на создаваемых ими возмущениях диэлектрического тензора в фоточувствительных кристаллах, для измерения материальных параметров, определяющих величину этих возмущений. Определены экспериментальные условия, при которых возможно выделение вкладов во взаимодействие флексоэлектрического и электрогирационного эффектов в кубических фоторефрактивных кристаллах класса силленитов; показана необходимость учета вклада в него эффекта флексогирации.

*Ключевые слова:* Адаптивная голографическая интерферометрия, Фоточувствительные кристаллы, Фоторефрактивный эффект, Обратный флексоэлектрический эффект, Двухпучковое взаимодействие..

*Цитирование:* Шандаров, С. М. Адаптивная голографическая интерферометрия в приложении к определению материальных параметров фоточувствительных кристаллов / С. М. Шандаров, А. О. Злобин, Н. И. Буримов, А. А. Шмидт, К. П. Мельник, С. С. Шмаков, В. В. Шепелевич, И. А. Соколов, М. А. Брюшинин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 74–80.

### Введение

Методы адаптивной голографической интерферометрии широко используются для реализации высокочувствительных одноканальных и многоканальных измерительных систем, основанных на преобразовании нестационарной фазовой модуляции оптических сигналов в амплитудно-модулированный сигнал [1–5]. Для фазовой демодуляции в лазерных интерферометрах голографического типа используется взаимодействие между сигнальным световым пучком и стационарной опорной волной на динамической голограмме, формируемой ими в реверсивной среде. Предложение об использовании фоторефрактивных кристаллов в качестве такой реверсивной среды [6] стало основой для многочисленных работ [1–4, 7–9], посвященных как анализу физических явлений при взаимодействии на фоторефрактивных голо-

граммах двух световых волн, одна из которых является фазово-модулированной, так и разработке реальных измерительных устройств и систем. Фоторефрактивные голограммы, имеющие динамический характер при конечном времени быстрогодействия среды  $\tau$ , обеспечивают компенсацию дрейфа рабочей точки интерферометра при низкочастотной модуляции с частотами  $\Omega_e \ll 1/\tau$ , вызванного изменением внешних условий (температуры, давления, механических вибраций и т. п.). Поэтому взаимодействие на них позволяет осуществлять адаптивную фазовую демодуляцию сигнального пучка, несущего информацию о нестационарных возмущениях с частотами  $\Omega > 1/\tau$ .

Сигнал фазовой демодуляции в фоторефрактивных кристаллах характеризуется временным спектром, который определяется видом отклика среды при заданных поляризационных параметрах взаимодействующих световых пучков, зависящего также от кристаллографической ориентации образца и вклада в него различных механизмов возмущения оптических свойств формируемой динамической голограммой [1–4, 9–12]. Высокая чувствительность эффективности фазовой демодуляции позволяет успешно применять методы голографической интерферометрии для определения величины вклада в неё различных вторичных эффектов и соответствующих им материальных параметров фоторефрактивных кристаллов [10–14]. В настоящем докладе представлены результаты теоретического анализа и экспериментального исследования фазовой демодуляции при попутном взаимодействии волн с одинаковой циркулярной поляризацией в кристалле силиката висмута среза (110). Продемонстрирована возможность оценки из экспериментальных данных его коэффициента флексоэлектрической связи  $f_{1111}$ , электрогирационной постоянной  $\gamma_{41}$  и эффективного флексогирационного параметра  $\beta_{1122} + \beta_{2211}$ .

### **1. Фазовая демодуляция для волн с циркулярной поляризацией в кристаллах класса силленитов**

Взаимодействие на фоторефрактивной голограмме сильной стационарной опорной волны со слабой сигнальной волной, несущей информацию в виде фазовой модуляции гармоническим сигналом с частотой  $\Omega$ , приводит к эффекту фазовой демодуляции [2, 15]. При этом интенсивность сигнальной волны на выходной грани кристалла может быть представлена в виде разложения

$$I_S(t) \approx I_{S0} \left[ M^{(0)} + M^{(1)} \sin \Omega t + M^{(2)} \cos 2\Omega t + \dots \right], \quad (1)$$

в котором относительные амплитуды гармоник  $M^{(n)}$  зависят от глубины фазовой модуляции  $\varphi_m$ , поляризации взаимодействующих волн на входной грани кристалла, вида фоторефрактивного отклика и его параметров для рассматриваемого двухволнового взаимодействия. Использование известного подхода к анализу взаимодействия световых волн с чисто циркулярной поляризацией на фоторефрактивных голограммах диффузионного типа в кристаллах класса силленитов, учитывающего вклад в него обратного флексоэлектрического эффекта [10–12], позволило получить следующие выражения для относительных амплитуд первой и второй гармоник в информационном сигнале в случае образцов среза (110):

$$M^{(1)}(\varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m)\exp\left(-\frac{\Gamma_E}{2}d\right)\sin\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right) = 4M_{1m}J_0(\varphi_m)J_1(\varphi_m), \quad (2)$$

$$M^{(2)}(\varphi_m) = 4J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m)\left[\exp\left(-\frac{\Gamma_E}{2}d\right)\cos\left(\frac{\Gamma_f}{2}d\right) - 1\right] = 4M_{2m}J_0(\varphi_m)J_2(\varphi_m) \quad (3)$$

где  $J_n(\varphi_m)$  — функция Бесселя  $n$ -го порядка и  $d$  — толщина кристалла, а параметры  $M_{1m}$  и  $M_{2m}$  определяются анизотропией кристалла и характеризуют эффективность фазовой демодуляции по первой и второй гармоникам частоты модуляции. Коэффициенты связи  $\Gamma_E$  и  $\Gamma_f$  описывают вклад в попутное взаимодействие волн с одинаковой циркулярной поляризацией, связанный соответственно с эффектом Поккельса и с обратным флексоэлектрическим эффектом. В рассматриваемом случае принималось, что они удовлетворяют неравенствам  $\Gamma_E, \Gamma_f \ll 4\rho$ , где  $\rho$  — удельное оптическое вращение кристалла. Эти коэффициенты связи не зависят от знака циркулярной поляризации взаимодействующих волн и при ориентации вектора фоторефрактивной решетки  $\vec{K}$  вдоль кристаллографического направления  $[00\bar{1}]$  и определяются выражениями

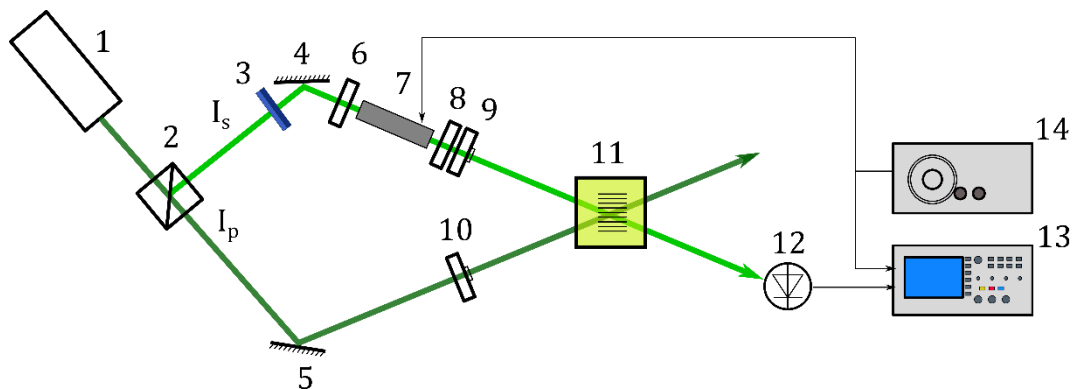
$$\Gamma_E = -\frac{2\pi n_0^3 r_{41}^S}{\lambda} (1 + \sin^2 \theta) \cos \theta E_{SC}, \quad (4)$$

$$\Gamma_f = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \frac{2p_{11} + p_{12} + p_{13}}{4c_{11}} \left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right) f_{1111} \cos^3 \theta E_{SC}, \quad (5)$$

где  $\lambda$  — длина волны света;  $n_0$  — показатель преломления для невозмущенного кристалла;  $r_{41}^S$  — компонента электрооптического тензора механически зажатого кристалла;  $p_{11}$ ,  $p_{12}$  и  $p_{13}$  — упругооптические коэффициенты кристалла;  $E_{SC}$  — эффективное поле пространственного заряда голограммы [1, 10];  $c_{11}$  — компонента тензора модулей упругости кристалла в сокращенной форме записи и  $\Lambda = 2\pi / |\vec{K}|$  — пространственный период фоторефрактивной голограммы. Угол в кристалле между волновыми векторами взаимодействующих световых волн считается здесь равным  $2\theta$ , а его биссектриса — направленной вдоль кристаллографической оси  $[110]$ . Отметим, что линейный электрооптический эффект в рассматриваемом случае попутного взаимодействия на фоторефрактивной голограмме диффузионного типа определяет амплитуду второй гармоники выходного сигнала, используемой для измерительных систем с квадратичным режимом фазовой демодуляции [2, 3]. Линейный режим, в котором проводится измерение амплитуды первой гармоники, определяется коэффициентом связи  $\Gamma_f$ , пропорциональным компоненте тензора флексоэлектрической связи исследуемого кристалла  $f_{1111}$  [10–12].

## 2. Эксперимент

В экспериментах использовался монокристаллический образец  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  среза (110) с просветленными гранями, имеющий толщину  $d = 2,2$  мм и поперечные размеры  $15 \times 15$  мм<sup>2</sup>. Схема



1 – твердотельный лазер, 2 – оптический делитель, 3 – светофильтры, 4 и 5 – зеркала, 6 – призма Глана, 7 – фазовый электрооптический модулятор, 8 – дихроичный поляризатор, 9 и 10 – перестраиваемые четвертьволновые пластины, 11 – фоторефрактивный кристалл  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  среза (110), 12 – фотодиод, 13 – цифровой осциллограф, 14 – генератор низкочастотных сигналов

**Рис. 1.** Схема адаптивного голографического интерферометра, предназначенного для измерения материальных параметров кристаллов класса силленитов при попутном двухволновом взаимодействии

экспериментального макета адаптивного голографического интерферометра, используемого для измерения материальных параметров данного образца, представлена на рисунке 1.

В качестве источника излучения использовался одночастотный твердотельный лазер ( $\lambda = 632,8$  нм, мощность 5 мВт). Делительный кубик 2 разделял лазерное излучение с вектором поляризации, ортогональной плоскости рисунка, на опорную  $I_p$  и сигнальную  $I_s$  волны; интенсивность сигнальной волны уменьшалась до уровня  $I_s \approx I_p/60$  набором светофильтров 3. Призма Глана 6 корректировала поляризацию света на входе электрооптического модулятора МЛ-102А для обеспечения его работы в фазовом режиме, а поляризатор 8 в сочетании с четвертьволновой пластиной 9 позволял получить модулированную по фазе на частоте  $\Omega/2\pi = 1200$  Гц сигнальную волну с правой или левой циркулярной поляризацией. Такая же четырехволновая пластина 10 использовалась для задания для стационарной опорной волны также правой или левой циркулярной поляризации соответственно. Угол между каждым из световых пучков и нормалью к входной грани образца в воздухе составлял  $30^\circ$ . Интерферируя между собой, сигнальная и опорная волны формировали в исследуемом кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  среза (110) стационарную фоторефрактивную голограмму, на которой осуществлялась фазовая демодуляция. После взаимодействия модулированная по интенсивности сигнальная волна попадает на фотоприемник 12 (фотодиод ВРW-34, сопротивление нагрузки 51 кОм, напряжение смещения 4,9 В). Сигнал фазовой демодуляции, в соответствии с соотношением (1) представляющий набор временных гармоник, поступал на открытый вход цифрового осциллографа Tektronix TDS-2012С. Специализированная компьютерная система обработки данных MOHNENBLUEHEN [16] позволяла в цифровом виде фиксировать в моменты времени  $t_i$  выборки сигнала фазовой демодуляции с длительностью около 2,5 мс, с интервалом в 1 с между ними, и далее аппроксимировать их разложением на гармоники с частотами  $n\Omega$ , с определением их амплитуд для  $n$  от 0 до 5.

**Табл. 1.** Параметры эффективности фазовой демодуляции при ориентации вектора фоторефрактивной решетки  $\vec{K}$  вдоль кристаллографического направления  $[00\bar{1}]$

Параметр	Значение
$M_{1m}^r$	$(4,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$
$M_{2m}^r$	$(48,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$
$M_{1m}^l$	$(1,1 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$
$M_{2m}^l$	$(55,0 \pm 2,3) \cdot 10^{-3}$

Образец  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  размещался в держателе, позволявшем поворачивать его на  $360^\circ$  вокруг горизонтальной оси, совпадающей с биссектрисой угла между записывающими голограмму световыми пучками и кристаллографическим направлением  $[110]$ . Это позволяло зарегистрировать ориентационную зависимость для параметра эффективности демодуляции по второй гармонике  $M_{2m}$  от угла  $\theta_G$  между вектором решетки  $\vec{K}$  и осью  $[001]$  кристалла. Локальные минимумы на этой зависимости  $M_{2m}(\theta_G)$  соответствуют ориентации  $\vec{K} \parallel [001]$  ( $\theta_G = 0^\circ$ ) и  $\vec{K} \parallel [00\bar{1}]$  ( $\theta_G = 180^\circ$ ). Измеренные для последней ориентации образца параметры эффективности демодуляции для правой ( $M_{1m}^r, M_{2m}^r$ ) и левой ( $M_{1m}^l, M_{2m}^l$ ) циркулярной поляризации взаимодействующих волн представлены в таблице 1.

Из таблицы 1 видно, что параметры эффективности фазовой демодуляции зависят от знака циркулярной поляризации; при этом наблюдаемые различия превосходят экспериментальные ошибки.

### 3. Обсуждение результатов

Как следует из сравнения приведенной выше теоретической модели для обоих параметров эффективности фазовой демодуляции с экспериментальными данными (табл. 1), для исследованного кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  существуют дополнительные физические механизмы возмущения его оптических свойств электрическим полем фоторефрактивной голограммы. Эти механизмы могут быть связаны как непосредственно с амплитудой этого поля, так и с его градиентом. Как известно [17], в кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  может наблюдаться эффект электрогирации, заключающийся во влиянии электрического поля на удельную оптическую активность. Можно предположить, что градиент напряженности электрического поля также может возмущать удельное оптическое вращение  $\rho$ . Используя подход, описанный в [18], представим псевдотензор гирации кристалла  $g_{kl}$  в виде разложения

$$g_{kl} = g_0 \delta_{kl} + \gamma_{klm} E_m + \beta_{klmn} \frac{\partial E_m}{\partial x_n}, \quad (6)$$

в котором  $g_0$  — тензор гирации в отсутствие поля, а тензор  $\gamma_{klm}$  описывает известный эффект электрогирации. Тензор четвертого ранга  $\beta_{klmn}$ , имеющий такую же симметрию, как тензор флексоэлектрической связи  $f_{klmn}$ , будем называть тензором флексогирации.

Анализ показывает, что с учетом эффектов электро- и флексогирации в выражениях (2) и (3) коэффициенты связи, описывающие взаимодействие волн с правой и левой циркулярными поляризациями в кристаллах класса силленитов среза (100) при ориентации вектора фоторефрактивной решетки  $\vec{K} \parallel [00\bar{1}]$ , должны быть представлены в виде

$$\Gamma_E^{r,l} = -\frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[ \frac{r_{41}^S}{2} (1 + \sin^2 \theta) \mp \gamma_{41} \cos \theta \right] \cos \theta E_{SC}, \quad (7)$$

$$\Gamma_f^{r,l} = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \left[ \frac{2p_{11} + p_{12} + p_{13}}{4c_{11}} f_{1111} \cos \theta \pm \frac{\beta_{1122} + \beta_{2211}}{2} \right] \frac{2\pi}{\Lambda} \cos^2 \theta E_{SC}. \quad (8)$$

Соотношения (2) и (3) и экспериментальные данные из табл. 1 позволяют найти следующие значения для коэффициентов связи:  $\Gamma_E^r = -42,6 \text{ м}^{-1}$ ,  $\Gamma_E^l = -48,7 \text{ м}^{-1}$ ,  $\Gamma_f^r = 3,8 \text{ м}^{-1}$  и  $\Gamma_f^l = 3,8 \text{ м}^{-1}$ . Из них на основании формул (7) и (8), используя значения известных материальных констант кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  [1, 13], получаем следующие оценки его параметров, определяющих вклад в рассматриваемое попутное взаимодействие циркулярно-поляризованных волн:  $f_{1111} = 21,6 \text{ нКл/м}$ ,  $\gamma_{41} = -0,35 \text{ пВ/м}$  и  $\beta_{1122} + \beta_{2211} = -5 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{В}$ .

### Заключение

Таким образом, результаты теоретического анализа и экспериментального исследования фазовой демодуляции при попутном взаимодействии волн с одинаковой циркулярной поляризацией в кристалле силиката висмута среза (110) показали возможность оценки его неизвестных материальных параметров, таких как коэффициент флексоэлектрической связи  $f_{1111}$ , электрогирационная постоянная  $\gamma_{41}$  и эффективный флексогирационный параметр  $\beta_{1122} + \beta_{2211}$ .

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

### Список источников

- [1] **Петров, М. П.** Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М. П. Петров, С. И. Степанов, А. В. Хоменко. — СПб. : Наука, 1992. — 320 с.
- [2] **Колегов, А. А.** Адаптивная интерферометрия, использующая динамические отражательные голограммы в кубических фоторефрактивных кристаллах / А. А. Колегов, С. М. Шандаров, Г. В. Симонова, Л. А. Кабанова, Н. И. Буримов, С. С. Шмаков, В. И. Быков, Ю. Ф. Каргин // Квантовая электроника. — 2011. — Том 41. — №9. — С. 847–852.
- [3] **Кульчин, Ю. Н.** Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей / Ю. Н. Кульчин, О. Б. Витрик, А. А. Камшилин, Р. В. Ромашко. — М. : Наука, 1973. — 321 с.
- [4] **Ромашко, Р. В.** Шестиканальный адаптивный волоконно-оптический интерферометр / Р. В. Ромашко, М. Н. Безрук, А. А. Камшилин, Ю. Н. Кульчин // Квантовая электроника. — 2012. — Том 42. — №6. — С. 551–556.
- [5] **Stepanov, S.** Population gratings in rare-earth doped fibers for adaptive detection of laser induced ultra-sound / S. Stepanov, F. P. Cota, A. N. Quintero, P. R. Montero // Journal of Holography and Speckle. — 2009. — Vol. 5. — №3. — P. 303–309.



- [6] **Hall, T. J.** Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry / T. J. Hall, M. S. Ner, M. A. Fiddy // Optics Letters. — 1980. — Vol. 5. — № 11. — P. 485–487.
- [7] **Stepanov, S. I.** Applications of photorefractive crystals / S. I. Stepanov // Reports on Progress in Physics. — 1994. — Vol. 39. — P. 39–116.
- [8] **Solymar, L.** The physics and application of photorefractive materials / L. Solymar, D. J. Webb, A. Grunnet-Jepsen. — Oxford : Clarendon Press, 1996. — 496 p.
- [9] **Kamshilin, A. A.** Adaptive interferometry with photorefractive crystals / A. A. Kamshilin, R. V. Romashko, Yu. N. Kulchin // Journal of Applied Physics. — 2009. — Vol. 105. — № 3. — P. 031101.
- [10] **Шандаров, С. М.** Обнаружение вклада обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в монокристалле титаната висмута / С. М. Шандаров, С. С. Шмаков, Н. И. Буримов, О. С. Сюваева, Ю. Ф. Каргин, В. М. Петров // Письма в ЖЭТФ. — 2012. — Том 95. — № 12. — С. 699–702.
- [11] **Шандаров, С. М.** Вклад обратного флексоэлектрического эффекта во встречное двухволновое взаимодействие световых пучков в фоторефрактивных кристаллах / С. М. Шандаров, С. С. Шмаков, П. В. Зуев, Н. И. Буримов, Ю. Ф. Каргин, В. В. Шепелевич, П. И. Ропот, В. Г. Гуделев // Оптический журнал. — 2013. — Том 80. — № 7. — С. 5–12.
- [12] **Шмаков, С. С.** Вклад обратного флексоэлектрического эффекта в фоторефрактивный отклик в титанате висмута / С. М. Шандаров, Н. И. Буримов, С. С. Шмаков, П. В. Зуев, А. Е. Урбан, В. С. Горбачев, Ю. Ф. Каргин, В. В. Шепелевич // Известия РАН. Серия физическая. — 2012. — Том 76. — № 12. — С. 1452–1455.
- [13] **Степанов, С.И.** Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах / С. И. Степанов, С. М. Шандаров, Н. Д. Хатьков // ФТТ. — 1987. — Том 29. — № 10. — С. 3054–3058.
- [14] **Шандаров, С. М.** Применение адаптивной голографической интерферометрии для определения параметров фоторефрактивных кристаллов / С. М. Шандаров, Н. И. Буримов, В. И. Быков, В. В. Шепелевич // Голография. Наука и практика : Сборник трудов. — 2015. — С. 219–222.
- [15] **Shandarov, S. M.** Two-wave mixing on reflection dynamic gratings in sillenite crystals under phase modulation of signal beam / S. M. Shandarov, A. A. Kolegov, N. I. Burimov, V. I. Bykov, V. M. Petrov, Yu. F. Kargin // Physics of Wave Phenomena. — 2009. — Vol. 17. — № 1. — P. 39–44.
- [16] **Свидетельство № RU 2018611588.** Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ / А. О. Злобин, С. М. Шандаров, А. А. Шмидт. — Опубл. 02.02.2018.
- [17] **Куцаенко, В. В.** Электрогирационный эффект в силикате висмута / В. В. Куцаенко, В. Т. Потапов // Письма в ЖЭТФ. — 1986. — Том 43. — № 2. — С. 108–110.
- [18] **Влох, О. Г.** Явления пространственной дисперсии в параметрической кристаллооптике / О. Г. Влох. — Львов : Вища шк. Изд-во при Львов, ун-те, 1984. — 156 с.

## 12. Микрзеркальный ПВМС как голографический носитель: новейшие возможности и применения

*Р. С. Стариков*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Доклад посвящён рассмотрению современных возможностей применения микрзеркальных пространственно-временных модуляторов света в качестве средства ввода компьютерно синтезированных и цифровых голограмм. Рассматриваются особенности модуляции света, осуществляемой микрзеркальными модуляторами, приводятся и обсуждаются примеры реализации голограмм различных типов с их помощью, а также голографических систем различного назначения на их основе.

*Ключевые слова:* Микрзеркальный пространственно-временной модулятор света, Модуляция света, Компьютерно синтезированная голограмма, Цифровая голограмма, бинаризация голограмм, Оптико-цифровые системы, Оптическая обработка информации.

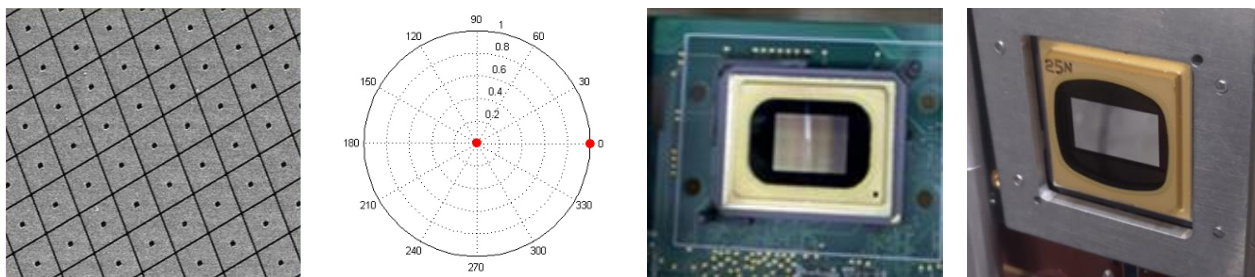
*Цитирование:* Стариков, Р. С. Микрзеркальный ПВМС как голографический носитель: новейшие возможности и применения / Р. С. Стариков // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 81–86.

### Введение

Технология микрзеркальных пространственно-временных модуляторов света (МЗ ПВМС) с начала 70-х гг прошлого века получила значительное и впечатляющее развитие, в результате которого МЗ ПВМС стали технологически освоенным и массово выпускаемым прибором, нашедшим значительное количество практических применений [1–3]. Достаточно высокие пространственно-частотные характеристики современных МЗ ПВМС и, главное, их очень высокое быстродействие, недостижимое в ближайшей перспективе для ПВМС других существующих типов, определили интерес к использованию МЗ ПВМС в оптико-цифровых голографических системах. Обсуждение возможностей такого использования предлагается в настоящем докладе, для чего будут рассмотрены характеристики и особенности модуляции МЗ ПВМС, представлены варианты реализации голограмм различных типов с помощью МЗ ПВМС, а также приведены оптико-цифровых голографических систем на базе МЗ ПВМС.

### 1. Особенности модуляции света, осуществляемой современными МЗ ПВМС

Современные серийные МЗ ПВМС имеют размер пиксела — поворотного зеркала — немногим более десяти мкм при этом, на настоящее время технологически доступно разрешение в единицы Мпикс. Каждое поворотное зеркало МЗ ПВМС управляется двоичным электрическим сигналом и имеет два стабильных положения, соответствующих «0» и «1» светового сигнала пиксела — по направлению отражения. Таким образом, МЗ ПВМС осуществляется бинарная



**Рис. 1.** МЗ ПВМС Texas Instruments, слева направо: увеличенное изображение микрозеркал поверхности чипа, модуляционная диаграмма МЗ ПВМС, модель DLP7000 разрешение  $1024 \times 768$  пикс, частота смены кадра свыше 30 кГц, модель Discovery DLP9500BFLN, разрешение  $1920 \times 1080$  пикс, частота смены кадра свыше 20 кГц

пространственная модуляция распределения амплитуды света; впрочем, следует заметить, недавно появились сообщения и об экспериментальных разработках по развитию данной технологии для построения чисто фазового МЗ ПВМС [4], успешное развитие этого направления открыло бы новые возможности для голографических систем. Рисунок 1 представляет современные серийные образцы МЗ ПВМС, осуществляющие высокоскоростную бинарную амплитудную модуляцию.

Важным достоинством модуляции, осуществляемой МЗ ПВМС является естественное отсутствие временных флуктуаций сигнала пиксела за время кадра, присущих, например, жидкокристаллическим ПВМС. Существенной проблемой применения МЗ ПВМС является наличие той или иной степени неплоскостности рабочего отражающего поля системы, определяемая качествами собственно чипа с микрозеркалами и поверхности окна корпуса микросхемы и приводящая к пространственным фазовым искажениям модулированного сигнала.

Скорость переключения положения каждого зеркала, в нынешнем технологическом пределе может быть очень высока, следует отметить, что в настоящее время скорость смены всего кадра модулятора ограничена, в большей степени, возможностями управляющего электронного интерфейса. В весьма вероятной перспективе же для МЗ ПВМС — достижение возможности ввода изображений размерностей Мпикс с частотами кадра до МГц. В настоящее же время для лучших серийных устройств обеспечивается скорость ввода на уровне двух-трёх десятков кГц, таким образом, можно говорить о доступности скорости ввода информации с помощью МЗ ПВМС на уровне десятков Гбит/с.

## 2. Применение МЗ ПВМС для реализации голограмм

На сегодняшний день известен целый ряд работ, посвящённых применению МЗ ПВМС для реализации голограмм [5, 6]. Значительное количество усилий в этой области сосредоточено на реализации компьютерно синтезированных и цифровых голограмм, что вызвано очевидными потребностями практики. Бинарный характер модуляции МЗ ПВМС определяет необходимость бинарного представления отсчётов реализуемой с его помощью голограммы — со всеми хорошо известными соответствующими проблемами качества восстанавливаемого светового распределения. Для решения этих проблем возможно применение таких подходов,



**Рис. 2.** К бинаризации и мультиплицированию голограмм. Верхний ряд: слева численно восстановленное с компьютерно синтезированной голограммы Фурье изображение; справа изображение, численно восстановленное с той же голограммы Фурье, бинаризованной методом Бредли. Нижний ряд: результат оптического восстановления бинаризованной голограммы выведенной на МЗ ПВМС и результат оптического восстановления такой же мультиплицированной голограммы, выведенной на МЗ ПВМС (использован МЗ ПВМС Discovery DLP9500BFLN)

как бинаризация голограммы, применения бинарного растривания отсчётов голограммы, применение методов мультиплицирования голограммы [7–12]; некоторые соответствующие примеры приведены на рисунке 2. На настоящий момент очевидно, что выбор способа бинарного представления определяется типом голограммы и требованиями функционала системы, для которой она реализуется. Так, для реализации внеосевых цифровых голограмм, формирующих полутоновое изображение, лучшие результаты показывают не те же методы бинаризации, что обеспечивают наилучшую реализацию комплексного импульсного отклика системы пространственной фильтрации [7–9] и т. п. В последнем случае разные методы бинаризации оказываются по-разному успешны при реализации разных типов пространственных фильтров или, например, при фильтрации контурных и полутоновых изображений [8, 9].

Применение методов бинарного растривания и мультиплицирования голограмм позволяют добиться весьма точного воспроизведения амплитуды и фазы восстанавливаемого распределения исходной голограммы, при этом имеет место компромисс между качеством восстанавливаемого светового распределения и размером голограммы, ограниченным размерностью устройства ввода. Практика показывает что, например, для голограммы Фурье

приемлемая точность восстановления достигается при числе передаваемых растром градаций пропускания 10, а для высокой точности необходимо 17 и более; для этого требуется использование соответственно 9 и 16 пикселей МЗ ПВМС при передаче одного отсчёта голограммы [8]. Для избавления от кратных дифракционных порядков, а также для сепарации пространственного шума возможно успешное применение различных вариантов стохастического раstra [8]. Мультиплицирование голограмм [10–12] также весьма привлекательно, особенно при воспроизведении распределения интенсивности, методы мультиплицирования в настоящее время весьма разработаны и опробованы в широкой мировой практике.

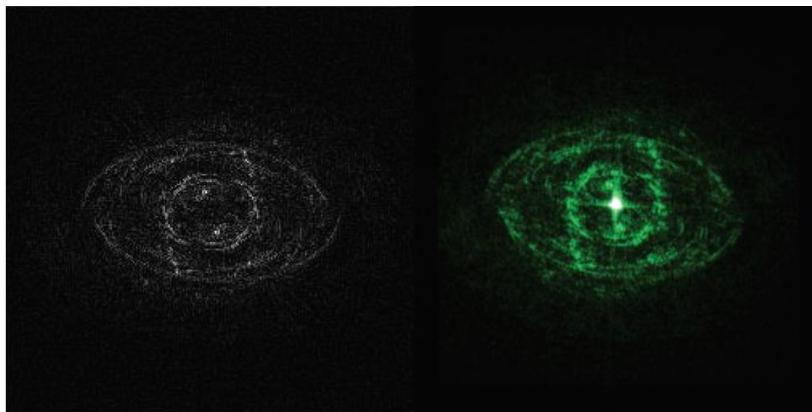
Также, говоря о голографических применениях МЗ ПВМС, стоит отдельно упомянуть возможности их применения для оперативной записи цифровых или компьютерно синтезированных голограмм на фоточувствительных материалах, в этом случае МЗ ПВМС используется, фактически, как средство ввода некоторого проекционного устройства [13].

### **3. Оптико-цифровые голографические системы на базе МЗ ПВМС**

На настоящий момент в литературе представлено значительное количество исследований, посвящённых построению на основе МЗ ПВМС различных оптико-цифровых дифракционных и голографических систем, таких как системы формирования лазерных пучков, системы формирования двумерных и трёхмерных изображений, системы кодирования данных, системы обработки изображений [14–18]. В ряде таких систем МЗ ПВМС используется как голографический носитель, в том числе обеспечивающий восстановление полного комплексного поля. В частности, например, не так давно представлена голографическая система, обеспечивающая полную комплексную пространственную модуляцию света [14], применённая схема типична для подобных систем и базируется на двух ПВМС — фазовом жидкокристаллическом и амплитудном бинарном МЗ ПВМС.

Конечно же, в наибольшей степени скоростные свойства МЗ ПВМС привлекательны для использования в системах пространственной фильтрации, предназначенных для обработки информации. В частности, уже представлены высокоскоростные когерентные корреляторы изображений, реализованные на МЗ ПВМС [15, 16], в [17] экспериментально исследуются возможности создания с использованием МЗ ПВМС коррелятора с пространственно-некогерентным освещением, а в [18] на базе МЗ ПВМС реализована высокоскоростная система оптического кодирования двоичной информации.

Для формирования необходимого импульсного отклика систем пространственной фильтрации, базирующихся на МЗ ПВМС возможно применение различных методов компьютерного синтеза голограмм, в частности с особенностями реализации, обсуждаемыми в предыдущем разделе настоящего доклада. Особо стоит отметить, что для применения в системах пространственной фильтрации, таких как, например, корреляторы, весьма привлекательным представляется метод оптимальной проекции. Идея метода состоит в нахождении оптимальной проекции требуемого комплексного импульсного отклика системы на модуляционную



**Рис. 3.** Отклик бинарной голограммы Фурье инвариантного корреляционного фильтра с минимумом шума и энергии корреляции для схемы когерентного  $4f$ -коррелятора, полученной методом оптимальной проекции с использованием алгоритма градиентного спуска: слева — расчёт, справа — эксперимент

характеристику МЗ ПВМС. Этого можно добиться, применяя различные способы оптимизации для расчёта бинарной голограммы, математические основы таких способов в настоящее время весьма развиты и широко применяются в различных областях. Любопытно, что в некоторых случаях применение пространственного фильтра, полученного с использованием оптимальной проекции, обеспечивает лучшие результаты работы системы фильтрации (например, качества корреляционного распознавания), чем допускал тот исходный фильтр, для которого эта проекция искалась. Пример реализации импульсного отклика  $4f$  коррелятора, соответствующего инвариантному корреляционному фильтру, выполненной с помощью алгоритма градиентного спуска представлен на рисунке 3 [9].

В целом, говоря о системах пространственной фильтрации можно выделить две важнейшие современные тенденции исследований: 1) наращивание производительности систем за счёт применения всё более высокоразрешающих и быстродействующих ПВМС и 2) применение систем пространственной фильтрации в сочетании с методами искусственного интеллекта. Безусловно, МЗ ПВМС уже сейчас обеспечивают экстремальную по нынешним меркам пропускную способность — на уровне десятков гигабит в секунду и выше. С другой стороны, в настоящее время представляются очевидными новые широкие возможности обработки информации, которые открывает нахождение удачных сочетаний алгоритма работы интеллектуальной системы, основанной на пространственной фильтрации и особенностей модуляции света, применяемой в ней. Наконец, следует отметить, что системы пространственной фильтрации с МЗ ПВМС в качестве устройств ввода в настоящее время могут быть реализованы в миниатюрном, интегральном исполнении, например, при замене линз на дифракционные элементы.

### Заключение

Достоинства и проблемы применения МЗ ПВМС как голографического носителя, рассматриваемые в докладе, для обсуждения в краткой форме представлены таблице 1.

**Табл. 1.** МЗ ПВМС как голографический носитель

Достоинства	Проблемы
Чрезвычайно высокая скорость ввода	Весьма дорогой электронный интерфейс, обеспечивающий высокую скорость ввода
Малый размер пиксела	Для ряда задач голографии пространственные характеристики недостаточны
Большое количество пикселов	
Бинарный характер модуляции обеспечивает возможность достижения чрезвычайно высокого контраста при вводе	Бинарный характер модуляции определяет шумы бинаризации в восстановленном световом распределении
Полный контроль состояния — за время отображения кадра нет флуктуаций в отсчётах	Фазовые искажения по полю — технологически обусловленные, в ряде случаев неустранимые

Несмотря на бинарный характер амплитудной модуляции и относительно невысокое разрешение МЗ ПВМС могут с успехом применяться в ряде голографических приложений, что демонстрируется рядом удачных исследований, выполненных в мире начиная с середины 2000-х гг. Выдающаяся же скорость ввода информации, обеспечиваемая МЗ ПВМС, делает их наиболее привлекательным средством модуляции для оптико-цифровых систем обработки информации, основанных на пространственной фильтрации, в том числе, строящихся с использованием принципов искусственного интеллекта. Следует заключить, что технология МЗ ПВМС — одна из немногих существующих технологий, открывающих возможность обработки информации с пропускной способностью на уровне десятков, а в перспективе сотен гигабит в секунду.

#### Список источников

- [1] URL: [www.ti.com/dlp-chip/overview.html](http://www.ti.com/dlp-chip/overview.html).
- [2] **Patent 3746911 US.** Electrostatically deflectable light valves for projection displays / H. Nathanson, J. Davis. — 17.07.1973.
- [3] **Hornbeck, L. J.** Digital Light Processing™ and MEMS: An Overview / URL: [www.ti.com/pdfs/dlpdmd/107\\_DLP\\_MEMS\\_Overview.pdf](http://www.ti.com/pdfs/dlpdmd/107_DLP_MEMS_Overview.pdf).
- [4] **Bartlett, T. A.** Adapting Texas Instruments DLP technology to demonstrate a phase spatial light modulator / T. A. Bartlett, W. C. McDonald, J. N. Hall // Proc. of SPIE. — 2019. — Vol. 10932. — P. 109320S
- [5] **Park, M.-C.** Properties of DMDs for holographic displays / M.-C. Park, B.-R. Lee, J.-Y. Son, O. Chernyshov // Journal of Modern Optics. — 2015. — Vol. 62. — № 19. — P. 1600–1607.

### 13. Передача голографической информации супергетеродинированием

*С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев*

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

В работе приводится способ сжатия 3D голографической информации без недопустимых потерь качества изображения. Показано, что он аналогичен известному в радиотехнике методу супергетеродинирования, или переносу информационных характеристик сигнала на более низкую несущую частоту и заключается в представлении 3D изображения двумя кадрами, один из которых представляет собой топографическую карту поверхности, а другой её текстуру. Указанное представление удобно для динамической передачи 3D кадров по обычным каналам связи в задачах 3D голографического телевидения и дополненной реальности. Приводятся некоторые ограничения, вызванные дискретным представлением голограмм и пути их преодоления.

*Ключевые слова:* Голография, цифровая голография, интерференция, голографические интерференционные полосы, телескопическая система, проекционная система.

*Цитирование:* Шойдин, С. А. Передача голографической информации супергетеродинированием / С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 87–97.

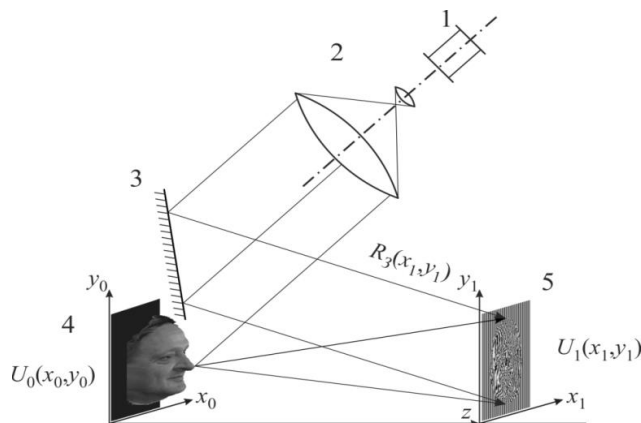
#### Введение

При передаче информации о голографическом изображении (рисунок 1) традиционно используется вся информация, записанная на голограмме. Однако при этом возникает противоречие между огромными массивами информации, хранящимися в голограмме, и ограниченностью полосы пропускания радиоканалов. Так, в [1] отмечается, что при таком подходе задача создания голографического телевидения просто не имеет решения. Это связано с большой плотностью записи информации на голограммах, которая и оценочно [2] и с учётом оптики записывающей и восстанавливающей оптических систем [3] настолько высока, что при передаче покадрово с телевизионной частотой может достигать терабайт в секунду [4]. Поэтому актуальной задачей является поиск путей сжатия голографической информации без недопустимых искажений. Одному такому способу, как оказалось, имеющему корни в истории радиотехники посвящена настоящая работа.

#### 1. Передача радиосигнала на одной боковой полосе

Типовая схема записи голограмм, представленная на рисунке 1, осуществляет запись аналогового сигнала на несущей частоте, соответствующей основному периоду интерференции объектного и опорного пучка. Период такой интерференционной картины  $d$  определяется по формуле Брэгга (1) длиной волны записывающего излучения  $\lambda$  и углом схождения  $\theta$  объектного и опорного пучков,





1 — лазер, 2 — коллимирующая система, 3 — зеркало, 4 — объект голографирования, 5 — фотоматериал, на котором регистрируется интерференционная картина, образуя голограмму  $\tau_z(x_1, y_1)$ .  $U_1(x_1, y_1)$  — комплексная амплитуда электромагнитной волны, сформированной в объектной ветви,  $R_3(x_1, y_1)$  — комплексная амплитуда электромагнитной волны, сформированной в опорной ветви

**Рис. 1.** Обобщённая схема записи пропускающей голограммы

$$2d \sin(\theta/2) = \lambda/n, \quad (1)$$

что при типичных углах схождения порядка  $30\text{--}60^\circ$  в воздухе ( $n = 1$ ) соответствует периодам  $d \approx \lambda$ , а в видимом диапазоне длин волн соответствует периодам меньше микрометра. В соответствии с теоремой отсчётов Котельникова для передачи такого сигнала по цифровым каналам необходимо брать отсчёты с частотой в два раза превышающей частоту регистрируемого таким образом на голограмме сигнала.

Для двумерного сигнала это по 4 отсчёта (как минимум «одинарной точности») на каждый сегмент голограммы с ребром, равным длине волны записи  $\lambda$ . Видно, почему при цифровизации голограммы образуются сверхбольшие массивы данных.

Формальная запись голографического сигнала [5] показывает, что на голограмму  $\tau_z(x_1, y_1)$  записываются пространственные частоты, образованные сложением комплексной амплитуды объектного и опорного пучков (2).

$$\tau_z(x_1, y_1) = |U_o(x_1, y_1) + R_3(x_1, y_1)|^2 \quad (2)$$

Спектр пространственных частот сигнала, сформированного реальным объектом на голограмме, выглядит как на рисунок 2.

На рисунках 2б и 2в отчётливо просматривается периодическая синусоидальная решётка, образованная интерференцией объектной и опорной волны, какую мы видим в классических интерферометрах. Также видно, что модуляция этой несущей сложным сигналом объектного пучка приводит к сравнительно небольшим её искажениям, что указывает на сравнительно малую степень влияния дифракции света на объекте голографирования. По виду  $\tau_z(x_1, y_1)$ . Можно догадаться, что гармоники, несущие информацию об объекте голографирования, лишь немного корректируют основную гармонику несущей пространственной частоты.

$$U_1(x_1, y_1) = U_o(x_1, y_1) \exp[\varphi(x_1, y_1)]. \quad (4)$$



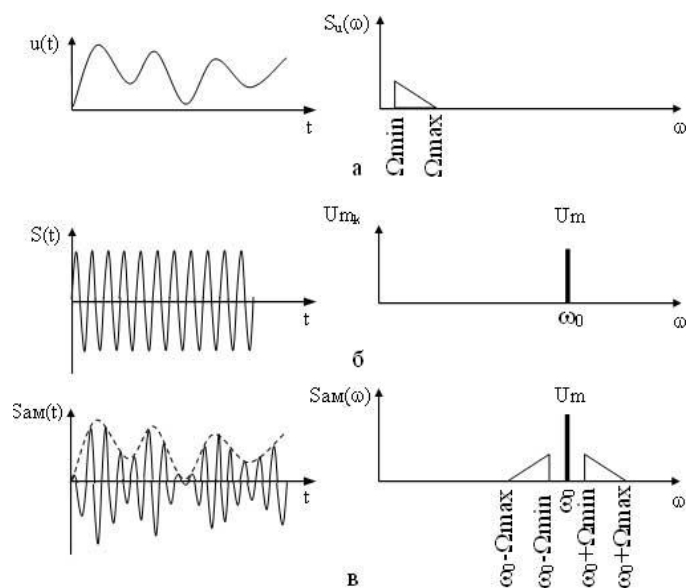
**Рис. 2.** Запись голограммы реального объекта

Амплитудная  $U_0(x_1, y_1)$  прямо влияет на видность интерференционных полос на площади голограммы, а также на появление новых гармоник, соответствующих изменению амплитуды в кадре  $(x_1, y_1)$ . Фазовая модуляция  $\varphi(x_1, y_1)$ , складываясь, или вычитаясь с фазой опорной волны в (2) приводит к смещению интерференционной полосы, аналогично рисунку 4, что также приводит к появлению новых разностных гармоник. Это похоже на одномерные случаи амплитудного (рисунок 3) и фазового (рисунок 4) кодирования, соответственно.

В то же время, при восстановлении минус первого порядка дифракции восстановленная волна  $U_1(x_1, y_1)$  записывается в виде (3)

$$U_1(x_1, y_1) = U_0(x_1, y_1) I_r(x_1, y_1), \quad (3)$$

где  $I_r$  — интенсивность опорного пучка. В этом выражении уже отсутствуют высокочастотные гармоники несущей интерференционной картины, которая нужна лишь для того, чтобы восстанавливающий пучок продифрагировал на нужный угол, восстанавливая объектную волну. Здесь интенсивность опорного пучка при записи голограмм стараются сделать как можно слабо изменяющейся по полю голограммы, а объектный пучок также не имеет пространственных частот, сравнимых с несущей частотой. Это ясно хотя бы из того, что для адекватной передачи изображений, сформированных волной  $U_1(x_1, y_1)$  вполне достаточно фотографического, или телевизионного разрешения. Например, современный стандарт телевизионного кадра Full HD (Full High Definition) соответствует разрешению  $1920 \times 1080$  точек (пикселей) на весь кадр, что на экране с диагональю 24 дюйма (609 мм) формирует сигнал с максимальной пространственной частотой  $1920/530 = 3,6$  лин./мм, что более чем на 3 порядка ниже, чем полученная выше по (1) оценка периода несущей частоты голограммы ( $d \approx \lambda$ ). Возникает такая же ситуация как с передачей сигнала по радиоканалу. Несущая  $\omega_0$  в радиодиапазоне высокая (рисунки 3 и 4), а огибающая, представляющая собой суперпозицию сигнала модуляции, занимающая полосу от  $\Omega_{min}$  до  $\Omega_{max}$  — низкая. Отличие только в том, что в радиосигнале частоты временные и одномерные, а в голографии — двумерные и пространственные. Но в целом, диапазон частот, который занимает модулирующий сигнал, несущий полезную информацию,



а — информационный сигнал со спектром от  $\Omega_{min}$  до  $\Omega_{max}$ , сформированный для передачи по радиоканалу; б — спектр синусоидального несущего сигнала; в — результат амплитудной модуляции несущей частоты информационным сигналом.

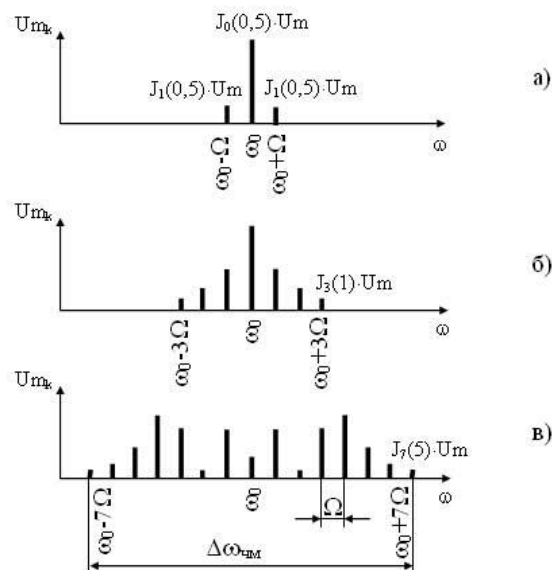
**Рис. 3.** Амплитудная модуляция

как для случая с амплитудной модуляцией (рисунок 3), так и с фазовой (рисунок 4) существенно меньше, чем весь передаваемый. Также, энергия в боковой полосе при амплитудной модуляции много меньше энергии в несущей. Не случайно, в радиотехнике значительных результатов удалось достичь при передаче сигнала «на одной боковой полосе» [6]. Такой метод снижения избыточности в передаваемом сигнале применим и в случае амплитудной модуляции (рисунок 3) и в случае фазовой модуляции (рисунок 4). Ещё большая аналогия между кодированием на одной боковой полосе просматривается при сравнении записываемого на голограмму сигнала и сигнала, используемого для амплитудной и фазовой модуляции. Действительно, комплексная амплитуда записываемого на голограмму сигнала (3) имеет и амплитудную и фазовую составляющую (4).

На рисунке 3а приведён одномерный информационный сигнал, описываемый действительной функцией  $U(t)$  и его спектр  $S_u(\omega)$ , зажатый между максимальной  $\Omega_{max}$  и минимальной  $\Omega_{min}$  частотой.

На рисунок 3б — несущая и её спектр, на рисунок 3в — результат амплитудной модуляции несущей информационным сигналом. Из рисунка 3в видно, что область частот, содержащих информацию о сигнале, обычно лежит в диапазоне частот шириной  $2\Omega_{max}$ , а при передаче одной боковой полосы только в диапазоне частот  $\Omega_{max} - \Omega_{min}$ .

На рисунке 4 приведены несколько случаев, поясняющих форму возникающего спектра при фазовой модуляции сигнала простейшей синусоидой. При наличии в сигнале нескольких гармоник, как это бывает в реальных сигналах, положение функций Бесселя первых и более порядков размывается на весь диапазон частот модулирующего сигнала.



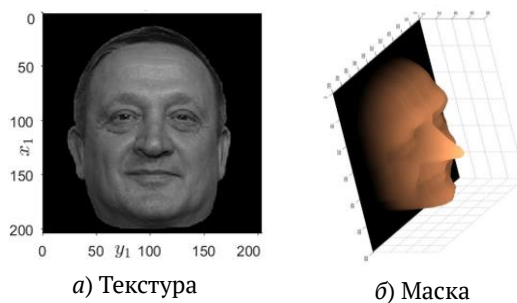
а — спектр сигнала с несущей частотой  $\omega_0$ , промодулированного модельным синусоидальным информационным сигналом с частотой  $\Omega$ , определяемого функцией Бесселя нулевого порядка  $J_0$  и двух плюс-минус первых порядков информационного сигнала, определяемых функцией Бесселя первого порядка  $J_1$ , соответствующих в голографии плюс-минус первым порядкам дифракции; б — спектр сигнала, сформированного для передачи по радиоканалу с несущей частотой  $\omega_0$  и учётом двух положительных и двух отрицательных порядков дифракции, соответствующих функциям Бесселя первого  $J_1$  и второго  $J_2$  порядков; в — спектр сигнала, сформированного для передачи по радиоканалу с несущей частотой  $\omega_0$  и учётом семи положительных и семи отрицательных порядков дифракции, соответствующих функциям Бесселя от первого  $J_1$  до седьмого  $J_7$  порядков.

**Рис. 4.** Фазовая модуляция

В голографии наличие дифракции первых порядков соответствует записи в объёмных материалах, когда выполняются условия дифракции Брэгга, т. е. когда параметр Клейна [7]  $Q \geq 10$ . Когда параметр Клейна меньше, выполняются условия дифракции Рамана-Ната и возникает много порядков дифракции, описываемых функциями Бесселя соответствующих порядков. И в том и в другом случае полезный информационный сигнал лежит в диапазоне частот, соответствующих вариациям амплитуды  $U_1(x_1, y_1)$  и фазы  $\varphi(x_1, y_1)$  записываемого на голограмму изображения. Т. е., чтобы передать информацию о голограмме совсем не обязательно передавать информацию, включающую информацию о несущей. Этот подход был использован в [8].

## 2. Разложение оптического сигнала, формируемого объектом голографирования на амплитудную и фазовую составляющие

В [8] был предложен способ передачи голографической информации о 3D объекте, представляющий развитие представлений о записи 3D объекта [9] как сигнала с пространственным двумерным представлением действительной амплитуды  $U_1(x_1, y_1)$  и синхронизованной с ней фазой  $\varphi(x_1, y_1)$  волны, описывающей отставание или опережение волны в каждой из заданных точек. Этот способ несколько отличается от более ранних работ [10], использующих представления о голографируемом объекте как о материальной 3D структуре. В [8,9] используется



**Рис. 5.** 3D модель голографируемого объекта



**Рис. 6.** Проекция полос на 3D объект голографирования

представление о 3D объекте голографирования, как об объекте, состоящем из 3D маски, описываемой фазой волны  $\varphi(x_1, y_1)$  и покрывающей её текстуре поверхности  $U_1(x_1, y_1)$ . Это позволило создать 3D модель голографируемого объекта, эквивалентную (4) и оцифровать её.

На рисунке 5а приведена текстура поверхности, а на рисунке 5б — 3D маска объекта. Текстура получается с помощью обычной цифровой фотографической технологии и сохраняется в любом из доступных форматов. Маска создаётся любым из возможных способов формирования массивов данных о топографии 3D объекта. Им может быть как лазерное сканирование объекта, так и проекция муаровых, или интерференционных полос, или любой другой способ создания топографической карты объекта голографирования. Нами был выбран метод проекции полос (рисунок 6).

Сканированием по горизонтали кадра рисунка 6б была получена карта глубины объекта.

Из рисунка 6б видно, что количество полос невелико, видно даже что их существенно меньше, чем вертикальных столбцов, передающих изображение на рисунке 6а, однако их количества вполне достаточно для адекватной передачи объёмного изображения 3D объекта рисунка 7.

На рисунке 7а показан горизонтальный параллакс восстановленного по ним 3D изображения, а на рисунке 7б — вертикальный. Это доказывает наличие переданной по каналу 3D модели объекта. По синтезированной 3D модели объекта можно создавать голографическую структуру, эквивалентную голограмме, причём на любой несущей частоте.

Для этого достаточно выполнить операции, описывающие процесс, изображённый на рисунке 1 и в формулах (2) и (3). В целом, количество передаваемой голографической информа-



Рис. 7. Проекция восстановленного 3D изображения

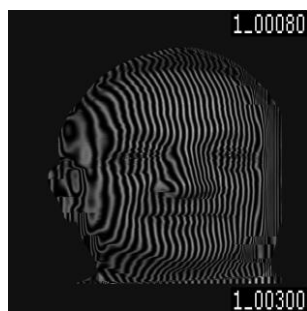
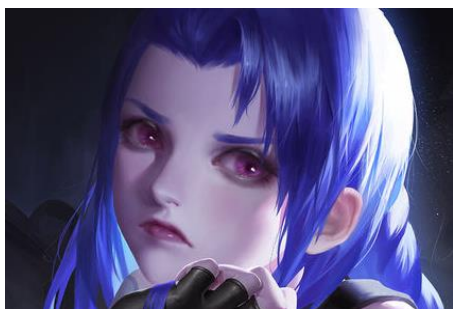


Рис. 8. Структура голографической решётки, соответствующая голограмме, записанной в радиодиапазоне излучением с  $\lambda \approx 3$  мм

ции о 3D объекте незначительно превышает фотографическую. Можно даже сказать, что передаваемая информация об объёме 3D объекта сравнима по объёму со служебной информацией, обеспечивающей вид кодирования (jpg, png и др.), передаваемой вместе с каждым кадром.

На рисунке 8 приведена синтезированная голограмма, эквивалентная записанной на длине волны примерно 3 мм, что соответствует излучению в 100 ГГц, т. е. в терагерцовом диапазоне электромагнитного спектра. Изменение несущей соответствует известной в радиотехнике операции супергетеродинамирования [11], когда первичный высокочастотный радиосигнал преобразуется к промежуточной частоте для лучших условий его усиления, а уже потом, после усиления, из него детектируется полезный сигнал, промодулировавший в передатчике высокочастотную несущую. Простота, с которой в предложенном способе можно синтезировать голограммы для восстановления на любой доступной длине волны, позволяет надеяться на его широкое распространение в ряде практических задач, как например, в задаче комплексирования многоспектральных изображений [12], но уже в 3D варианте. Действительно, предложенный способ позволяет передавать голографическое изображение на приёмный конец канала, не занимая сколь-нибудь значимый спектральный диапазон, что даёт основание надеяться на его использование также и при создании систем голографического телевидения



а) По технологии аффинных преобразований треугольников (Джинкс из компьютерной игры League of Legends)



б) По технологии передачи сигнала на одной боковой полосе (выделение из сигнала отдельно маски и отдельно текстуры объекта)

**Рис. 9.** Кадры из 3D видео

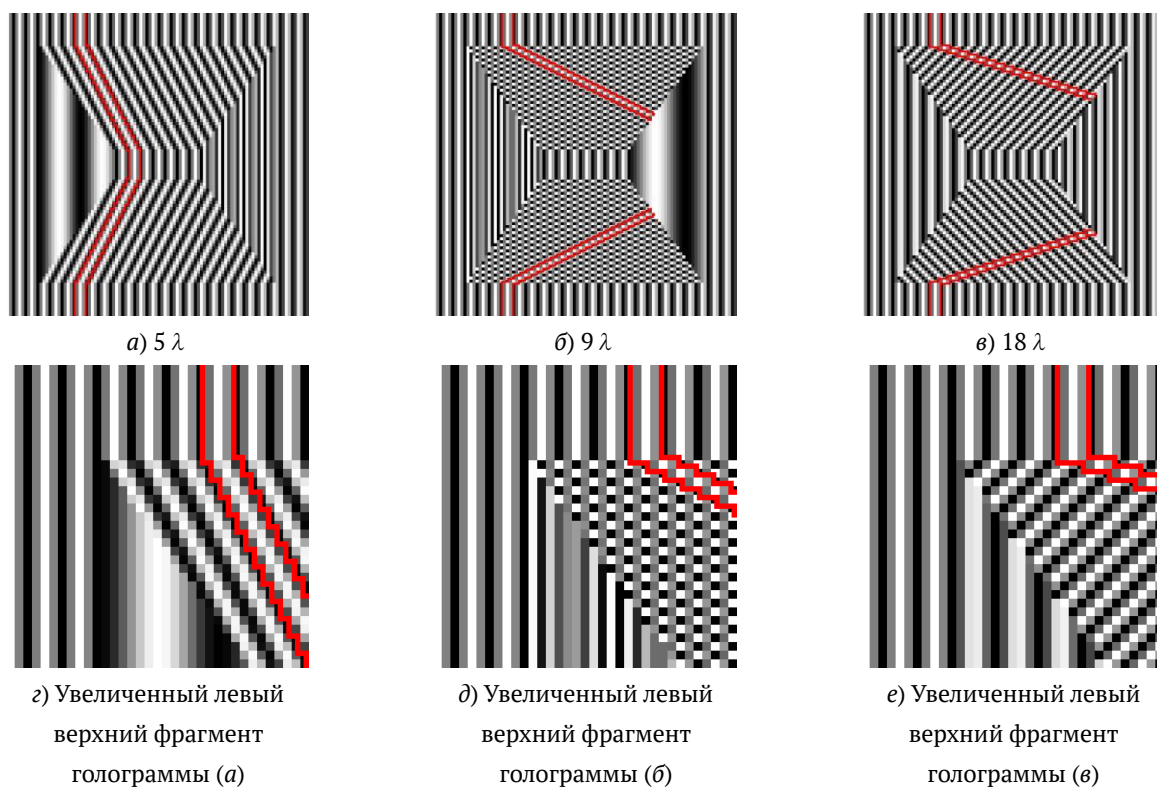
[1] и даже шире — систем дополненной реальности [13]. Передача 3D информации путём её разделения на маску и текстуру поверхности, эквивалентная выделению одной боковой полосы при кодировании радиосигнала, позволяет более эффективно сжимать 3D информацию, чем развивающиеся сегодня на основе патента [14] методы трёхмерных аффинных преобразований треугольников, покрывающих 3D поверхность [15].

На рисунке 9 показано одно из достижений 3D видео, синтезированного в технологии аффинных преобразований. Кукольное лицо легко отличается от лица живого человека.

### 3. Проблемы формирования материальных голограмм по их 3D компьютерной модели

Одна из проблем синтеза голограммы связана с необходимостью формирования голограммы как материального объекта по имеющейся на приёмном конце канала связи полной информации о 3D модели объекта, как это было показано выше. Проблема создания материальной модели голограммы голографическим дисплеем известна давно и решалась разными способами в разных компаниях. Первым дисплеем можно считать голограмму Денисюка [16], однако она записывалась аналоговым способом с использованием материального голографируемого объекта. В системах дополненной реальности синтезировать материальную голограмму необходимо по его виртуальному образу, поскольку реального объекта может и не быть. При этом существенными являются ограничения разрешающей способности системы записи голограммы [17], выражающиеся в ограничении диапазона углов дифракции восстановленной волны и даже к появлению ложных изображений [18]. В цифровых голограммах смещение строк синтезированной интерференционной картины на величину большую, чем полпериода дифракционной решётки может приводить как к деструкции интерференционных полос (рисунок 10) так и к возникновению ложных. Так, на рисунке 10 показана синтезированная голографическая структура прозрачной пирамиды.

Видно, что с ростом высоты пирамиды интерференционные полосы, образующие голограмму, сдвигаются. Причём, сдвиг строк на полпериода разрушает голографическую дифракционную решётку, а увеличивающиеся далее сдвиги приводят к возникновению интерферен-



**Рис. 10.** Голограмма объекта — прозрачная пирамида разной высоты

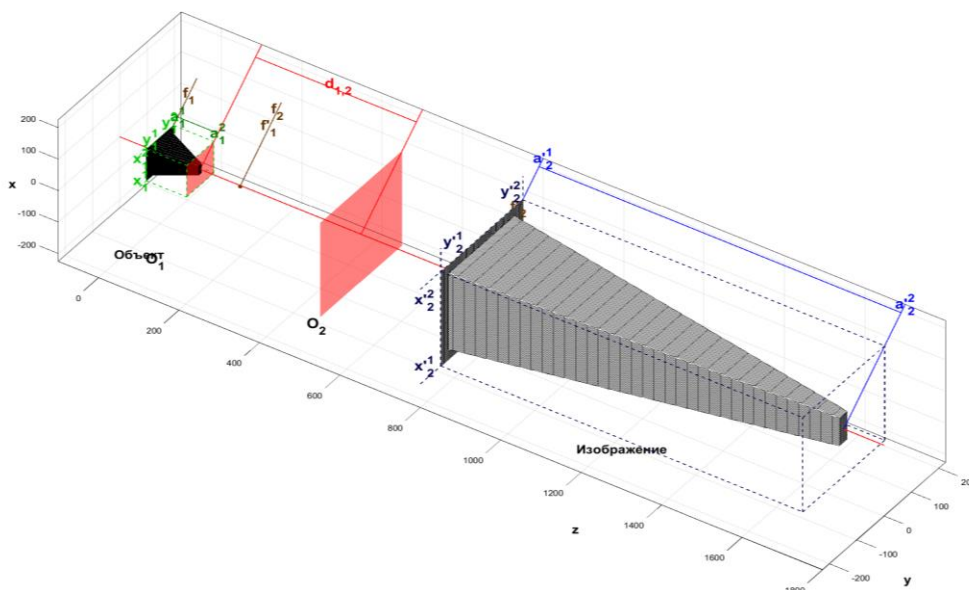
ционных полос, которые меняют наклон, что соответствует замене в восстановленном изображении пирамиды на перевернутую. На приведённом примере видно, что для того, чтобы интерференционные полосы подобным образом не разрушались, высота синтезированной пирамиды не превышала половины её основания. Точнее, градиент высоты синтезируемого голографируемого объекта не должен превышать  $45^\circ$ .

Также, следует избегать обрыва интерференционных полос, приводящих при восстановлении голограммы к возникновению вихревых пучков [19].

Синтез таких голограмм с записанными на них глубокими 3D изображениями представляет определённые трудности [4], однако в оптике есть методы увеличения глубины восстанавливаемого изображения. Один из них — применение телецентрической системы [20], в которой продольное увеличение в обычных условиях равно квадрату поперечного.

Таким образом, можно формировать увеличенное по глубине 3D изображение. Если необходимо с помощью телецентрической системы сформировать изображение, с размерами, пропорциональными исходному, необходимо при синтезе голограммы заложить непропорциональное уменьшение размеров объекта, а показанные на рисунке 11 деформации проекции можно устранить коррекцией как параметров самой телескопической системы, так и заранее рассчитанной коррекцией волнового фронта [21], как объектной, так и опорной волны на этапе синтеза голограммы 3D объекта.





**Рис. 11.** Проекция 3D голографического изображения пирамиды высотой  $a_1^1 - a_1^2$  телецентрической системой  $O_1 - O_2$  в искажённую пирамиду с увеличенной глубиной  $a'2^1 - a'2^2$

### Заключение

Предложенный в работе способ формирования полноценного 3D сигнала, пригодный для передачи по обычным каналам связи в динамическом режиме был подтверждён рядом численных экспериментов. Показана применимость способа для решения задач 3D голографического телевидения и дополненной реальности. Обозначены основные ограничения, связанные с дискретным представлением информации о 3D объекте голографирования и предложены пути их преодоления методами проекционной оптики.

### Список источников

- [1] **Рапопорт, Б. И.** Возможности передачи голографического изображения малокадровой телевизионной системой // Техника кино и телевидения. — 1971. — №9. — С. 42.
- [2] **Hill, B.** Some Aspects Of A Large Capacity Holographic Memory // Applied Optics. — 1972. — Vol. 11. — №1. — P. 182–196.
- [3] **Shoydin, S. A.** Holographic Memory Without Reference Beam // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2016. — Vol. 25. — №4. — P. 262–267.
- [4] **Шойдин, С. А.** Влияние aberrаций оптики на плотность записи голографической информации // Национальная конференция с международным участием «СибОптика-2020. Актуальные вопросы высокотехнологичных отраслей». Сборник статей (в печати)
- [5] **Шойдин, С. А.** Методы оптической обработки информации. — Новосибирск: СГТА, 2008. — С. 31.
- [6] **Клюев, В. Ф.** Исследование амплитудной модуляции. — Нижний Новгород: Национальный исследовательский Нижегородский университет им. Н. И. Лобачевского, 2015. — 25 С.
- [7] **Klein, W. R.** Theoretical Efficiency of Bragg Devices // Proc. of IEEE. — Vol 54. — 1966. — P. 803–804.
- [8] **Патент 2707582 РФ.** Способ дистанционного формирования голографической записи / С. А. Шойдин. — Опубл. 28.11.2019.

- [9] **Шойдин, С. А.** Моделирование дифракции на 3D объектах в среде Матлаб // ГЕО-Сибирь-2012. — Том 4. Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника. Ч. 1: сб. матер. IV Междунар. Конференции. — С. 144–148.
- [10] **Krivenkov, B. E.** Fraunhofer diffraction by volumetric bodies constant thickness / B. E. Krivenkov, Yu. V. Chugui // Journal of the Optical Society of America A. — USA. — 1989. — Vol 6. — №5. — P. 617–626.
- [11] **Вовк, Ю. В.** Параллельное гетеродинное считывание двоичных данных из одномерных голограмм Фурье / Ю. В. Вовк, Ю. А. Щепеткин // Автометрия. — 1984. — №3. — С. 35–42.
- [12] **Васильев, А. С.** Методы комплексирования изображений в многоспектральных оптико-электронных системах / А. С. Васильев, А. В. Трушкина // Труды 26-й Международной конференции (GraphiCon2016). — 2017. — С. 314–318.
- [13] **Яковлев, Б. С.** Классификация и перспективные направления использования технологии дополненной реальности / Б. С. Яковлев, С. И. Пустов // Известия ТулГУ. Технические науки. — 2013. — Вып. 3. — С. 484–492.
- [14] **Патент 2006/0187297 US.** Holographic 3-D Television / Levent Onural. — Оpubл. 24.08.2006.
- [15] **Zhang, Y.-P.** Fast generation of full analytical polygonbased computer-generated holograms / Y.-P. Zhang, F. Wang, T.-C. Poon, S. Fan, W. Xu // Optics Express. — 2018. — Vol. 26. — №15. — P. 19206–19224.
- [16] **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.
- [17] **Полещук, А. Г.** Прямая лазерная запись в плёнках хрома полутонных микроизображений с большим динамическим диапазоном / А. Г. Полещук, В. П. Корольков, А. Г. Седухин, А. Р. Саметов, Р. В. Шиманский // Автометрия. — 2015. — Том 51. — №3. — С. 87–93.
- [18] **Шойдин, С. А.** Преобразование Френеля в моделировании голограмм / С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев // Интерэкспо Гео-Сибирь-2018. Новосибирск. — 2018. — С. 95–98.
- [19] **Волостников, В. Г.** Методы анализа и синтеза когерентных световых полей. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2014. — 254 с.
- [20] **Жимулёва, Е. С.** Разработка телецентрических объективов для систем размерного контроля / Е. С. Жимулёва, П. С. Завьялов, М. С. Кравченко // Автометрия. — 2018. — Том 54. — №1. — С. 61–70.
- [21] **Венедиктов, В. Ю.** Голографические датчики волнового фронта // Фотоника. — 2016. — №1. — Том 55. — С. 132–143.

## II. Защитные голограммы и прикладные оптические технологии

## 14. Изготовление полноцветных и 3D голограмм соединением матрицы дифракционных решёток и амплитудно-модулированной маски

*Ч. Б. Кайтуков, В. А. Киселёв, А. В. Яновский*

ФГУП «Научно-технический центр «Атлас», Москва, Россия

Рассмотрены методы создания голограмм с визуальными эффектами полноцветного и объёмного изображений при помощи фазовых дифракционных решёток из ограниченного набора периодов. Представлена технология создания одиночных изобразительных голограмм с использованием отдельно созданных: матрицы с дифракционными решётками немодулированными по интенсивности; и амплитудной маски рассчитанной и созданной в соответствии с требуемым дизайном.

*Ключевые слова:* Цифровая голография, 3D изображение, полноцветное изображение.

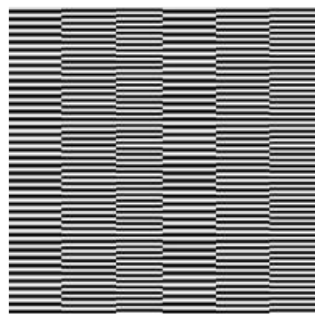
*Цитирование:* **Кайтуков, Ч. Б.** Изготовление полноцветных и 3D голограмм соединением матрицы дифракционных решёток и амплитудно-модулированной маски / Ч. Б. Кайтуков, В. А. Киселёв, А. В. Яновский // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 99–103.

### Введение

Изготовление радужных голограмм по уникальному дизайну, является сложным и дорогостоящим технологическим процессом, практически недоступным рядовому потребителю. Если исключить из голограммы сложные специальные (защитные) эффекты, то появляется возможность удешевить процесс создания голограмм и сделать его доступным для широкого распространения. Наиболее яркий визуальный голографический эффект — глубокое, объёмное, полноцветное изображение может быть создан различными методами и на различных материалах. Это может быть как классическая голограмма, записанная на оптическом столе с использованием лазера и интерференции опорного и объектного лучей, так и смоделированная цифровым образом и составленная из набора областей с регулярными дифракционными решётками.

### 1. Принцип создания полноцветных цифровых голограмм

Вариант создания полноцветного изображения основанного на регулярных дифракционных решётках, аналогичен способу создания полноцветного изображения на экране цветного телевизора. Цвет пиксела представляется на экране тремя компонентами (R), зелёной (G) и синей (B). Разница состоит в том, что на экране цветного телевизора, в триаде красного, зелёного и синего цветов, пиксели являются самосветящимися точечными источниками света, а в голограмме — это участки поверхности с отражательными фазовыми дифракционными решётками трёх различных периодов. Под определёнными углами освещения и наблюдения голограммы, дифракционные решётки выделяют из спектра падающего белого света те длины

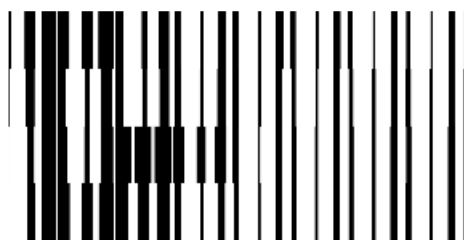


а) Участок матрицы фазовых дифракционных решёток трёх различных периодов (2×2 пиксела)



б) Условное представление соответствия периодов решёток и передающегося ими цвета (2×2 пиксела)

**Рис. 1.** Отражательные фазовые дифракционные решётки трёх различных периодов



**Рис. 2.** Фрагмент амплитудной маски (8×4 полноцветных пикселей)

волн, которые соответствуют красному, зелёному и синему цвету. Управляя дифракционной эффективностью этих решёток можно управлять цветностью, интенсивностью и таким образом получать полноцветные изображения.

Если пренебречь особенностями восприятия глаз наблюдателя, то есть различиями в реакциях на световые компоненты разных длин волн, то при полном заполнении поверхности одинаковыми по площади пикселями с дифракционными решётками трёх периодов, будет получаться белый цвет.

В момент создания фазовых дифракционных решёток управлять их дифракционной эффективностью можно разными способами. Можно изменять экспозицию и таким образом изменять глубину создаваемого рельефа, что в свою очередь скажется на дифракционной эффективности и приведёт к модуляции интенсивности отражённого света. Голограмма, при этом, останется фазовой. Можно уменьшать площадь каждой компоненты пиксела красной-зелёной-синей (RGB) оставляя пустые (не занятые дифракционной решёткой) места и таким образом изменять одновременно и соотношение интенсивностей RGB компонент, что будет отвечать за цвет пиксела, и общую площадь занятую дифракционной решёткой, что будет отвечать за интенсивность отражённого пикселем света. Отразившийся от областей не занятых дифракционными решётками свет будет направляться в нулевой порядок, как от плоского зеркала и не будет принимать участие в построении картины наблюдаемой под углами дифракции. И в этом случае «зеркальные» области для наблюдателя будут выглядеть как чёрный

цвет. И, если исключить из рассмотрения нулевой порядок, то голограмму можно условно рассматривать как амплитудно-фазовую. Фазовая часть голограммы — это дифракционные решётки, амплитудная часть — это гладкая поверхность.

## **2. Принципы построения изобразительных полноцветных голограмм**

Для снижения технологической сложности процесса создания голограммы предлагается разделить изготовление её фазовой и амплитудной компонент.

Фазовая компонента голограммы представляет собой подложку (пластину), полностью заполненную на поверхности дифракционными решётками трёх периодов (рисунок 1). Дифракционные решётки не модулированы ни по глубине рельефа, ни по занимаемой площади. При правильном соотношении площадей отведённых под разные цвета, такая пластина должна выглядеть как яркая белая поверхность.

Амплитудная компонента представляет собой маску с просветами определённой площади напротив пикселей матрицы дифракционных решёток каждого цвета (рисунок 2). Размеры просветов варьируются в зависимости от компонент R, G и B каждого пикселя в исходном файле изображения, и модулируют интенсивность света прошедшего к поверхности дифракционных решёток и, как следствие, направленного в сторону наблюдателя.

Совмещение фазовых решёток и амплитудной маски приводит к изменению соотношений между интенсивностью цветовых компонент пикселей и получению полноцветного изображения.

## **3. Создание кодирующей амплитудной маски**

Кодирующая маска изготавливалась методами электронно-лучевой литографии с травлением слоя хрома на поверхности стекла либо с использованием технологии дот-матрикс на фотоэмульсии. Оба эти процесса нельзя назвать ни дешёвыми, ни простыми, ни быстрыми. Но если, например, сравнить время экспонирования голограммы на электронно-лучевом литографе и время экспонирования амплитудной маски, то они будут различаться в 10 раз, так как в случае изготовления амплитудной маски мелких элементов на поверхности значительно меньше в сравнении с экспонированием дифракционных решёток.

## **4. Создание матрицы фазовых решёток**

Для изготовления матриц фазовых решёток использовался процесс оптической шаблонной печати. Вначале на электронно-лучевом литографе экспонируется матрица дифракционных решёток на слой электронного резиста. После проявления резиста в местах экспонирования появляется открытый слой хрома или оксида железа. Этот слой является непрозрачным. Затем он протравливается до стеклянной подложки и в нём появляются прозрачные участки. В таком виде полученная пластина представляет собой фотошаблон для изготовления партии матриц фазовых дифракционных решёток. Фотошаблон накладывается на стеклянные пла-

стинки с нанесённым на них слоем фоторезиста контактным способом. Далее фоторезист за-свечивается через полученный фотошаблон и после проявления на поверхности слоя фоторезиста получается матрица фазовых дифракционных решёток.

### **5. Техника совмещения фазовой и амплитудной масок**

Возникает технологическая задача совмещения матрицы фазовых дифракционных решёток и амплитудной маски. В экспериментах использовались голографические пиксели (RGB) размером  $48 \times 48$  мкм. Пиксели делились вертикально на три участка. Компонентам отводились участки: R — 17 мкм; G — 17 мкм; и B — 14 мкм (в горизонтальном направлении). Очевидно, что совмещение матрицы решёток и амплитудной маски должно быть произведено с максимально возможной точностью. Но стоит обратить внимание, что точное позиционирование требуется только по одной координате (горизонтальной) чтобы просветы амплитудной маски, предназначенные для пропускания соответствующих цветовых компонент, позиционировались точно над соответствующими им дифракционными решётками. Вертикальные же сдвиги в этом случае не приводят к искажениям цветности в получаемой картине.

Для совмещения кодирующей маски по углу достаточно использовать эффект Муара, который возникает сам собой, без специальных усилий. При подходе к правильному углу поворота маски относительно решёток, разноцветные полосы на изображении становятся реже и шире, а при полном совпадении углов поворота они совсем пропадают, и картина окрашивается в яркие цвета. Полученные после выравнивания по углу цвета могут сразу не совпасть с заданными цветами создаваемой картины. В этом случае потребуется горизонтальный параллельный сдвиг амплитудной маски относительно матрицы дифракционных решёток для правильного совмещения компонент цвета.

### **6. Принцип создания 2D–3D и 3D голограмм**

Для создания эффектов 2D–3D и 3D голограмм матрица фазовых решёток должна нести на поверхности по три разновидности голографических решёток (RGB) на каждый ракурс изображения [1]. Такое увеличение усложняет технологическую часть процесса, но «идеологически» является продолжением принципов принятых при получении полноцветных изображений. Из-за того, что для каждого изображения ракурса требуются три компоненты, вертикальные области решёток делятся на более мелкие области, различающиеся углами поворота дифракционных решёток и отвечающих за разные ракурсы. В этом случае потребуется совмещение кодирующей маски и матрицы дифракционных решёток уже по двум направлениям и повороту. Это обстоятельство несколько усложняет технологический процесс.

Для совмещения матрицы дифракционных решёток и амплитудной маски на ней (на маске) наносятся специальные дополнительные поля, которые находятся вне зоны изготавливаемого изображения. Поля представляют собой области с просветами только над «чистыми цветами» (R, G и B) для каждого ракурса. С их помощью появляется возможность производить совмещение по обоим направлениям без опоры на само изображение. Для решения

этой задачи становится достаточно ручной работы оператора без использования специальных оптических или иных инструментов и приспособлений.

Принципиальной же сложностью является уменьшение размеров пикселей при увеличении количества ракурсов и как следствие недостаток информационной ёмкости поверхности для подробного воспроизведения деталей в глубине изображения.

### **Заключение**

Процесс создания радужных голограмм с визуальными эффектами объёма и полного цвета может быть разделён на два технологических этапа: 1) создание матрицы дифракционных решёток; 2) создание амплитудной маски. Изготовление матриц фазовых решёток, как заготовок под будущие голограммы, может выполняться массово на промышленном производстве. Изготовление амплитудных масок должно производиться с использованием данных конкретных изображений либо самим потребителем, либо на мелком производстве на простом технологическом оборудовании.

### **Список источников**

- [1] **Гончарский, А. А.** Компьютерная оптика. Компьютерная голография / А. А. Гончарский, А. В. Гончарский — М. : Издательство МГУ, 2004. — 315 с.



## 15. Подготовка данных для защитных голограмм, записываемых на устройствах dot-matrix

А. Н. Кондратьев, Н. В. Кондратьев, А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин

ООО «Джеймс Ривер Бранч», Москва, Россия

В докладе описана попытка создания комплексной программы подготовки данных для записи на машинах dot-matrix сложных защитных голограмм, использующие различные оптические схемы. Программа позволяет рассчитать выводимые на пространственный модулятор устройства dot-matrix изображения путем организации послойной иерархии изображений различных типов голограмм.

*Ключевые слова:* Оптика, Голография, Защитные признаки, Dot-matrix.

*Цитирование:* **Кондратьев, А. Н.** Подготовка данных для защитных голограмм, записываемых на устройствах dot-matrix / А. Н. Кондратьев, Н. В. Кондратьев, А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 104–107.

Исторически одними из первых рельефно-фазовых голограмм, примененных в качестве защитных, были тонкие голограммы трехмерных объектов, записанные по схеме Бентона [1]. Ограничение вертикального параллакса в них позволило получить приемлемую дифракционную эффективность (порядка 30%) при освещении точечным источником белого света. Они получили название 3D голограмм. Записывались они обычно с применением реального объекта, сделанного из твердого материала, на оптических столах. Размер изображения был равен размеру объекта, защитные элементы отсутствовали. Считалось, что само наличие яркого радужного голографического изображения на объекте достаточно для защиты пластиковой карты или ценной бумаги.

Потребность в появлении надписей на голограмме привела вскоре к широкому использованию голограмм плоских объектов, обычно текстов и плоских символов. Такие голограммы стали называть 2D голограммами. Записывались они в модифицированной схеме Бентона для прозрачных объектов или прямой интерференцией пучков через маски. Появилась возможность внесения в изображение небольших текстов или символов, невидимых невооруженным глазом. Утратился, однако эффект объема.

Компромиссным вариантом стало применение 2D/3D голограмм, объект в которых представляет собой разнесенные по глубине плоские планы. То есть, 2D объекты, размещенные в 3D пространстве. Эти голограммы надолго стали лидерами рынка поскольку сочетали в себе четкое изображение переднего плана, возможность внесения защитных элементов в виде микротекстов и впечатление объема. Пусть даже углубленные планы и были видны более размытыми, впечатление объема они сохраняли и при неблагоприятной подсветке. А наиболее

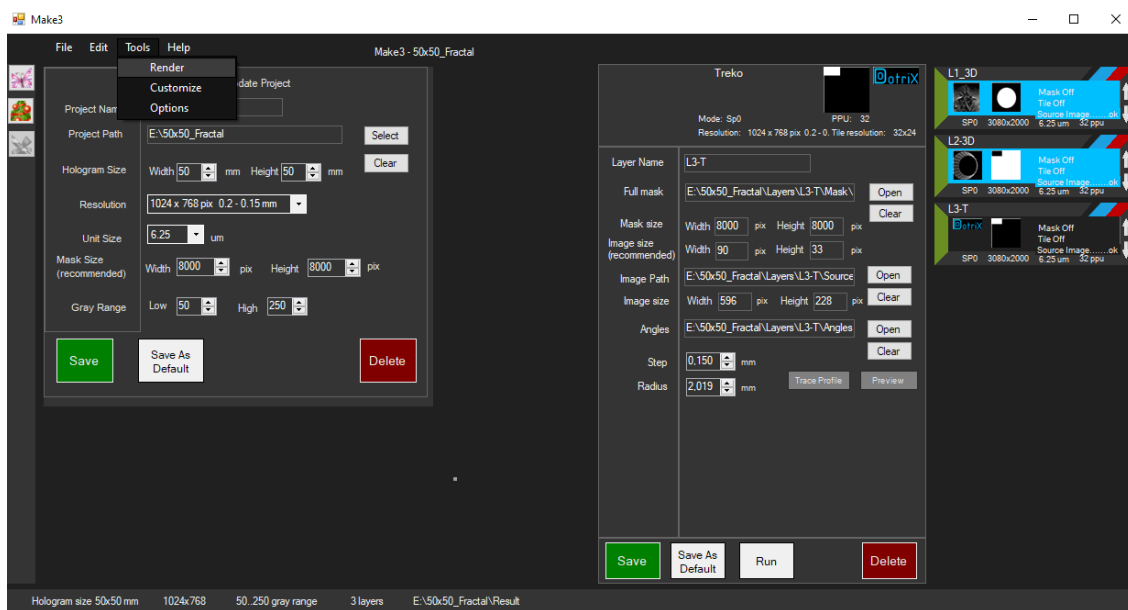


Рис. 1. Проект голограммы с 3 слоями

важная с точки зрения заказчика информация, например, логотип, телефон и прочее, была видна четко поскольку присутствовала в плоскости голограммы, на переднем плане.

Поскольку голограммы стали широко использоваться для защиты ответственных объектов встал вопрос о критериях подлинности, какие можно было бы указать в конкретных инструкциях по идентификации голограмм. В обычной полиграфии это принято называть защитными признаками или защитными элементами [2]. В голографии под защитными признаками принято понимать [3] некоторые дополнительные к основному изображению, голографические или не голографические элементы или воспринимаемые визуально особенности изображения, служащие для более формализованного определения подлинности голограммы. Это могут быть 2D голограммы микротекстов, голограммы Фурье для последующего восстановления лазерным источником, линзы (зеркала) Френеля, различные переменные визуальные эффекты.

Наиболее популярными устройствами для записи защитных голограмм стали проекционные системы dot-matrix, в которых голограмма выводится по кадрам (которые принято называть фреймами) на пространственный модулятор света и с уменьшением проецируется в плоскость записи. Подготовка данных для записи защитных голограмм на таких устройствах представляет собой отдельную задачу. Комбинирование различных типов голограмм и защитных признаков в одной записи, многие из которых используют разные оптические схемы, большой объем информации при записи голограмм с произвольным профилем полос делает необходимым разработку специальных программ подготовки данных, упрощающих и ускоряющих работу голографиста. Наиболее очевидными требованиями к такой программе являются:

- расчет системы голографических полос для различных типов голограмм,
- многослойное построение голограммы с возможностью маскирования и перемещения по вертикали каждого из слоев,

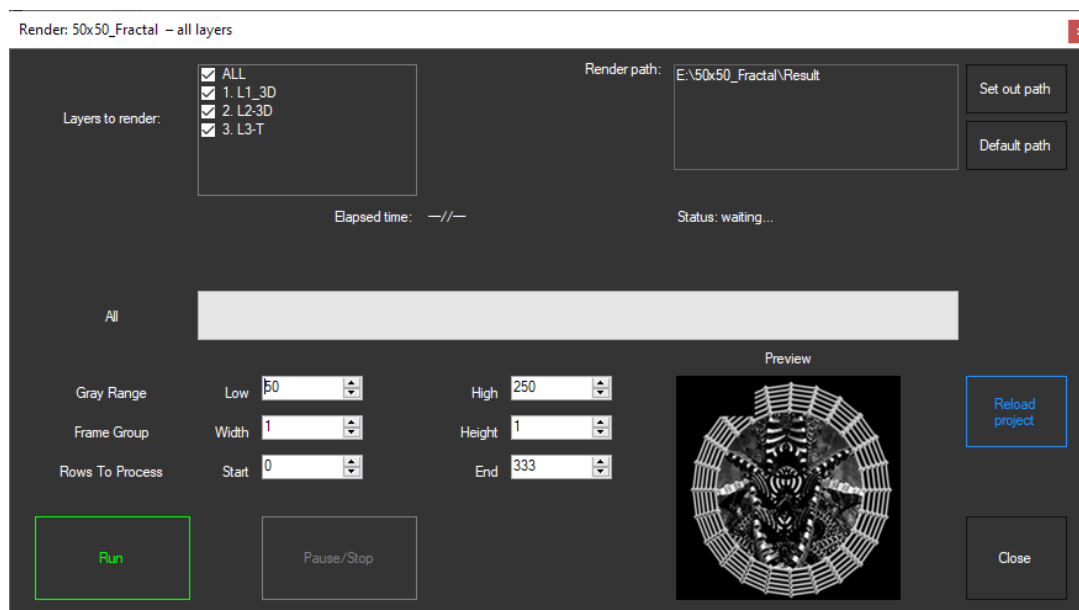


Рис. 2. Предпросмотр трех слоев голограммы

- возможность расчета разной формы фрейма (дота) в пределах одной голограммы,
- работа с различными векторными форматами входных данных,
- распределение полученного массива фреймов по схемам записи,
- открытая архитектура, позволяющая добавлять новые слои с появлением новых защитных признаков.

Такая программа (Make 3) была нами разработана и опробована на устройствах Dot-104 и FastDot. В ней голографист может создавать и комбинировать слои, в которых голограмма создаётся на основе векторных или растровых файлов или 3D моделей. Для упрощения создания голограмм в каждом слое, который представляет собой шаблон определенного типа голограммы с несколькими выбираемыми параметрами, можно сформировать изображение и тут же предварительно просмотреть его. Количество слоев одного типа голограмм не ограничено. Слои могут рассчитываться с использованием разных технологий: голограммы, использующие дифракционные порядки (2D, 3D, 2D/3D, голограммы Фурье), голограммы нулевого порядка (трекограммы, киноформы, литограммы [4]). При этом каждому слою может быть задана своя маска, учитываемая при предварительном просмотре. Формат файла маски унифицирован для различных слоев и все маски можно предварительно просмотреть в одном изображении. Это позволяет избежать ошибок наложения разных изображений, что часто происходит при распределении масок. Возможен и предпросмотр всей голограммы с некоторым снижением разрешения. При расчете фреймов слои голограммы сортируются, образуя несколько наборов фреймов для каждой оптической схемы записи. Сама запись в различных оптических схемах происходит последовательно. За это отвечает отдельная программа, управляющая системой оригинации. В Make 3 предусмотрена совместимость с самыми различными устройствами dot-matrix и список их можно пополнять, добавляя параметры пространственных модуляторов, длину волны, размеры фрейма и увеличение оптической системы.

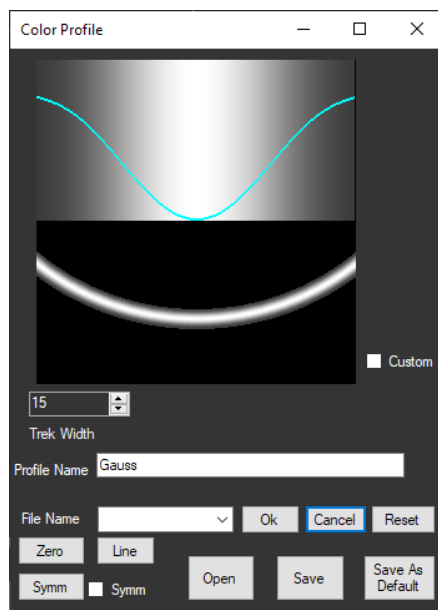


Рис. 3. Задание профиля трека

Помимо общих параметров голограмм в слоях существуют и свои специфические параметры, задаваемые при проектировании слоя. К примеру, в слоях, отвечающих за трекограммы [5], можно выбирать форму профиля трека из предустановленных или задать свою. При этом на экран выводится как график распределения интенсивности в поперечном сечении трека, так и вид небольшого участка трекограммы. Подобным же образом устроены и другие слои.

После того, как все слои подготовлены и голограмма предварительно просмотрена, необходимо нажать кнопку Run, и начнется расчет фреймов в слоях, правильная их нумерация, обозначение и распределение по директориям, соответствующим различным оптическим схемам. Использование комплексной программы существенно облегчает и ускоряет подготовку данных для записи голограмм и защитных признаков, позволяет избежать ошибок и сэкономить время.

### Список источников

- [1] **Caulfield, Н. J.** Handbook of Optical Holography / С. Б. Гуревич. — М. : Мир, 1982. — Vol. 1. — 376 p.
- [2] **Маресин, В. М.** Защищённая полиграфия. Справочник / В. М. Маресин. — М. : Флинта: МГУП им. И. Федорова, 2012. — 640 с.
- [3] **Одинокоев, С. Б.** Методы и оптико-электронные приборы для автоматического контроля подлинности защитных голограмм / С. Б. Одинокоев. — М. : Техносфера, 2013. — 175 с.
- [4] **Смык, А. Ф.** Асимметричные профили в поверхностно-рельефных голограммах / А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин // Мир техники кино. — Москва. — 2018. — 2018-1 (12). — С. 23–30.
- [5] **Одинокоев, С. Б.** [Формирование динамических и бинокулярных объёмных изображений в защитных голограммах с нулевым порядком дифракции](#) / С. Б. Одинокоев, А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин // Автотметрия. — 2020. — №2. — С. 55–61. — DOI: 10.15372/AUT20200205.

## 16. Плазмонная дифракционная структура с магнитооптическими слоями для формирования скрытых изображений на защитных голограммах

*А. С. Кузнецов, С. Б. Одинок*

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Представлены результаты численного моделирования плазмонной магнитооптической структуры, используемой для визуализации скрытой магнитной информации с защитных голограмм с целью защиты от подделки документов.

*Ключевые слова:* Защитная голограмма, Магнитоплазмоника, Эффект Фарадея, Магнитооптический плазмонный резонанс.

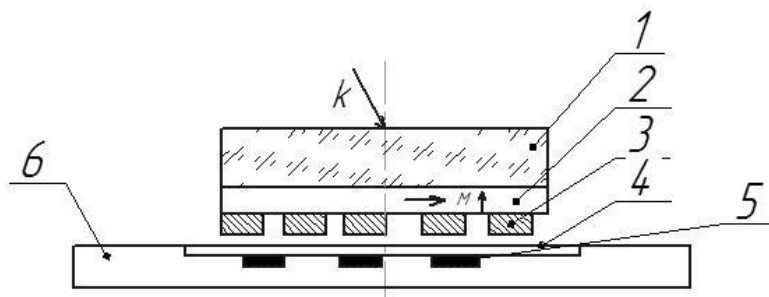
*Цитирование:* **Кузнецов, А. С.** Плазмонная дифракционная структура с магнитооптическими слоями для формирования скрытых изображений на защитных голограммах / А. С. Кузнецов, С. Б. Одинок // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 108–110.

Одной из серьезных проблем, стоящей перед мировой экономикой разных стран, является подделка и фальсификация полиграфической продукции и ценных документов. В настоящее время для защиты документов от подделки успешно используются защитные голограммы (ЗГ), содержащих как видимые, так и скрытые изображения [1]. Основными типами скрытых изображений являются микро- и нанотексты, микрооптические элементы в виде линз Френеля и др. [2].

В данной работе предлагается использовать магнитные частицы как дополнительный тип скрытого изображения, находящегося под защитной голограммой и способ его визуализации с помощью магнитооптических эффектов [3]. На рисунке 1 представлен ценный документ, содержащий магнитные частицы, скрытые под защитной голограммой. В работах [4–6] основным способом регистрации и визуализации невидимых глазом магнитных частиц, является магнитооптический, основанный на эффекте Фарадея. Использование периодических решеток на основе золота или серебра в слоях феррит-граната позволяет достичь резонансного усиления магнитооптического эффекта Фарадея в магнитных плазмонных структурах, представленной на рисунке 1 [7–10].

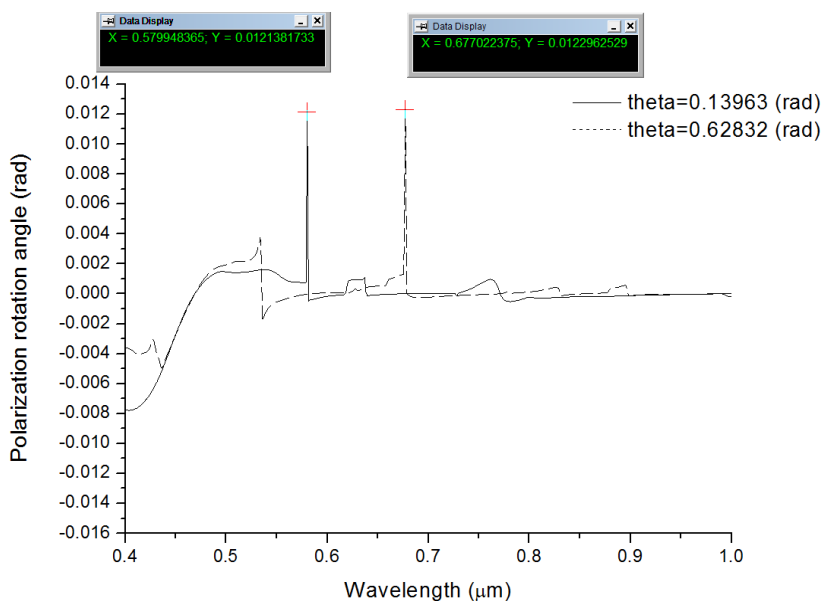
В ходе работы исследовалось резонансное усиление магнитооптического эффекта Фарадея, и его зависимости от геометрических параметров и материалов структуры. На рисунке 2 представлен график спектральной зависимости угла фарадеевского вращения плоскости поляризации в зависимости от угла падения излучения на магнитооптическую плазмонную структуру. Моделирование проводилось с помощью программы Comsol Multiphysics, шаг сетки составлял 10 нм.

Исследования показали усиление магнитооптического эффекта Фарадея на порядок по сравнению со структурой, не имеющей плазмонной дифракционной решетки. Полученные результаты позволяют предположить об эффективном использовании таких структур с магнитными частицами как способ защиты от подделки ценных документов и создание сенсоров на их основе.



1 – подложка галлий-гадолиний-гранат ( $Gd_3Ga_6O_{12}$ ), 2 – магнитная пленка феррит-граната  $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ , 3 – дифракционная решетка (золото, серебро), 4 – защитная голограмма; 5 – магнитные частицы, 6 – ценный документ

**Рис. 1.** Магнитооптическая плазмонная структура



**Рис. 2.** График спектральной зависимости угла Фарадея  $\theta_F(\lambda)$  для структур с плазмонной решеткой при разных углах падения излучения  $\theta$  и без решетки (пунктирная линия)

### Список источников

- [1] **Одинокоев, С. Б.** Методы и оптико-электронные приборы для автоматического контроля подлинности защитных голограмм. — М : Техносфера, 2013. — 176 с.
- [2] **Гончарский, А. В.** Компьютерная оптика. Компьютерная голография / А. В. Гончарский, А. А. Гончарский. — М. : МГУ им. М. В. Ломоносова, 2004. — 314 с.
- [3] **Губарев, А. П.** Защитные голограммы с латентными, случайно распределенными магнитными микроразмерными частицами / А. П. Губарев, А. Н. Шалыгин, А. Д. Щербина, А. С. Кузнецов, С. Б. Одинокоев // IX Международная конференция по фотонике и информационной оптике. — 2019. — С. 661–662.

- [4] **Odinokov, S.** [Optoelectronic Device for Reading of Hidden Magnetic Information from the Holograms](#) / S. Odinokov, A. Kuznetsov, A. Gubarev // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2008. — Vol. 17. — №1. — P. 15–22. — DOI: 10.3103/S1060992X08010037.
- [5] **Губарев, А. П.** Магнитооптическая визуализация двухслойных магнитных структур / А. П. Губарев, А. С. Кузнецов, С. Б. Одинокоев // Вестник Московского государственного технического университета имени Н. Э. Баумана. Серия: Приборостроение. — 2005. — №3. — С. 25–40.
- [6] **Одинокоев, С. Б.** Оценка разрешающей способности двуслойных магнитных структур / С. Б. Одинокоев, А. С. Кузнецов // Наука и образование: научное издание МГТУ им. Н. Э. Баумана. — 2012. — №2. — С. 21.
- [7] **Baryshev, A.** Peculiarities of plasmon-modified magneto-optical response of gold–garnet structures / A. Baryshev, H. Uchida, M. Inoue // Journal of the Optical Society of America B. — 2013. — Vol. 30. — №9. — P. 2371–2376.
- [8] **Belotelov, V.** Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal–dielectric plasmonic systems / V. Belotelov, L. Doskolovich, A. Zvezdin // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 98. — №7. — P. 077401.
- [9] **Досколович, Л. Л.** Резонансные магнитооптические эффекты в дифракционных решетках с намагниченным слоем / Л. Л. Досколович, Е. А. Безус, Д. А. Быков, В. А. Белотелов, А. К. Зvezdin // Компьютерная оптика. — 2007. — Том 31. — №1. — С. 4–8.
- [10] **Baryshev, S.** [Increase of the magnetic information sensing performance of magneto-optical plasmonic structures](#) / S. Baryshev, S. Odinokov, A. Kuznetsov // Digital Optical Technologies 2019 : Proc. of SPIE. — 2019. — Vol. 11062. — P. 110621T. — DOI: 10.1117/12.2526000.

## 17. Исследование модуляции показателя преломления брэгговских дифракционных решеток

*Е. Ким, М. В. Шишова, С. Б. Одинок*

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

В работе предоставлено исследование модуляции показателя преломления с помощью дифрактометрии брэгговских дифракционных решеток. Метод основан на измерении контура угловой селективности дифрагированного пучка. Модуляция показателя преломления дифракционной решетки вычисляется в три этапа: получение экспериментальных данных на разработанном стенде, аппроксимация и сравнение полученного контура с математической моделью, сформированной по теории связанных волн.

*Ключевые слова:* Оптика, Голография, Дифракционные оптические элементы, Модуляция показателя преломления, Селективность.

*Цитирование:* **Ким, Е.** Исследование модуляции показателя преломления брэгговских дифракционных решеток / Е. Ким, М. В. Шишова, С. Б. Одинок // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 111–116.

### Введение

Брэгговские дифракционные решетки распространены в различных областях фотоники: в лазерной технике для спектральной фильтрации, в голографии, для создания систем дополненной реальности и др. Ключевыми параметрами брэгговских решеток являются толщина и модуляция показателя преломления — фазовая характеристика фоточувствительной среды. Эти параметры оказывают наибольшее влияние на дифракционную эффективность фазовых объемных решеток [1].

В зависимости от условий записи брэгговских дифракционных решеток по-разному используется динамический диапазон фоточувствительной среды. Измерения модуляции показателя преломления показывают, насколько изменился показатель преломления в области записи, и позволяют корректно регулировать дозу излучения в процессе экспонирования. При неправильно подобранной экспозиции и проведении мультиплексирования, модуляция показателя преломления будет отличаться от рассчитанной на основе экспозиционной характеристики фоточувствительного материала. Следовательно, несоответствие дифракционной эффективности ожидаемому значению связано с неэффективным использованием модуляции показателя преломления среды.

Целью данной работы является разработка метода измерения модуляции показателя преломления с погрешностью  $10^{-5}$ . Для этого предложен метод лазерной дифрактометрии, и разработан экспериментальный стенд для измерения контура угловой селективности. В данной работе не рассматриваются среды, в которых брэгговские дифракционные решетки создаются посредством амплитудной модуляции коэффициента поглощения.



В дифрактометрии решается обратная задача: производится предварительное моделирование, измерение дифракционной эффективности, и на основе этих значений получают информацию об исследуемой дифракционной решетке. В нашем случае, варьируется величина углового отклонения от условия Брэгга, и в пределах контура селективности измеряется дифракционная эффективность. Эта зависимость является данными для последующей аппроксимации [2]. Модуляция показателя преломления вычисляется в три этапа: оптические измерения на разработанном стенде, аппроксимация экспериментальных данных в виде контура угловой селективности и поиск полученного контура в предварительно сформированной библиотеке. Библиотека базируется на моделировании различных контуров селективности для заданного значения толщины дифракционной решетки. Моделирование проводится по теории связанных волн Когельника [3].

### 1. Моделирование зависимости контура угловой селективности от модуляции показателя преломления

Рассмотрим зависимость контура угловой селективности от модуляции показателя преломления. Дифракционная эффективность пропускающей фазовой брэгговской решетки в соответствии с теорией Когельника вычисляется

$$\eta = \frac{\sin^2(\xi^2 + \Phi^2)^{1/2}}{1 + \frac{\xi^2}{\Phi^2}}, \quad (1)$$

где  $\Phi$  — набег фазы или коэффициент расфазировки,  $\xi$  — параметр рассогласования.

Набег фазы определяет максимальную дифракционную эффективность брэгговской решетки при выполнении условия Брэгга и определяется по формуле

$$\Phi = \frac{\pi t \delta n}{\lambda_0 F_\varphi}, \quad (2)$$

где  $t$  — толщина,  $\delta n$  — модуляция показателя преломления,  $\lambda_0$  — центральная длина волны,  $F_\varphi$  — это коэффициент наклона.

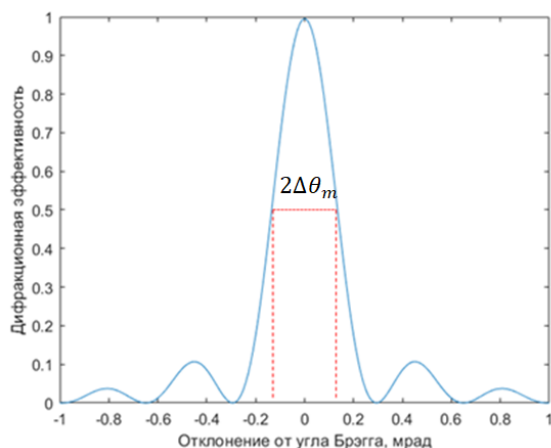
Коэффициент наклона описывается формулой

$$F_\varphi = \sqrt{-\cos(\varphi - \theta_m^*) \cos(\varphi + \theta_m^*)}, \quad (3)$$

где  $\theta_m^*$  — угол падения Брэгга,  $\varphi$  — угол наклона поверхности одинаковой фазы решетки.

Параметр рассогласования  $\xi$  в формуле (1) учитывает малые угловые отклонения  $\Delta\theta_m$  от угла падения Брэгга  $\theta_m^*$  и/или небольшие отклонения от центральной длины волны  $\lambda_0$ , описывается формулой

$$\xi = \frac{\pi f t}{\cos(\varphi - \theta_m^*) - \frac{f \lambda_0}{n_{av}} \cos \varphi} \left[ \Delta\theta_m \sin \theta_m^* - \frac{f}{2n_{av}} \Delta\lambda \right], \quad (4)$$



**Рис. 1.** График зависимости дифракционной эффективности от отклонения от угла Брэгга

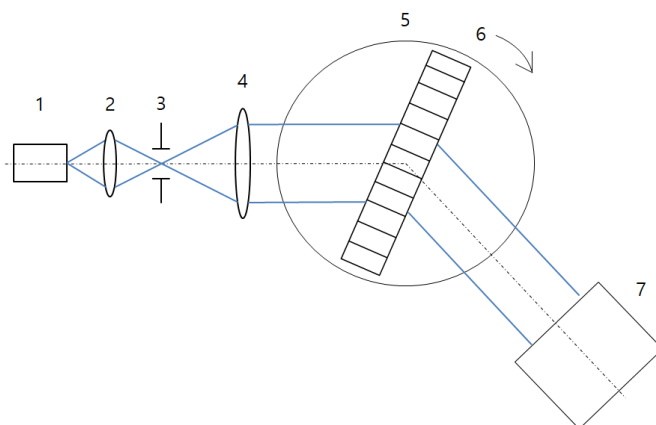
где  $f$  — пространственная частота,  $n_{av}$  — средний показатель преломления среды,  $\Delta\theta_m$  — угловое отклонение от условия Брэгга,  $\Delta\lambda$  — спектральное отклонение от условия Брэгга.

Дифракционную эффективность брэгговской решетки можно определить, подставив уравнение (2) и (4) в уравнение (1).

$$\eta(\Delta\theta_m) = \frac{\sin^2\left(\pi t \sqrt{\frac{\delta n}{\lambda_0 F_{\pi/2}}}\right)}{1 + \left(\frac{\lambda_0 f F_{\pi/2} \Delta\theta_m}{\delta n}\right)^2}. \tag{5}$$

На основе формулы (5) формируется график зависимости дифракционной эффективности от величины отклонения от брэгговского угла, как показано на рисунке 1. Представленный контур рассчитан для дифракционной решетки с параметрами:  $t = 2,6$  мм,  $n_{av} = 1,4867$ ,  $f = 1086$  мм<sup>-1</sup>,  $\lambda_0 = 555$  нм,  $\delta n = 0,002$ . Такие контуры селективности для различных значений  $\delta n$  формируют исходную библиотеку для априорно заданных параметров: пространственной частоты  $f$ , толщины  $t$  и угла наклона  $\varphi$  поверхностей одинаковой фазы (штрихов) для брэгговской решетки. Как правило, эта информация известна. Длина волны  $\lambda_0$  соответствует длине волны лазера, применяемого в измерительном стенде. Аналогичные выкладки реализованы для отражательных решеток.

Вид контура селективности определяет требования по угловому разрешению поворотного позиционера в измерительном стенде. Для проведения корректной аппроксимации экспериментальных данных должно быть измерено не менее 10 точек в пределах всех гармоник с дифракционной эффективностью выше 1%. Данное условие определяет разрешение поворотного столика в экспериментальном стенде. Например, для контура селективности на рисунке 1 угловая селективность составляет  $2\Delta\theta_m \approx 0,3$  мрад, а эффективные пики на графике наблюдаются в пределах от 2 мрад. Тогда разрешение поворотного столика должно быть не менее  $\Delta\gamma = 0,2$  мрад.



1 — лазер, 2 — микрообъектив, 3 — пинхол (точечная диафрагма), 4 — коллиматор, 5 — брэгговская дифракционная решетка, 6 — поворотный столик, 7 — приемник излучения

**Рис. 2.** Экспериментальный стенд

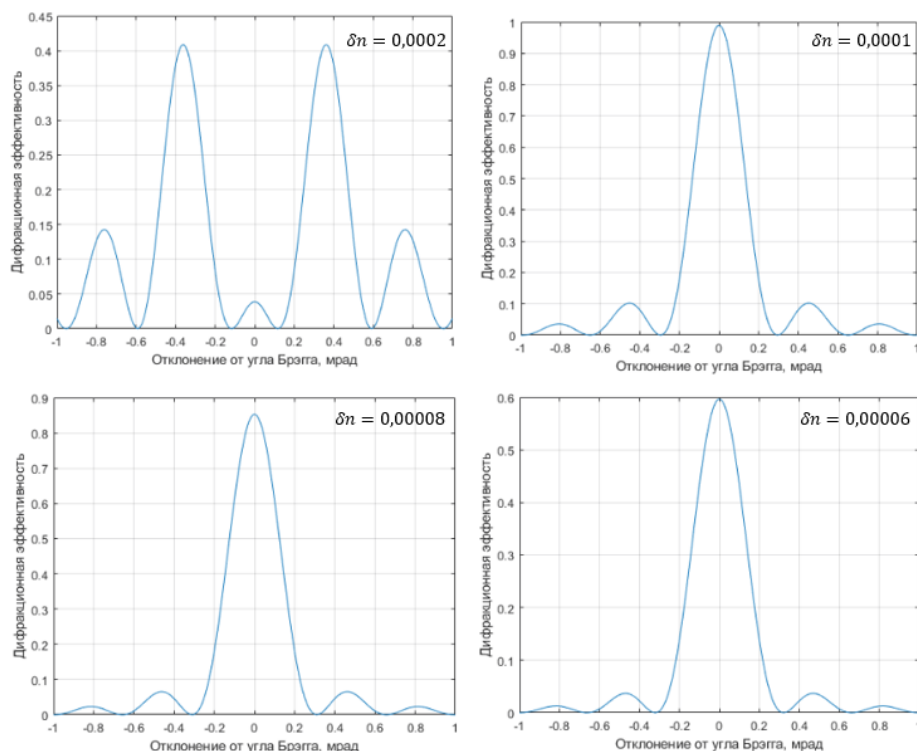
## 2. Экспериментальный стенд

Для реализации метода исследования был разработан стенд, схема которого показана на рисунке 2 учетом всех технологических соображений.

Перед началом исследования лазер следует прогреть до выхода на стабильный по мощности режим работы с низкой флуктуацией в области записи. Процесс измерения чувствителен к колебаниям схемы и турбулентностям воздуха, поэтому экспериментальный стенд следует виброизолировать и по возможности располагать в комнате, где включена вентиляция и поддерживается стабильный режим температуры.

Излучение лазера 1 сужается и фильтруется с помощью микрообъектива 2 и пинхола 3. После пинхола устанавливается коллиматор 4 для получения параллельного оптической оси пучка с плоским волновым фронтом. Затем излучение падает на брэгговскую дифракционную решетку 5, где происходит дифракция в направлении приемника излучения 7. Приемник излучения фиксирует интенсивность дифрагированного пучка излучения. Брэгговская дифракционная решетка устанавливается на поворотном столике 6 для того, чтобы получать различные дискретные значения дифракционной эффективности в зависимости от угла падения излучения.

Полученные данные аппроксимируются по тригонометрической функции  $\sin^2\theta$  [2]. По полученным значениям аппроксимации выстраиваем контур и определяем по контуру экспериментальную угловую селективность  $\Delta\theta_{\text{exp}}$ . Затем производится библиотечный поиск. Полученное значение угловой селективности сравнивается с математической моделью и значениями  $\Delta\theta_m$ . Находится ближайшее значение модуляции показателя преломления, которое соответствует измеренной угловой селективности. Условие поиска соответствует  $|\Delta\theta_{\text{exp}} - \Delta\theta_m| \rightarrow 0$ .



**Рис 3.** Изменение контура угловой селективности при изменении модуляции показателя преломления

Результаты моделирования для исследования зависимости угловой селективности от модуляции показателя преломления брэгговской дифракционной решетки показаны на рисунке 3. Реализация метода была проведена в среде Matlab.

Исходные данные:

- Длина волны  $\lambda_0 = 555$  нм.
- Толщина  $t = 2,6$  мм.
- Средний показатель преломления  $n_{av} = 1,4867$ .
- Модуляция показателя преломления  $\delta n$  варьируется от 0,00006 до 0,0002.
- Угол падения излучения соответствует условию Брэгга для достижения максимума дифракционной эффективности.
- Для исследуемых решеток угол наклона страт (относительно поверхности подложки) составляет  $90^\circ$ , страты перпендикулярны подложке.

### Заключение

Разработанный метод позволяет осуществлять быстрое измерение модуляции показателя преломления в лабораторных условиях. Он решает проблему эффективного использования динамического диапазона фоточувствительной среды и соответствующей максимизации дифракционной эффективности.

### Список источников

- [1] **Ciapurin, I. V.** Modeling of phase volume diffractive gratings, part 1: transmitting sinusoidal uniform gratings //Optical Engineering. — 2006. — Том 45. — № 1. — С. 015802.

- [2] **Голубинский, А. Н.** Методы аппроксимации экспериментальных данных и построения моделей // Вестник Воронежского института МВД России. — 2007. — №2.
- [3] **Kogelnik, H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings // Landmark Papers On Photorefractive Nonlinear Optics. — 1995. — С. 133–171.

## 18. Молекулярно-плазмонная маркировка голограмм

А. П. Губарев<sup>1</sup>, А. Н. Шалыгин<sup>2</sup>, А. К. Сарычев<sup>3</sup>, А. В. Иванов<sup>3</sup>, А. С. Кузнецов<sup>4</sup>,  
С. Б. Одинокоев<sup>4</sup>, А. Ф. Смык<sup>5</sup>

<sup>1</sup> ООО «НПП «ВИЧЕЛ», Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup> Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской Академии Наук,  
Москва, Россия

<sup>4</sup> Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана,  
Москва, Россия

<sup>5</sup> ООО «Джеймс Ривер Бранч», Москва, Россия

Предложен способ маркировки изделий, в том числе защитных голограмм, с помощью специальных идентификационных меток, обладающих способностью скрытного размещения на поверхности или внутри изделий, выполненных на различных основах. Метка с толщиной менее 1 мкм, в зависимости от типа защищаемого изделия, может быть выполнена либо на подложке произвольной формы, либо непосредственно на изделии. Работа таких меток основана на возбуждении металл-диэлектрических плазмонных резонансов и вызванном этими резонансами эффекте гигантского комбинационного рассеяния света.

*Ключевые слова:* Плазмонный резонанс, Идентификационные метки, Гигантское комбинационное рассеяние света.

*Цитирование:* Губарев, А. П. Молекулярно-плазмонная маркировка голограмм / А. П. Губарев, А. Н. Шалыгин, А. К. Сарычев, А. В. Иванов, А. С. Кузнецов, С. Б. Одинокоев, А. Ф. Смык // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 117–121.

### Введение

Использование оптических методов для защитной маркировки изделий становится весьма перспективным в связи с растущими возможностями современной оптической техники и технологии. Одним из таких методов является открытое в начале XX века комбинационное рассеяние (КР) света. Сигнал КР света содержит детальную информацию не только о химическом составе исследуемых молекул, но и о вторичной молекулярной структуре. Однако сигнал КР очень слаб и для наблюдения необходимо макроскопическое количество исследуемых молекул, поскольку сигнал КР должен превосходить люминесценцию и другие фоновые оптические сигналы. Поворотным моментом стало открытие эффекта гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света. Некоторые плазмонные подложки, в том числе разработанные в ООО «Биоплазмоника», усиливают КР в миллионы и миллиарды раз, и они могут быть основой для разработки высокоэффективных биологических и химических сенсоров, способных регистрировать малые концентрации молекул, вплоть до единичных молекул.

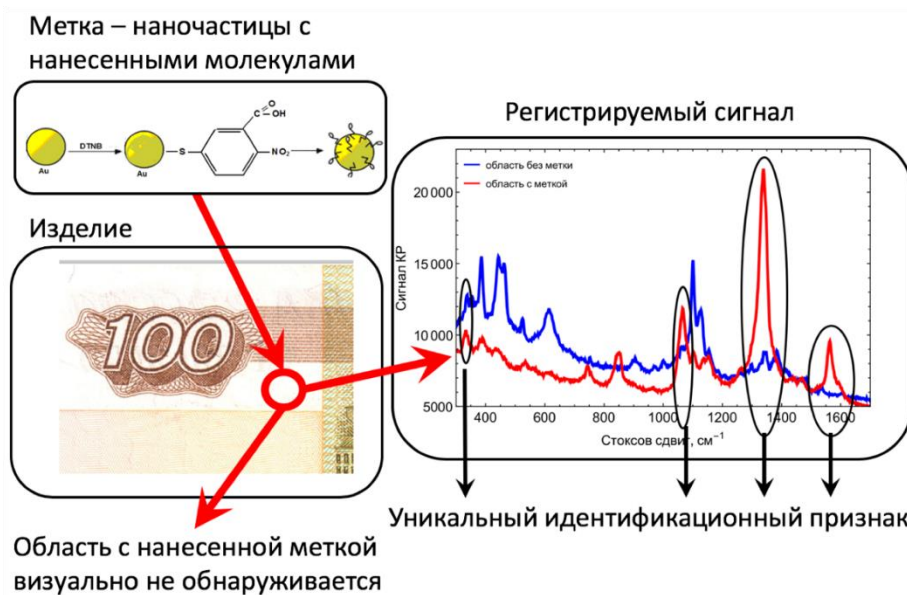


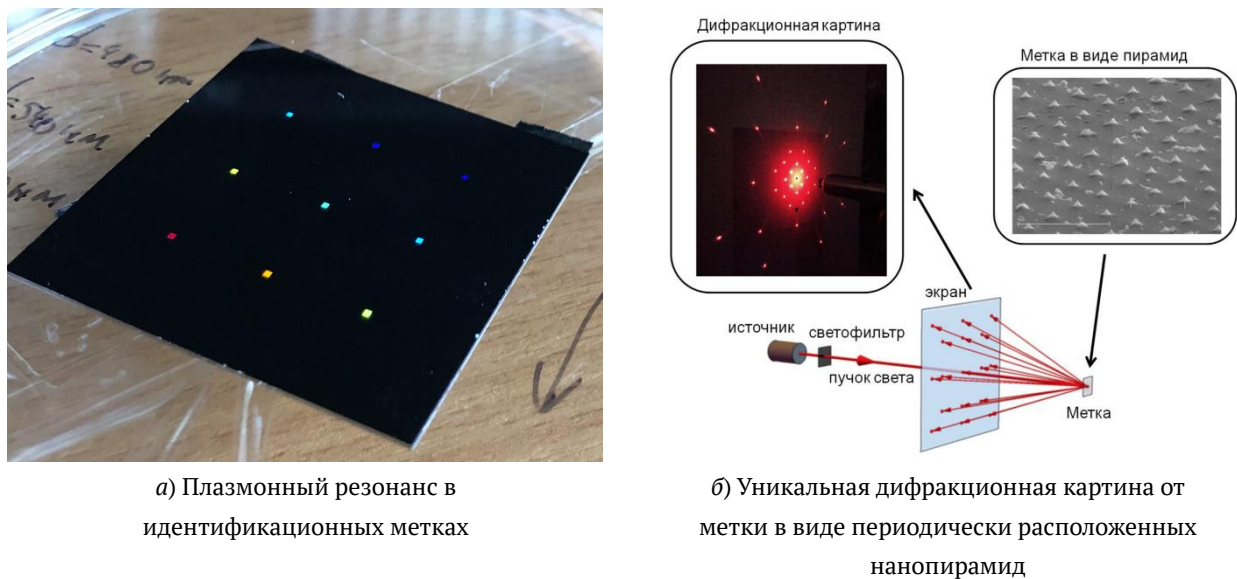
Рис. 1. Возможная реализация уникального идентификационного признака

Экспериментальные исследования разнообразных аналитических систем, использующих эффект ГР показали, что для получения высокой чувствительности необходимы плазмонные наноструктуры, в которых и реализуются гигантские усиления локального электромагнитного поля [1–5]. Такого рода структуры обычно содержат наноразмерные кластеры металлов или металлические наночастицы, островковые и просто шероховатые пленки металлов (как правило, серебро или золото) [1]. При взаимодействии со световой волной на поверхности металлов возникают плазмонные резонансы, что приводит к гигантским флуктуациям электромагнитного поля на поверхности на субволновом масштабе [1–3]. Это свойство может быть использовано для увеличения чувствительности спектроскопии. Например, сигнал комбинационного рассеяния пропорционален четвертой степени локального электрического поля в плазмонных наноструктурах, поэтому при локальном усилении поля в 100 и более раз, комбинационное рассеяние может быть усилено в 6–9 порядков [4, 5]. В данной работе предлагается возможность использования плазмонных резонаторов в роли базовых элементов идентификационных меток.

### 1. Плазмонная идентификационная маркировка

Способы защиты документов от подделки и устройств на их основе были предложены в работе [6], где использовалась магнитооптическая маркировка документов.

В данной работе предлагается маркировать различные изделия, в том числе защитные голограммы, с помощью плазмонных идентификационных меток, обладающих способностью скрытного размещения на поверхности или внутри изделий, и выполненных на пластиковых, бумажных, керамических, тканевых и металлических основах. Метка, в зависимости от типа защищаемого изделия, может быть выполнена либо на подложке, либо непосредственно на изделии. Подложка может иметь произвольную форму, при этом толщина метки меньше 1 мкм. Для защиты изделий на бумажной основе метка внедряется в лакокрасочное



**Рис. 2.** Варианты идентификационных меток

покрытие, входящее в состав изделия. Поверхность метки имеет специальным образом расположенные наноструктурированные области, на которые наносят специфическое молекулярное соединение. Под действием лазерного излучения в этих областях возбуждаются плазмоны, которые и определяют идентификационные свойства метки. Метка является машиночитаемой, с высокой скоростью дистанционного считывания. Оно основано на спектральном анализе рассеянного меткой лазерного излучения. Считывание информации с метки возможно с помощью маломощных твердотельных лазеров. В будущем возможно использование плазмонных нанолазеров, что позволит интегрировать всю установку в современную твердотельную электронику [7]. С другой стороны, использование мощных, фокусируемых лазерных пучков позволит обеспечить дистанционное считывание на расстоянии нескольких километров.

Идентификационные возможности предлагаемых меток таковы, что позволяют обеспечить как групповой, так и индивидуальный способ защиты, причем в некоторых случаях возможна визуальная идентификация без привлечения машиночитаемого оборудования. Работа метки основана на эффекте гигантского комбинационного рассеяния света на молекулах специально подобранного вещества. На рисунке 1 продемонстрирована возможная реализация уникального идентификационного признака. На целлюлозную основу бумаги нанесена метка в виде вещества-маркера с золотыми наночастицами диаметром несколько десятков нанометров. В сигнале рассеянного света, помимо частоты лазера, присутствуют частоты колебаний атомов и молекул вещества-маркера. Спектр характерных частот, регистрируемых в рассеянном свете, может насчитывать десятки спектральных линий, как это показано на рисунке 1.

Уникальность идентификационного признака обусловлена типом наноструктуры и химическим составом вещества, а также способом регистрации оптического сигнала (режимом



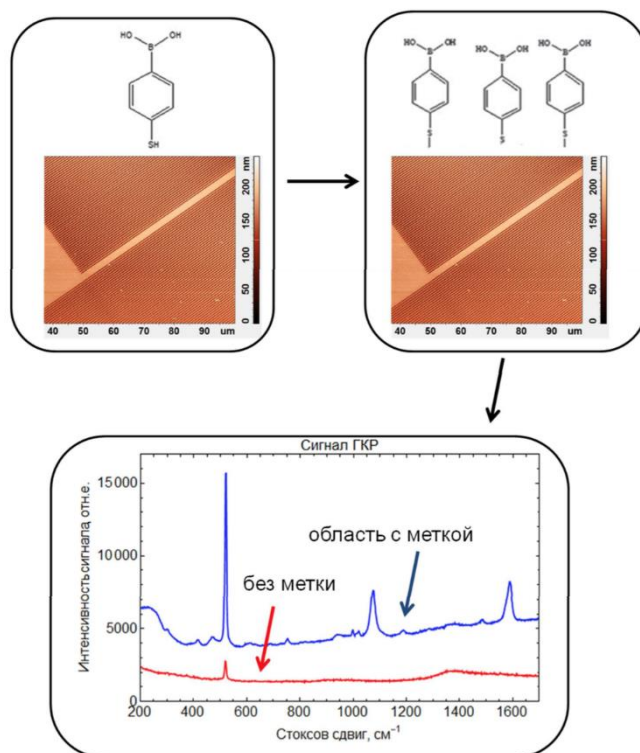


Рис. 3. Регистрируемый сигнал ГРП в области с меткой и без нее

облучения). Для выделения сигналов комбинационного рассеяния были разработаны и предложены специальные метки, усиливающие сигнал в миллионы раз, что позволило обеспечить уверенную идентификацию.

Идентификационные метки могут обеспечить многоуровневую степень защиты. На простейшем, но тем не менее уникальном уровне защиты, возможна реализация группового признака, при котором формируется последовательность светящихся областей заданного цвета, наблюдаемых визуально под определенным углом и естественном освещении (рисунок 2а). Идентификация при этом осуществляется визуально без привлечения дополнительного оборудования.

Более высокий уровень защиты, основанный на анализе сформированной меткой уникальной дифракционной картины с заданным набором дифракционных максимумов и их яркости при освещении монохроматическим источником света, может быть, как индивидуальным, так и групповым (рисунок 2б). Уникальность дифракционной картины определяется типом и расположением наноструктур, имеющих многообразную форму, а также химическим составом наносимого вещества.

Наивысший уровень защиты основан на эффекте гигантского комбинационного рассеяния света на молекулах специально подобранного вещества или группы веществ. В сигнале рассеянного света, помимо частоты лазера, присутствуют частоты колебаний атомов и молекул вещества метки. Спектр характерных частот, видимых в рассеянном свете, практически невозможно повторить без детального повторения технологии нанесения метки, и он может

насчитывать десятки спектральных линий. Защищаемое изделие маркируется плазмонными метками со специально подобранным химическим веществом (рисунок 3).

Предлагаемый в работе способ маркировки изделий и регистрации сигнала позволит определить столь малые концентрации вещества, что не обнаруживается никакими известными методами. Идентификация при этом осуществляется портативным анализатором комбинационного рассеяния света.

### Заключение

Предложена технология маркировки изделий (защитных голограмм) с помощью специальных идентификационных меток, обладающих способностью скрытного размещения на поверхности или внутри изделий, выполненных на пластиковых, бумажной, керамической, тканевой и металлических основах. Работа меток основана на эффектах плазмонного резонанса и ГКР света. Идентификационные возможности метки таковы, что позволяют обеспечить как групповой, так и индивидуальный способ защиты, причем в некоторых случаях возможна визуальная идентификация без привлечения машиночитаемого оборудования.

### Благодарность

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), грант № 20-21-00080.

### Список источников

- [1] **Sarychev, A. K.** Light concentration by metal-dielectric micro-resonators for SERS sensing / A. K. Sarychev, A. Ivanov, A. Lagarkov, G. Barbillon // *Materials*. — 2019. — Vol. 12. — № 103. — P. 1–39.
- [2] **Barbillon, G.** Hybrid Au/Si Disk-Shaped Nanoresonators on Gold Film for Amplified SERS Chemical Sensing / G. Barbillon, A. Ivanov, A. K. Sarychev // *Nanomaterials*. — 2019. — Vol. 9. — № 1588. — P. 1–12.
- [3] **Barbillon, G.** Applications of the Symmetry Breaking in Plasmonics / G. Barbillon, A. Ivanov, A. K. Sarychev // *Symmetry*. — 2020. — Vol. 12. — № 896. — P. 1–16.
- [4] **Патент 2694157 РФ.** Сенсорный элемент для селективного усиления сигнала гигантского комбинационного рассеяния света / А. К. Сарычев, А. В. Иванов, А. Н. Лагарьков, И. А. Рыжиков, И. Н. Курочкин. — Опубл. 09.07.2019.
- [5] **Патент 2709411 РФ.** Сенсорный элемент для дополнительного селективного усиления сигнала гигантского комбинационного рассеяния света / А. К. Сарычев, А. В. Иванов, И. Н. Курочкин, А. Н. Шалыгин. — Опубл. 17.12.2019.
- [6] **Odinokov, S. B.** Optoelectronic Device for Reading of Hidden Magnetic Information from the Holograms / S. B. Odinokov, A. S. Kuznetsov, A. P. Gubarev // *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*. — 2008. — Vol. 17. — № 1. — P. 15–22.
- [7] **Sarychev, A. K.** Magnetic plasmonic metamaterials in actively pumped host medium and plasmonic nanolaser / A. K. Sarychev, G. Tartakovsky // *Physical Review B*. — 2007. — Vol. 75. — № 8. — P. 085436.

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

## 19. Влияние метода освещения объекта на качество изображений, восстанавливаемых с помощью синтезированных голограмм-проекторов

С. О. Старовойтов, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты исследования влияния метода освещения объекта при синтезе голограмм-проекторов Френеля на качество восстановленного изображения. Работа выполнена методом математического моделирования синтеза голограмм-проекторов двумерных амплитудных бинарных транспарантов, предназначенных для применения в голографической фотолиитографии. Установлено, что освещение объекта гомоцентрическим пучком лучей, сходящимся в центр апертуры синтезируемой голограммы, обеспечивает формирование изображения более высокого качества, чем в случае использования телецентрического хода лучей, вне зависимости от периода дискретизации объекта.

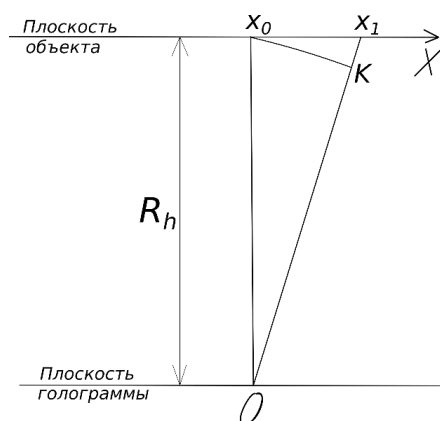
*Ключевые слова:* синтезированные голограммы, телецентрический ход лучей, сходящийся пучок, голограммы, фотолиитография, изображающие свойства.

*Цитирование:* Старовойтов, С. О. Влияние метода освещения объекта на качество изображений, восстанавливаемых с помощью синтезированных голограмм-проекторов / С. О. Старовойтов, С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 123–130.

### Введение

Существующая в технике тенденция к уменьшению размеров электронных приборов приводит к необходимости постоянно увеличивать разрешающую способность оптических систем, используемых для освещения объекта (транспаранта). В проекционной фотолиитографии нередко приходится для каждого изделия подбирать особую структуру освещающего фотошаблон пучка, которая бы обеспечила достижение оптимальных параметров фотолиитографического процесса [1, 2]. Телецентрический ход лучей в проекционной схеме позволяет добиться лучших результатов в ходе составляющей фотолиитографический процесс операции химического либо ионного травления и потому чаще всего используется в фотолиитографии, однако с точки зрения обеспечения равномерного распределения контраста по всему полю сформированного изображения он, как правило, оказывается не оптимальным.

В голографической фотолиитографии, в которой вместо многокомпонентных проекционных систем используются синтезированные голограммы-проекторы, также в основном используется телецентрический ход лучей [3, 4]. Применяемые в ней объекты обычно являются бинарными двумерными транспарантами с дискретной структурой, поэтому их голограммы относительно несложно синтезировать при использовании современной компьютерной тех-



$X_0$  — центральная точка объекта,  $X_1K$  — разность хода между центральным лучом и боковым,

$R_h$  — расстояние между голограммой и объектом

**Рис. 1.** Расчёт сдвига фаз при сходящемся пучке

ники. Как правило, процесс синтеза голограмм заключается в расчёте комплексной амплитуды голографического поля в плоскости его регистрации с помощью математического моделирования процессов, происходящих при физической регистрации голограммы [5, 6]. Значительным преимуществом синтезированной голографии является то, что в процессе синтеза возможно улучшить изображающие свойства голограмм за счет модификации формы представления объекта или же самой голограммы [7–9].

### 1. Методика проведения исследования

Настоящая работа включала в себя синтез голограмм-проекторов Френеля двух типов и их численное восстановление в виртуальном пространстве. В первом случае за счет постоянной равной нулю фазы во всех точках объекта-транспаранта имитировалась его подсветка нормально падающим параллельным пучком лучей, т. е. ход объектного пучка являлся телецентрическим. Во втором случае в плоскости объекта задавалось такое распределение фаз, которое соответствует его освещению гомоцентрическим пучком, сходящимся в центре голограммы. За ноль принималась величина фазы в центральной точке объекта, расположенной непосредственно над центром синтезируемой голограммы, а фазовая задержка в прочих точках объекта рассчитывалась исходя из их координат и расстояния между плоскостями объекта и голограммы  $R_h$ .

Известно, что величина фазовой задержки между двумя лучами определяется величиной разности хода между ними  $\Delta l$ , а также рабочей длиной волны  $\lambda$  [10].

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l. \quad (1)$$

В случае дискретного объекта с величиной пикселя (периодом дискретизации)  $a_t$ , величину фазовой задержки в точке объекта с координатами  $(x_1, y_1)$  относительно центральной точки объекта  $(x_0, y_0)$  можно описать следующим выражением.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \sqrt{[(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2] a_t^2 + R_h^2} - R_h \right). \quad (2)$$

Для получения восстановленного изображения высокого качества необходимо, чтобы на голограмме было зарегистрировано все излучение, диафрагмировавшее в пределах главного дифракционного максимума на всех точках объекта. Поэтому, для случая телецентрического хода размер голограммы должен составлять [11]

$$D_1 = d + 2R_h \operatorname{tg} \left( \arcsin \frac{\lambda}{a_t} \right) \approx d + 2R_h \frac{\lambda}{a_t}, \quad (3)$$

где  $d$  — размер объекта.

Поскольку при синтезе голограмм второго типа, т. е. в случае, когда объект освещается пучком, сходящимся в центр голограммы, ее размер мог быть уменьшен на размер объекта и рассчитывался исходя из следующего выражения.

$$D_2 = 2 \frac{\lambda}{a_t} R_h. \quad (4)$$

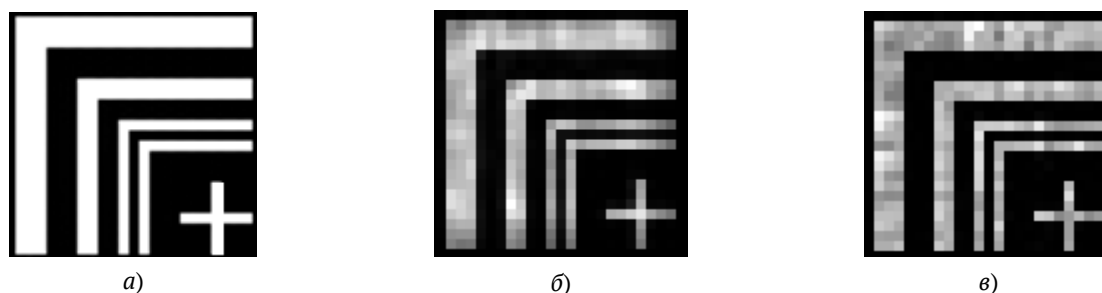
Восстановление в виртуальном пространстве изображение представляло собой полутонной дискретный объект, каждая из точек которого могла принимать значения интенсивностей от чёрного цвета (0) до белого (255). Качество восстанавливаемого изображения оценивалось двумя методами. В первом из них критерием качества служило число допустимых градаций пороговой обработки восстановленного изображения, при котором оно было практически идентично исходному бинарному объекту. Чем больше таких уровней, тем изображение, соответственно, качественнее. Во втором из них производился расчет индекса структурного сходства (SSIM) между восстановленным изображением и исходным объектом-транспарантом. Данный метод широко используется для оценки качества цифровых изображений, в том числе голографических [12, 13].

Исследование проводилось для различных периодов дискретизации объекта и размеров его пикселей. В первом случае они выбирались исходя из теоремы отсчётов и составляли  $80 \times 80$  нм, а во втором — исходя из критерия Рэля и составляли  $20 \times 20$  нм [8, 14].

## **2. Влияние метода освещения объекта качество восстановленного изображения при выборе периода дискретизации на основе теоремы отсчётов**

Настоящая работа выполнялась с помощью бинарного тестового объекта «Уголки» размером  $23 \times 23$  пиксела, представленного на рисунке 2а. Ширина самого крупного уголка составляла 3 пикселя, ширина самых узких уголков, как и отрезков, составляющих крест, была равна 1 пикселю. Расстояния между элементами, составляющими объект, составляло от 1 до 3 пикселей. Центр объекта был расположен в точке с координатами (12, 12), если считать относительно левого верхнего угла.

Параметры синтеза для данного эксперимента были выбраны согласно требованиям, определенным в работе [8]. Так, размер пиксела объекта  $a_t$  составлял  $80 \times 80$  нм, размер пиксела плоскости голограммы, в соответствии с теоремой отсчётов [11, 15], был в четыре раза



**Рис. 2.** Тестовый объект (а) и его изображения, восстановленные с помощью голограмм, синтезированных при использовании телецентрического (б) и сходящегося в центре голограммы (в) объектных пучков

меньше  $d_d = 20 \times 20$  нм. Рабочая длина волны  $\lambda$  была выбрана близкой к коротковолновой границе ультрафиолетового излучения — 13,5 нм. Расстояние между плоскостями объекта и голограммы  $R_h$  было выбрано минимально возможным с учётом необходимости пространственного разделения восстанавливающего и восстановленного пучков и составляло 20345 нм, а угол падения плоской опорной волны  $\alpha$  был выбран равным  $14,67^\circ$ . В соответствии с выражениями (3) и (4), размер синтезированной голограммы для случая телецентрического хода лучей объектного пучка был равен  $442 \times 442$  пикселям, а для случая сходящегося пучка —  $344 \times 344$  пикселям.

Изображение тестового объекта, восстановленное с помощью голограммы, синтезированной при использовании телецентрического объектного пучка, представлено на рисунке 2б. На рисунке 2в представлено изображение аналогичного объекта, восстановленное с помощью голограммы, синтезированной при использовании объектного пучка, сходящегося в центре голограммы.

Оценка качества восстановленных выражений первым из вышеописанных методов показала, что изображение, представленное на рисунке 2б сохраняет структуру, идентичную исходному объекту, на протяжении 68 уровней пороговой обработки, а при использовании сходящегося пучка — на протяжении 112 уровней. Индекс структурного сходства между восстановленным изображением и оригинальным объектом составлял 0,7528 для изображения на рисунке 2б, и 0,8127 — для изображения на рисунке 2в.

Подобное улучшение качества восстанавливаемого изображения связано с тем, что использование сходящегося пучка и возможность уменьшить за счет этого площадь голограммы ведет к повышению плотности записи информации об объекте и сокращению регистрируемого диапазона изменений интенсивности голографического поля.

Помимо этого, если при телецентрическом пучке потери локальных пространственных частот, связанные с дискретностью синтезированной голографии (часть информации попадает между пикселями), для всех точек объекта одинаковы, то при использовании сходящегося пучка потери для разных точек объекта оказываются индивидуальными и, в целом, оказывают меньшее влияние на качество восстановленного изображения. Справедливость этого



**Рис. 3.** Внешний вид голограмм объекта «Уголки», синтезированных в телецентрическом ходе лучей (а) и при использовании сходящегося пучка (б)

вывода подтверждают изображения синтезированных голограмм, приведенные на рисунках 3а и 3б.

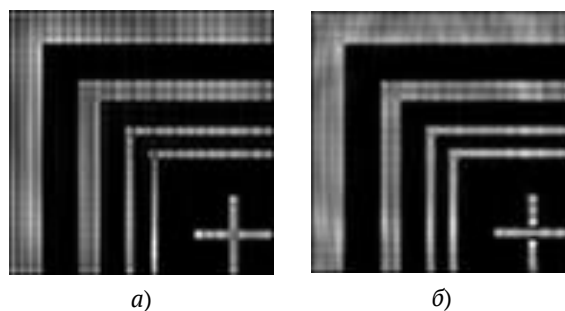
С целью ответа на вопрос, насколько критичен достигнутый эффект повышения качества восстановленного изображения к расстоянию от объекта до точки схождения освещающего его пучка лучей, были синтезированы и восстановлены еще две голограммы. При синтезе первой из них плоскость фокусировки освещающего объект пучка находилась на расстоянии от объекта, равном  $1,5 R_h$ . При синтезе второй голограммы на объект накладывалась фазовая маска, имитирующая диффузную подсветку объекта. В обоих описанных случаях качество восстановленного изображения было хуже качества, достигнутого при использовании пучка лучей, сходящегося в центр голограммы.

### **3. Влияние метода освещения объекта качество восстановленного изображения при выборе периода дискретизации на основе теоремы отсчётов**

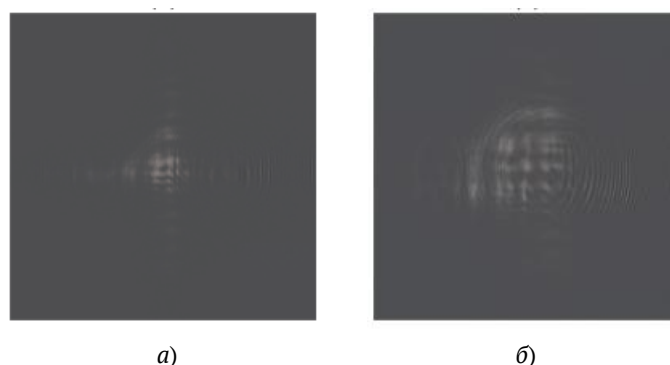
В случае, если приёмник имеет разрешение, превышающее таковое у исходного объекта, при синтезе необходимо учитывать критерий разрешения Рэлея. В соответствии с ним для восстановления непрерывного изображения, оба периода дискретизации должны быть равны между собой, то есть равны значению  $d_d$  [12]. Для избавления от вызываемых интерференцией нулевого и первого восстановленного порядков вертикальных полос на восстановленном изображении расстояние между объектом и голограммой  $R_h$  было увеличено в 2 раза, до 40690 нм. Соответственно, были увеличены и размер голограмм: в соответствии с выражениями (3) и (4) он составлял  $790 \times 790$  пикселей для телецентрического хода лучей и  $688 \times 688$  — для случая освещения объекта сходящимся пучком. Все прочие параметры синтеза не отличались от использованных в предыдущем эксперименте. На рисунке 4 представлены восстановленные изображения объекта.

Качество восстановленного изображения также было оценено с использованием двух методов. Отметим, что при таком высоком разрешении приёмника восстановленного изображения нарушения при пороговой обработке сохраняются практически всегда, поэтому каче-





**Рис. 4.** Изображения тестового объекта, восстановленные с помощью голограмм, синтезированных с учётом критерия Рэлея при телецентрическом ходе лучей (а) и в сходящемся пучке (б)



**Рис. 5.** Внешний вид голограмм объекта «Уголки», синтезированных с учетом критерия Рэлея в телецентрическом ходе лучей (а) и при использовании сходящегося пучка (б)

ство изображения при таком разрешении считается приемлемым во всех случаях, когда процент искаженных пикселей не превышает 20% [16]. Изображение, представленное на рисунке 4а соответствует этому условию лишь на одном уровне пороговой обработки, а представленное на рисунке 4б — на 12. Индекс структурного сходства между восстановленным изображением и оригинальным объектом составлял 0,3928 для изображения на рисунке 4а, и 0,4607 — для изображения на рисунке 4б.

Изображения голограмм, синтезированных при проведении настоящего исследования, представлено на рисунке 5а и 5б.

При анализе результатов настоящего исследования следует учитывать тот факт, что использование критерия Рэлея само по себе приводит к увеличению плотности записи информации и к минимизации потерь информации (что заметно по представленным на рисунке 5 голограммам), обусловленных дискретной структурой голограммы, поэтому использование сходящегося пучка лучей в этом случае даёт несколько меньший выигрыш в качестве восстановленного изображения.

### Заключение

В рамках работы описан способ синтеза голограмм-проекторов для фотолитографии с использованием объектного пучка, сходящегося в центре голограммы путем внесения соответ-

ствующего сдвига ход его лучей. Продемонстрировано заметное увеличение качества изображения, восстанавливаемого с помощью голограмм, синтезированных с использованием сходящегося пучка лучей по сравнению с голограммами, синтезированными в условиях телецентрического хода лучей объектного пучка вне зависимости от периода дискретизации объекта.

### Список источников

- [1] **Иванова, Т. В.** Использование алгоритма «имитации отжига» для оптимизации параметров источника освещения фотолитографической установки / Т. В. Иванова, А. В. Жадин // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. — 2017. — Том 17. — №2 (108). — С. 242–248.
- [2] **Иванова, Т. В.** Исследование способов дискретизации источника при моделировании фотолитографического изображения / Т. В. Иванова, Л. В. Зуева // Оптический журнал. — 2012. — Том 79. — №5. — С. 48–52.
- [3] **Гусев, А. И.** Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. — М. : Наука-Физматлит, 2007. — 416 с.
- [4] **Bay, C.** Maskless photolithography via holographic optical projection / C. Bay, N. Hübner, J. Freeman, T. Wilkinson // Optics Letters. — 2010. — Vol 35. — № 13. — P. 2230–2232.
- [5] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхард, Л. Лин. — М. : Мир, 1973. — 686 с.
- [6] **Cviljušac, V.** Computer generated holograms of 3D points cloud / V. Cviljušac, A. Divjak, D. Modrić // Tehnički Vjesnik. — 2018. — Vol. 25. — №4. — 1020–1027.
- [7] **Pasko, S.** Improvement methods of reconstruction process in digital holography / S. Pasko, R. J. O. Wicki // Opto-electronic review. — 2003. — Vol. 11. — № 3. — 203–209.
- [8] **Корешев, С. Н.** Влияние дискретности синтезированных и цифровых голограмм на их изображающие свойства / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, Д. С. Смородинов // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — №6. — С. 793–801.
- [9] **Корешев, С. Н.** Изображающие свойства дискретных голограмм. II. Влияние модификации структуры голограммы и высокой, превышающей частоту Найквиста, несущей пространственной частоты голограммной структуры на восстановленное изображение / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, О. В. Никаноров // Оптический журнал. — 2014. — Том 81. — №4. — С. 48–53.
- [10] **Ландсберг, Г. С.** Оптика. — Изд. 6-е, стер. — М. : Физматлит, 2003. — 848 с.
- [11] **Корешев, С. Н.** Выбор параметров синтеза голограмм-проекторов для фотолитографии / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, И. А. Козулин // Оптический журнал. — 2008. — Том 75. — №9. — С. 29–34.
- [12] **Wang, Z.** Image quality assessment: From error visibility to structural similarity / Z. Wang, A. C. Bovik, H. R. Sheikh, E. P. Simoncelli // IEEE Transactions on Image Processing. — 2004. — Vol. 13. — №4. — P. 600–612.
- [13] **Corda, R.** Recent Advances in the Processing and Rendering Algorithms for Computer-Generated Holography / R. Corda, D. Giusto, A. Liotta, W. Song, C. Perra // Electronics. — 2019. — Vol. 8. — №5. — P. 556–573.
- [14] **Корешев, С. Н.** Влияние метода представления объекта на изображающие свойства дискретных голограмм / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, Д. С. Смородинов, А. Д. Громов // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — №4. — С. 66–73.
- [15] **Биккенин, Р. Р.** Теория электрической связи / Р. Р. Биккенин, М. Н. Чесноков. — М. : Издательский центр «Академия» — 2010. — 329 с.

- [16] **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. — Vol. 85. — № 11. — С. 50–57.

## 20. Прецизионная репликация линз и зеркал — эффективная технология для организации крупносерийного выпуска высокоточной сферической оптики

*А. В. Лукин, А. Н. Мельников*

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

В докладе предложено для организации крупносерийного выпуска высокоточных сферических линз и зеркал применять технологию прецизионной репликации на основе использования эталонных (основных) пробных стекол в качестве мастер-матриц. Приведены результаты тестирования оптических параметров ряда экспериментальных образцов реплицированной оптики.

*Ключевые слова:* Сферические линзы, Сферические зеркала, Крупносерийный выпуск, Прецизионная репликация, Эталонные пробные стекла, Мастер-матрица, Полимеры холодного отверждения.

*Цитирование:* Лукин, А. В. Прецизионная репликация линз и зеркал — эффективная технология для организации крупносерийного выпуска высокоточной сферической оптики / А. В. Лукин, А. Н. Мельников // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 131–132.

Известна успешная практика прецизионной репликации с использованием полимерных композиций холодного отверждения дифракционных и асферических оптических элементов [1–7], которая не требует дорогостоящего и энергоемкого станочного оборудования, отличается простотой осуществления, относительно низкой себестоимостью, малой трудоемкостью, наличием и доступностью используемых малоусадочных полимерных композиций [8]. Но особую практическую значимость представляет производство реплицированных сферических линз и зеркал, поскольку они характеризуются значительным масштабом производства и использования в оптико-электронном приборостроении.

Предлагается для организации крупносерийного выпуска сферических линз и зеркал применять технологию прецизионной репликации с использованием имеющихся пробных стекол, преимущественно основных, в качестве мастер-матриц [9]. Известно, что общий архив этой категории пробных стекол, накопленный за многие годы отечественными оптическими предприятиями, содержит их огромное количество [10, 11]. В условиях крупносерийного выпуска сферических линз и зеркал целесообразно ввести иерархию таких мастер-матриц. Изготовлен ряд экспериментальных образцов реплицированных линз по предложенной технологии. Эти образцы прошли тестирование оптических параметров на контрольно-измерительном оборудовании и испытания на сохраняемость, результаты тестирования и испытаний приведены в докладе.

### Список источников

- [1] **Торбин, И. Д.** Применение полимеризующихся клеев для копирования оптических поверхностей / И. Д. Торбин, А. М. Нижин // Оптико-механическая промышленность. — 1973. — №3. — С. 56–59.
- [2] **Герасимов, Ф. М.** Дифракционные решетки / Современные тенденции в технике спектроскопии // Ф. М. Герасимов, Э. А. Яковлев. — Новосибирск: Наука, 1982. — С. 24–94.
- [3] **Hutley, M. C.** Diffraction gratings / M. C. Hutley. — London–New York: Academic Press, 1982. — 320 p.
- [4] **Зубаков, В. Г.** Технология оптических деталей: Учебник для студентов оптических специальностей ВУЗов / В. Г. Зубаков, М. Н. Семибратов, С. К. Штандель; Под ред. М. Н. Семибратова. — М. : Машиностроение, 1985. — 368 с.
- [5] **Окатов, М. А.** Справочник технолога–оптика / М. А. Окатов, Э. А. Антонов, А. Байгожин и др. / Под ред. М. А. Окатова. — СПб. : Политехника, 2004. — 679 с.
- [6] **Бейнарович, Л. Н.** Изготовление крупногабаритных зеркал из полимеров методом копирования / Л. Н. Бейнарович, Э. А. Салимова, В. П. Мартынов // Оптико-механическая промышленность. — 1971. — №10. — С. 41–44.
- [7] **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.
- [8] **Лукин, А. В.** Реплицированная асферическая оптика. Основные аспекты организации серийного и массового производства / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, М. М. Ахметов, А. В. Берденников, И. С. Гайнутдинов, А. В. Жданова, В. П. Иванов, Е. Г. Лисова, И. А. Могилюк // Контенант. — 2017. — Том 16. — №2. — С. 167–172.
- [9] **Лукин, А. В.** Основные пробные стекла: две новые и актуальные возможности их реализации в оптических технологиях / А. В. Лукин, А. Н. Мельников // Фотоника. — 2020. — Том 14. — №1. — С. 68–74.
- [10] **ГОСТ 2786–82.** Стекла пробные для проверки радиусов и формы сферических оптических поверхностей. Технические условия.
- [11] **ГОСТ 1807–75.** Радиусы сферических поверхностей оптических деталей. Ряды числовых значений.

## 21. Экспериментальное исследование изображающего объектива на основе асферических гармонических линз

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

<sup>1</sup> Институт систем обработки изображений Российской академии наук — филиал  
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика  
С. П. Королёва, Самара, Россия

Рассматривается возможность использования асферических гармонических линз для построения изображения. Гармонические линзы изготовлены методом прямой лазерной записи по фоторезисту с итеративной коррекцией параметров записи, что обеспечило погрешность формирования высоты микрорельефа менее 30 нм. Для тестирования системы использовалась светотехническая таблица, позволяющая определить основные оптические характеристики.

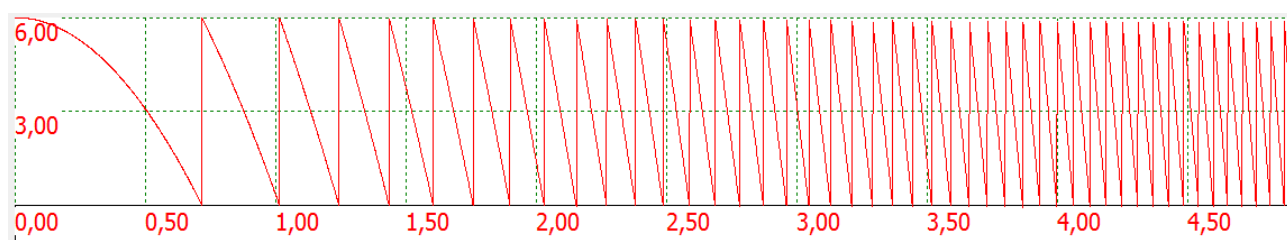
*Ключевые слова:* Гармоническая линза, Изображающая оптическая система, Обобщённая линза, Микрорельеф, Профиль линзы.

*Цитирование:* Ганчевская, С. В. Экспериментальное исследование изображающего объектива на основе асферических гармонических линз / С. В. Ганчевская, С. В. Скиданов, В. С. Васильев // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 133–137.

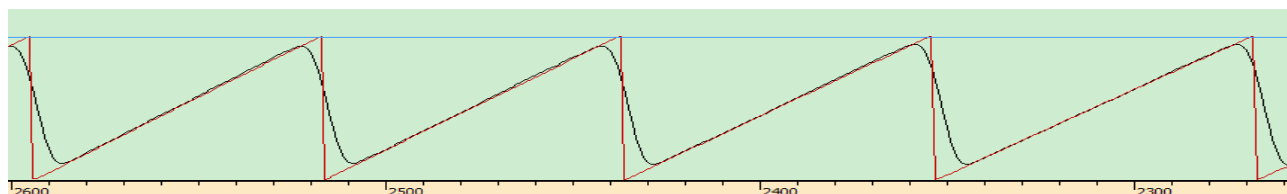
### Введение

Классическая изображающая оптическая система состоит из сферических линз и зеркал. Конструкция оптических изображающих систем на основе асферических линз намного компактнее и проще, поскольку содержат меньше элементов. 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). Основные типы асферических поверхностей для линз, которые используются в настоящий момент времени описаны в [1].

Схема использования асферических линз в изображающих оптических системах: группа сферических линз в объективе заменяется на один асферический элемент, который проводит исправление волнового фронта, формируя практически идеальный гомоцентрический пучок. 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, 5]. Для оптической системы, состоящей из нескольких элементов, можно подобрать фазовую функцию одного из элементов таким образом, чтобы на выходе



а) Расчетный профиль



б) Участок расчетного профиля с наложенным профилем изготовленного элемента

**Рис. 1.** Профиль гармонической линзы

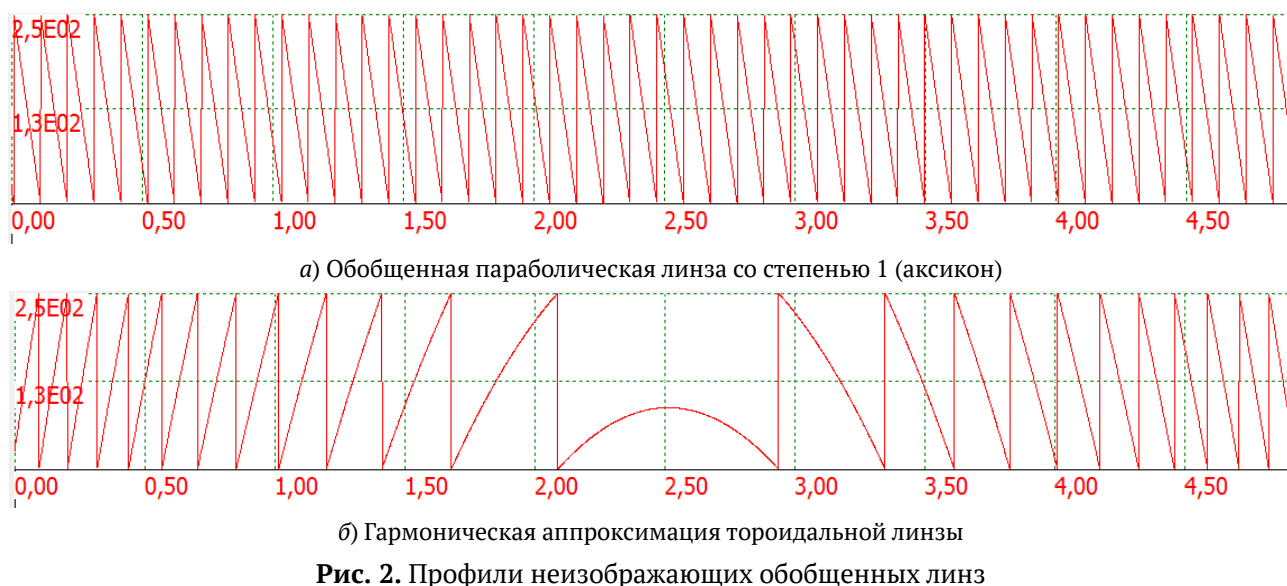
оптической системы формировался гомоцентрический пучок [6]. В работе [6] рассматривается метод компенсации негомоцентричности фокусируемого пучка, где вместо параболических линз установлены обобщенные линзы.

Развитие технологий формирования микрорельефов с высотой существенно больше микрометра дает возможность изготовления дифракционных [5, 6] или гармонических линз [7], аппроксимирующих любую асферическую поверхность [8]. Трудоемкость этой технологии не зависит от формы поверхности, которая аппроксимируется микрорельефом. Использование асферических линз со свободной формой поверхности дает дополнительную степень свободы при проектировании многолинзовых объективов. Разработчики освобождаются от ограничений на форму используемых асферических линз. Возможно использование элементов, которые в отдельности не являются изображающими. Вследствие этого практически нет ограничения на траекторию лучей в оптической системе, что потенциально может позволить получить большую светосилу оптической системы при существенно меньшей длине оптической системы.

В рамках работы рассматривается функциональность оптической системы, состоящей из двух гармонических линз: технологичность и распределение оптической силы системы по двум элементам.

Гармоническая линза при достаточно большой высоте микрорельефа и малых технологических погрешностях (при изготовлении) позволяет формировать изображение, которое при дополнительно цифровой обработке сопоставимо по качеству с изображением, получаемом в классическом объективе на основе рефракционных линз [7]. Однако любая технология изготовления: алмазное точение, прямая лазерная запись и т. д. — не свободна от целого ряда технологических отклонений, которые приводят к тому, что формируемое гармонической линзой изображение существенно менее качественное, чем могло бы быть.

Рассмотрим, какие основные проблемы с формированием микрорельефа гармонической линзы возникают в технологии прямой лазерной записи по фоторезисту. На рисунке 1а представлен расчетный профиль гармонической линзы с высотой микрорельефа 6 мкм, фокусным

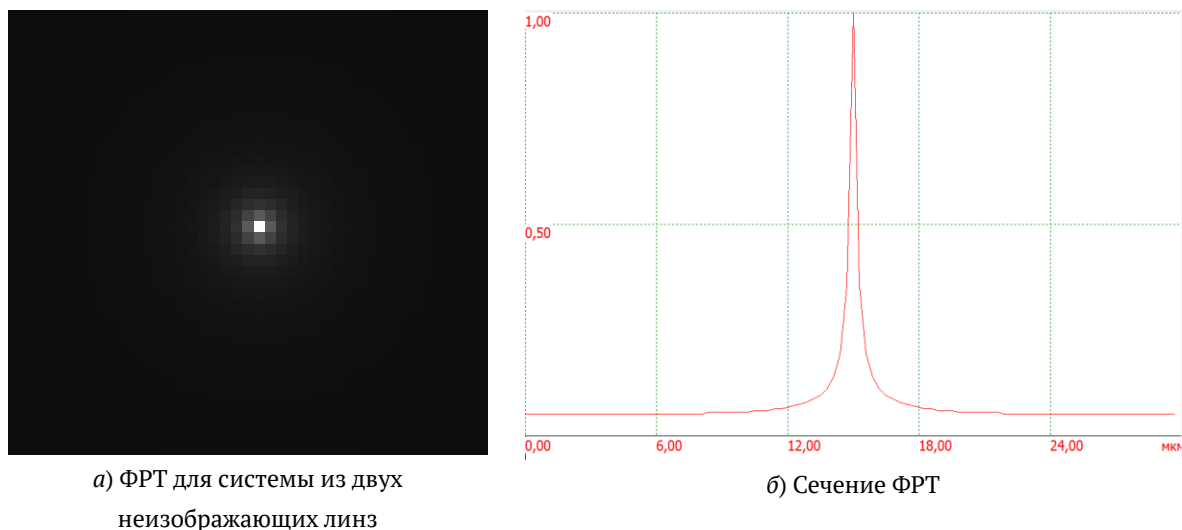


расстоянием 100 мм и диаметром 10 мм, на рисунке 1б — участок профиля с наложенным на него реальным профилем изготовленного элемента.

Как видно из рисунка 1б, реальный профиль отличается от расчетного отсутствием вертикальных поверхностей. Вместо вертикальной поверхности при записи образуется поверхность с углом наклона максимум в  $40^\circ$ . Это ограничение связано с тем, что для фокусировки используется довольно мощный микрообъектив, который формирует световой конус с углом примерно в  $40^\circ$ . Частично это можно исправить записью наклонным пучком [8], но тогда возникнут другие технологические проблемы: уменьшение разрешения, скорости записи, глубины записи. Если посмотреть на рисунок 1а, то видно, что размер крайней зоны линзы составляет около 50 мкм, тогда как ширина области обратного наклона в профиле около 10 мкм. Таким образом, около 20% световой энергии крайней зоны не будут участвовать в формировании изображения. При увеличении относительного отверстия линзы этот эффект только усиливается, поскольку размер крайних зон уменьшается, а ширина зоны обратного наклона остается постоянной. Кроме этого, при сужении ширины записываемых зон наблюдается эффект увеличения нелинейности записи: зоны, которые вносят наибольший вклад в формирование изображения, записываются с максимальными технологическими погрешностями. Проблему можно решить за счет использования двух неизображающих обобщенных гармонических линз, поставленных вблизи друг от друга [6]. На рисунке 2 представлены профили двух таких элементов — обобщенной параболической линзы со степенью 1 (аксикон, рисунок 2а), и элемента, который представляет собой гармоническую аппроксимацию тороидальной линзы (рисунок 2б).

Как видно из рисунка 2, ширина крайних зон линзы и период аксикона составляют около 130 мкм, что позволяет записывать их практически без нелинейных технологических ошибок, а общая площадь зон обратного наклона на самой узкой зоне всего 7% от площади зоны. Моделирование такой структуры на основе трассировки лучей показало, что функция рассеяния точки (ФРТ) не изменяется в сравнении с одиночной гармонической линзой (рисунок 3).





**Рис. 3.** ФРТ для системы из двух неизображающих линз (а) и ее сечение (б)

Таким образом, вместо одной гармонической линзы получается эквивалентный объектив, состоящий из двух неизображающих элементов, каждый из которых существенно проще при изготовлении, и, вследствие этого, содержит меньше технологических ошибок. Кроме того, использование двойных элементов позволяет снять ограничение на предельное относительное отверстие для изображающей системы на основе гармонических линз.

### Заключение

Разделение микрорельефа гармонической линзы на два элемента, позволяет исключить критически сложные для технологии изготовления участки. В перспективе это позволит повысить качество формирования изображений объективами на основе гармонических линз. Проведенное моделирование показывает, что разделение микрорельефа на два практически не влияет на ширину ФРТ.

### Благодарность

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение №007-ГЗ/Ч3363/26), а также при поддержке гранта РФФИ №18-29-20045мк.

### Список источников

- [1] **Malacara, D.** Handbook of Optical Design / D. Malacara, Z. Malacara. — New York, Basel : Marcel Dekker, Inc., 2004. — 522 p.
- [2] **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.
- [3] **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.
- [4] **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.

- [5] **Скиданов, Р. В.** Экспериментальное исследование дифракционных линз для работы с излучением нескольких заданных длин волн / Р. В. Скиданов, Л. Л. Досколович, С. В. Ганчевская, В. А. Бланк, В. В. Подлипов, Н. Л. Казанский // Компьютерная оптика. — 2020. — Том 44. — № 1. — С. 22–28.
- [6] **Васильев, В. С.** Изображающие системы на основе обобщённых линз / В. С. Васильев, Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская // Компьютерная оптика. — 2019. — Том 43. — № 5. — С. 789–795.
- [7] **Nikonorov, A. V.** Toward ultralightweight remote sensing with harmonic lenses and convolutional neural networks / A. V. Nikonorov, M. V. Petrov, S. A. Bibikov, P. Y. Yakimov, V. V. Kutikova, Y. V. Yuzifovich, A. A. Morozov, R. V. Skidanov, N. L. Kazanskiy // IEEE J. Sel. Top. Appl. Earth Observ. Remote Sens. — 2018. — Vol. 11. — № 9. — P. 3338–3348.
- [8] **Ganchevskaya, S. V.** Modified method of direct laser writing radially symmetric structures / S. V. Ganchevskaya, R. V. Skidanov, O. A. Titaev // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — Vol. 1096. — № 1. — P. 012013.

## 22. Исследование динамики распространения сверхширокополосных пучков с орбитальным угловым моментом методом импульсной терагерцовой голографии

Н. В. Петров<sup>1</sup>, М. С. Куля<sup>1</sup>, Б. В. Соколенко<sup>1</sup>, А. А. Городецкий<sup>1,2</sup>, В. А. Коклюшкин<sup>1</sup>,  
Я. В. Граячев<sup>1,3</sup>, Н. С. Балбекин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Бирмингемский университет, Бирмингем, Великобритания

<sup>3</sup> Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

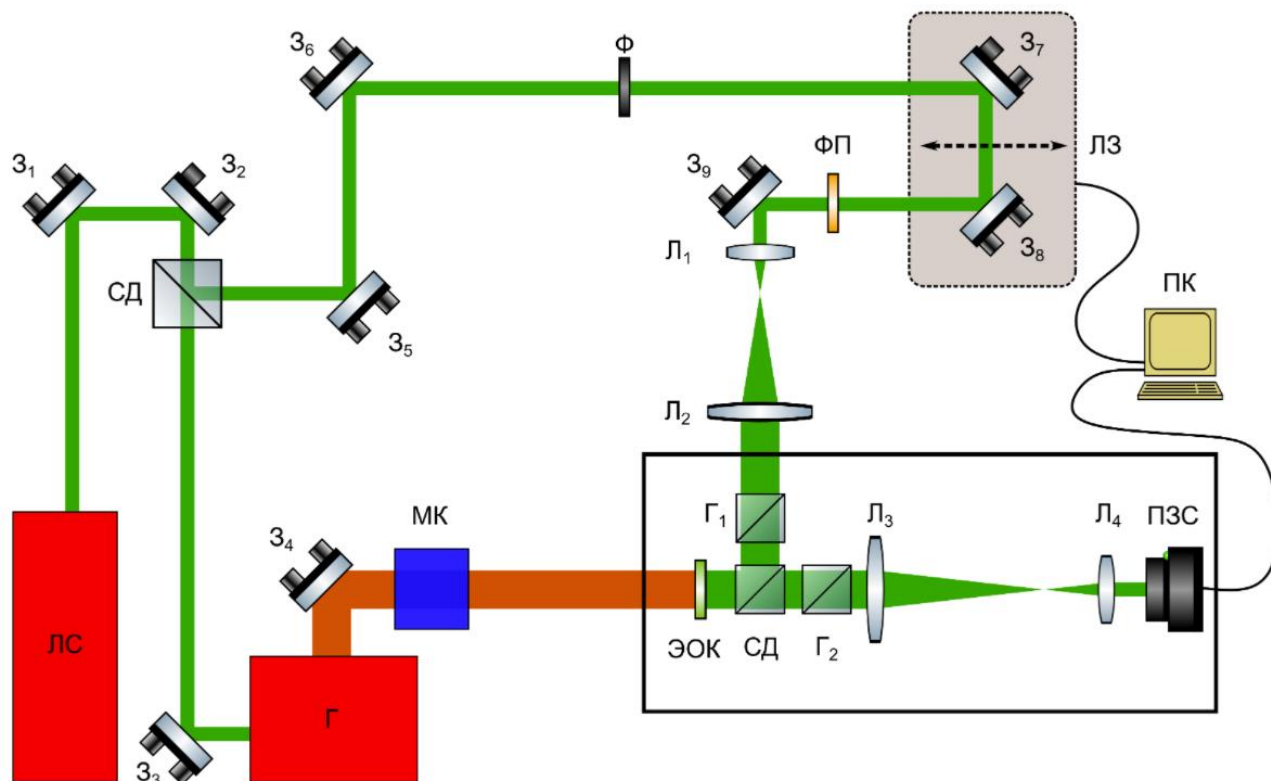
В докладе обсуждаются особенности использования метода импульсной терагерцовой голографии для исследования процесса распространения сверхширокополосных пучков с орбитальным угловым моментом. Данному вопросу в последнее время уделяется большое внимание в связи с возможностью использования таких пучков для задач беспроводной телекоммуникации в терагерцовом диапазоне частот. Представлена система детектирования терагерцовых полей, собранная из оптомеханических узлов, изготовленных методами 3D-печати.

*Ключевые слова:* Цифровая голография, Терагерцовое излучение, Пучки с орбитальными угловым моментом, Сверхкороткие импульсы, Гиперспектральная визуализация.

*Цитирование:* **Петров, Н. В.** Исследование динамики распространения сверхширокополосных пучков с орбитальным угловым моментом методом импульсной терагерцовой голографии / Н. В. Петров, М. С. Куля, Б. В. Соколенко, А. А. Городецкий, В. А. Коклюшкин, Я. В. Граячев, Н. С. Балбекин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 138–141.

### Введение

Среди широкого спектра применений импульсного терагерцового (ТГц) излучения можно выделить два больших интегральных направления: исследование объектов и материалов и зондирование волнового фронта. Первое направление включает в себя задачи визуализации и построения изображений объектов, спектральный анализ и аспекты, связанные с исследованием динамики носителей зарядов, в то время как второе охватывает исследование характеристик сверхширокополосных волновых полей ТГц диапазона частот применительно к проблемам создания высокоскоростных систем беспроводных телекоммуникаций, изучения особенностей пространственно-временной связанности их характеристик в пространственных, угловых, временных и спектральных координатах, а также задачи формирования устойчивых сложно-структурированных пучков (англ. beam shaping), Данная работа попадает под второе направление и затрагивает вопросы исследования структуры вихревых пучков применительно к задаче разработки систем беспроводных телекоммуникаций.



ЛС — лазерная система, З1–З9 — зеркала, СД1–СД2 — светоделители, Г — ТГц генератор, МК — набор модуляционных компонент для формирования вихревого пучка, Ф — набор светофильтров, ЛЗ — линия оптической задержки, ФП — полуволновая фазосдвигающая пластинка, Л1–Л4 — линзы, Г1–Г2 — поляризационные призмы, ЭОК — электро-оптический кристалл, ПЗС — матричный фотоприемник, ПК — блок управления макетом

**Рис. 1.** Схема экспериментального макета импульсной ТГц голографии для исследования динамики распространения вихревых пучков

## 2. Установка импульсной ТГц голографии

В данном докладе представлен экспериментальный макет импульсной ТГц голографии, применяемый для определения динамики распространения широкополосных пучков импульсного ТГц излучения с орбитальным угловым моментом. На рисунке 1 представлена принципиальная схема установки импульсной ТГц голографии. Черной рамкой выделен детектирующий модуль, спроектированный и изготовленный в виде цельного устройства с применением методов 3Д-печати.

В качестве источника фемтосекундного излучения использовалась титан-сапфировая лазерная система с регенеративным усилителем Regulus 35F1K (ООО «Авеста-Проект», Россия), создающая лазерные импульсы с центральной длиной волны 800 нм, длительностью менее 35 фс, энергией 2,3 мДж, с частотой повторения 1 кГц. Излучение направлялось зеркалами З<sub>1</sub> и З<sub>2</sub> в оптическую схему установки. Светоделитель СД 50/50 разделял луч на пробный, используемый в дальнейшем для регистрации ТГц излучения, и луч накачки, создающий ТГц излучение. Излучение накачки зеркалом З<sub>3</sub> и направлялось генератор терагерцового излучения TERA-AX (ООО «Авеста-Проект», Россия), работающий по методу оптического выпрямления



**Рис. 2.** Фотография практической реализации детектирующего модуля (слева) и пример измеренных статически-временных сечений ТГц поля (справа)

фемтосекундных импульсов в кристалле  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  с использованием наклонного волнового фронта для обеспечения фазового синхронизма. Центральная частота генерируемых импульсов 0,7 ТГц, спектральная ширина 1,5 ТГц, длительность импульсов меньше 1 пс, а энергия импульсов не менее 400 нДж. На выходе генератора располагался тефлоновый фильтр для отсекающего излучения накачки. ТГц излучение проходило систему зеркал и направлялось на электрооптический кристалл теллурида цинка ЭОК, где пересекалось с лучом пробного излучения. Пробный луч после светоделителя распространялся по своему пути, проходя систему зеркал, линию оптической задержки ЛЗ, набор светофильтров Ф, призму Глана — Тейлора Г<sub>1</sub>, выделяющую поляризованное излучение, отражается от светоделителя СД в системе детектирования и падает на электрооптический кристалл с противоположной для ТГц излучения стороны. Установка съюстирована таким образом, что оптические пути пробного пучка и пучка накачки от первого светоделителя до кристалла теллурида цинка равны. Это обеспечивало пересечение ТГц и фемтосекундного пробного импульса во времени. На кристалле нанесено просветляющее покрытие для длины волны 800 нм, что позволяет убрать многократные переотражения в видимого излучения в кристалле, что особенно важно измерения спектра ТГц излучения с помощью тонкого кристалла. Пробное излучение распространяется внутри кристалла и отражается от грани кристалла, являющейся первой, на которое падает ТГц излучение. После этого оба излучения: и ТГц, и пробное - синхронно распространяются внутри кристалла. Электрическое поле ТГц излучения посредством электрооптического эффекта Поккельса вызывает поворот поляризации излучения пробного пучка.

Система детектирования содержит широкоапертурный электрооптический кристалл и позволяет быстро измерять пространственное распределение ТГц поля. Детектирующий модуль состоит из электрооптического одноосного кристалла ZnTe, светоделителя, двух поляризаторов (представленных призмами Глана — Тейлора), телескопической системы и камеры. Печать осуществлялась по разработанным в САПР моделям на принтере Hercules из АВС пластика. Оптические элементы помещались в печатные узлы и объединялись в оптической клетке (рисунок 2, слева).

### 3. Расчет динамики распространения вихревых полей

Метод импульсной ТГц голографии, помимо возможности экспериментального исследования сверхширокополосных ТГц волновых полей, позволяет также численно рассчитывать особенности динамики их распространения в зависимости от начальных условий. Последние результаты работы в этом направлении можно найти, в публикациях [1-2].

#### Заключение

В данной работе был представлен макет установки импульсной ТГц голографии, содержащий систему детектирования терагерцовых сложно-структурированных волновых полей, собранную из оптомеханических узлов, изготовленных методами 3Д-печати. Макет может применяться для детектирования сверхширокополосных ТГц вихревых пучков с орбитальным угловым моментом в задачах помехоустойчивой передачи данных.

#### Благодарность

Работа поддержана грантом РФФИ. Проект № 19-72-10147.

#### Список источников

- [1] **Kulya, M. S.** Vectorial terahertz pulse time-domain holography for broadband optical wavefront sensing / N. S. Balbekin, A. A. Gorodetsky, S. A. Kozlov, N. V. Petrov // Proc. of SPIE. — 2020. — Vol. 11279. — P. 112790D.
- [2] **Kulya, M. S.** Propagation dynamics of ultrabroadband terahertz beams with orbital angular momentum for wireless data transfer / B. V. Sokolenko, A. A. Gorodetsky, N. V. Petrov // Proc. of SPIE. — 2020. — Vol. 11307. — P. 113070J.

## 23. Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм

С. Г. Каленков<sup>1</sup>, Г. С. Каленков<sup>2</sup>

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

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

Рассмотрены принципы и техника регистрации и реконструкции цифровых гиперспектральных голограмм. Оптическая схема регистрации содержит сканирующий интерферометр и источник полихроматического излучения. Показана глубокая аналогия между объёмными (толстослойными) голограммами Денисюка и цифровыми голограммами, которые регистрируются для каждого положения сканирующего зеркала. Именно: каждую цифровую голограмму, записанную при некотором определённом смещении зеркала, можно уподобить соответствующей ей зеркальному фотослою в толстой голограмме Денисюка. Исследовано также влияние шумов различной природы на качество восстановления цифровых голографических изображений.

*Ключевые слова:* Оптика, Гиперспектральная голография Сканирующий интерферометр, цифровые голограммы Денисюка.

*Цитирование:* Каленков, С. Г. Регистрация гиперспектральных и объёмных цифровых голограмм / С. Г. Каленков, Г. С. Каленков // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 142–146.

### Введение

Принципы регистрации цифровых гиперспектральных голограмм были рассмотрены в серии наших работ [1–3]. Оптическая схема регистрации таких голограмм включала в себя источник белого света и сканирующий интерферометр. Серия опорных волн формировалась в процессе движения зеркала интерферометра, таким образом на матрице регистрировался набор голограмм. Мы показали, что Фурье преобразование интерферограммы в каждом пикселе матрицы по смещению зеркала на каждой спектральной частоте дает комплексную амплитуду объектного поля, т. е. гиперспектральную голограмму. В этих работах использовался источник белого света с высокой степенью пространственной когерентности, что позволяло формировать пучки плоских опорных волн. В работе [4] мы предложили и успешно реализовали оптическую схему регистрации гиперспектральных голограмм в свете протяженного источника. Такая схема известна как интерферометр общего пути. В этом случае опорный пучок являлся частью отфильтрованного объектного поля. Помимо снижения требований к пространственной и временной когерентности, схема интерферометра общего пути позволяет значительно снизить влияние шумов, связанных с вибрацией. Следует также отметить, что предложенная в работах [1–4] техника записи гиперспектральных голограмм основана на методах фурье-спектроскопии, которая, как известно, обладает существенными преимуще-

ствами, известными в литературе, как выигрыш Жакино [5]. Именно техника фурье-спектрокопии обеспечивает беспрецедентное увеличение величины сигнал/шум, что в конечном итоге позволяет получать голограммы с высоким пространственно-спектральным разрешением. Общей чертой оптических схем записи гиперспектральных голограмм является применение сканирующего зеркала для генерации набора фазово-модулированных опорных волн. Далее в работе [6] мы предложили метод и соответствующую схему записи цифровых голограмм в свете лазерного источника со сканирующим зеркалом. Мы показали, в частности, что между аналоговыми голограммами Денисюка и схемой записи цифровых голограмм, со сканирующим интерферометром имеется глубокая аналогия. В частности, набор цифровых голограмм, которые регистрируются при перемещении зеркала, можно представить, как «цифровые слои», аналогичные зеркальным слоям в фотослое толстослойной голограммы Денисюка. Важная особенность таких объемных цифровых голограмм состоит в том, что процесс восстановления голографического изображения сводится, по существу, к простому фурье-преобразованию (в каждом пикселе матрицы регистрации) по величине смещения сканирующего зеркала. Кроме того, объемные голограммы, как известно, позволяют восстанавливать одно изображение объекта — действительное или мнимое (сопряженное). Для цифровой объемной голограммы это дает возможность значительно понизить шум, возникающий из-за наложения друг на друга действительного и сопряженного изображения. Сама по себе возможность регистрации цифровых объемных голограмм представляет, конечно, самостоятельную ценность и в других задачах, где есть необходимость регистрации не только плоских объектов, но и протяженных сцен.

### 1. Модель

Как и в работах [1–3] обратимся к схеме записи цифровой френелевской голограммы со сканирующим интерферометром. Пусть  $a(x)$  — комплексная функция пропускания (отражения) объекта — транспаранта,  $x$  — двумерная координата в плоскости объекта. Объект освещен лазерным светом с длиной волны  $\lambda$ .

Обозначим

$$A(\xi) = A(\xi) \exp i\varphi(\xi) \quad (1)$$

комплексную амплитуду объектного поля в плоскости матрицы регистрации,  $\xi$  — двумерная координата. Функции  $a(x)$  и  $A(\xi)$  связаны интегралом дифракции  $A(\xi) = \int a(x)\Phi(x - \xi)dx$ , где

$$\Phi(x - \xi) = \frac{1}{i\lambda z} \exp \left[ 2\pi i \sigma \frac{(x - \xi)^2}{2z} \right] - \text{функция Френеля, } \sigma = 1/\lambda - \text{волновое число. На матрицу}$$

в процессе записи регистрации поступают также опорные волны, отраженные от сканирующего зеркала. Будем полагать, что зеркало движется равномерно со скоростью  $V$ . Если  $\nu$  — частота камеры регистрации, то смещение зеркала за один кадр  $\delta_0 = V/\nu$ . Тогда амплитуду опорной волны  $r_n$  при  $n$ -ом кадре ( $n = 0, 1, 2, \dots, N - 1$ ,  $N$  — число кадров за одно сканирование) можно представить в виде



$$\mathbf{r}_n = r \exp(2\pi i \sigma n \delta_0). \quad (2)$$

Далее, для простоты записи амплитуда объектного поля  $A(\xi)$  и амплитуда опорной волны будет нормирована на  $r$ , т. е. мы будем использовать безразмерные амплитуды. В этих обозначениях амплитуда опорной волны равна единице, т. е.  $\mathbf{r}_n = \exp(2\pi i \sigma n \delta_0)$ .

Массив из  $N$  цифровых голограмм  $G_n$  опорными волнами  $\mathbf{r}_n = \exp(2\pi i \sigma n \delta_0)$ , можно представить в виде

$$G_n = |\mathbf{r}_n + \mathbf{A}(\xi)|^2 = G_0 + \mathbf{A}(\xi) \exp(-2\pi i \sigma n \delta_0) + \text{К. С.}, \quad (3)$$

где К. С. — означает комплексное сопряжение,  $G_0 = 1 + |\mathbf{A}(\xi)|^2$  — фон и  $N = L/\delta_0$  число голограмм, при ходе зеркала  $L$ . Если теперь умножить каждую голограмму  $G_n$  на опорную волну, с которой ее записывали, то получим функцию  $\mathbf{A}_n(\xi)$ , которую естественно интерпретировать как комплексная амплитуда «цифровой волны», отраженная от «цифрового» слоя  $G_n$ .

$$\mathbf{A}_n(\xi) = G_0 \exp(2\pi i \sigma n \delta_0) + \mathbf{A}(\xi) + \mathbf{A}^*(\xi) \exp(4\pi i \sigma n \delta_0). \quad (4)$$

Здесь усматривается очевидная аналогия между аналоговой голографией во встречных пучках, в которой Ю. Н. Денисюк [7] дал изящное истолкование оптического восстановления голографического изображения, возникающее как процесс отражения восстанавливающей волны от зеркальных слоев в толстом фотослое. Следуя, вообще, аналогии между аналоговой голограммой и цифровой, мы можем рассматривать первое слагаемое в (4), как фон, второе слагаемое, как восстановленное поле предметной «цифровой» волны, третье слагаемое — это сопряженное изображение. И фон, и сопряженное изображение представляют собой шум, который, естественно, снижает качество изображения. Если взять сумму всех цифровых волн (4), отраженных от всех цифровых слоев, то получим выражение для комплексной амплитуды  $\mathbf{A}_N$  восстановленного поля в плоскости матрицы регистрации.

$$\mathbf{A}_N = \sum_{-N}^N \mathbf{A}_n = N [s_1 G_0 + \mathbf{A}(\xi) + s_2 \mathbf{A}^*(\xi)]. \quad (5)$$

Здесь

$$s_1 = \frac{1}{N} \sum_0^{N-1} \exp(2\pi i \sigma n \delta_0) = \exp[\pi i \sigma (N-1) \delta_0] \frac{\sin(\pi N \sigma \delta_0)}{N \sin(\pi \sigma \delta_0)}, \quad (6)$$

$$s_2 = \frac{1}{N} \sum_0^{N-1} \exp(4\pi i \sigma n \delta_0) = \exp[2\pi i \sigma (N-1) \delta_0] \frac{\sin(2\pi N \sigma \delta_0)}{N \sin(2\pi \sigma \delta_0)}. \quad (7)$$

Как следует из (6) и (7) при увеличении числа интерферограмм  $N$ , множители  $|s_{1,2}| \rightarrow 0$ . Таким образом, фон  $s_1 G_0$  и сопряженное изображение  $s_2 \mathbf{A}^*(\xi)$  малы по сравнению с объектным полем  $\mathbf{A}(\xi)$ , тем не менее, связанный с ними шум все равно остается. Однако, можно подобрать такие условия, при которых оба множителя  $s_{1,2} = 0$ . Как очевидно из (6) и (7), для этого необходимо чтобы одновременно числители выражениях (6) и (7) обращаются в ноль, т. е.  $\sin(\pi N \sigma \delta_0) = \sin(2\pi N \sigma \delta_0) = 0$ , но знаменатели были бы отличны от нуля. Это возможно при условии

$$\delta_0 = \lambda \frac{k}{N} \text{ и } N \geq 3. \quad (8)$$

Условие (8) устанавливает связь между числом голограмм  $N$  и длиной шага  $\delta_0$ . Следует отметить, что традиционно в методе фазовых шагов получают несколько голограмм (обычно три или больше), содержащие фон — нулевой порядок и два изображения — прямое и сопряженное, которые накладываются друг на друга. Затем из полученного набора вычисляют голограмму объекта. В данном случае мы имитируем «цифровое излучение» от зеркальных слоев Денисюка и путем специального подбора слоев — это формула (8), на выходе получаем только комплексную амплитуду предметного поля. Таким образом, главное отличие этого метода от метода фазовых шагов состоит в том, что длина фазового шага  $\delta_0$  связана с числом голограмм  $N$  — числом зеркальных «цифровых» слоев условием (8). Это условие обеспечивает, образно говоря, соответствующий «резонанс» или условие усиливающей интерференции для предметного поля и гасящую интерференцию для поля фона, и поля сопряженного изображения. Вычисление сумм (6), (7) проще выполнить путем соответствующего преобразования Фурье. Такая техника была использована, в частности, в нашей работе [8] для понижения шума в голограммах, полученных методом непрерывного сканирования.

### Заключение

Принципы и идеи аналоговой голографии во встречных пучках, заложенные в пионерских работах Ю. Н. Денисюка применимы с успехом и в цифровой голографии в оптических схемах со сканирующим интерферометром. При этом, роль зеркальных слоев почернения в фотослое играет набор цифровых голограмм («цифровые» слои), полученные при смещении сканирующего зеркала. Как показано выше, при определенной связи между числом цифровых слоев и расстоянием между ними, определяемым смещением сканирующего зеркала, реконструированное изображение не содержит шум, связанный с наличием фона и сопряженного изображения.

### Благодарность

Работа поддержана грантом РФФ 18-19-00450.

### Список источников

- [1] Kalenkov, S. G. [Spectrally-spatial fourierholography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Optics Express. — 2013. — Vol. 21. — №21. — С. 24985–24990.
- [2] Kalenkov, G. S. Гиперспектральная голографическая фурье-микроскопия / G. S. Kalenkov, S. G. Kalenkov, A. E. Shtanko // Квантовая электроника. — 2015. — Том 4. — №45. — С. 333–338.
- [3] Kalenkov, S. G. [Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America B. — 2017. — Том 34. — №5. — С. B49-B55.
- [4] Kalenkov, S. G. Self-reference hyperspectral holographic microscopy / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Iss. 36. — A34-A38.

- [5] **Белл, Р. Дж.** Введение в Фурье-спектроскопию / Р. Дж. Белл; пер. под ред. Г. Н. Жижины. — М. : Мир, 1975.
- [6] **Kalenkov, S. G.** [Hyperspectral holography and volume Denisyuk holograms](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov // Holography: Advances and Modern Trends VI : Proc. of SPIE. — Vol. 11030. — P. 1103004.
- [7] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // Оптика и спектроскопия. — 1963. — Том 15. — С. 552–532.
- [8] **Kalenkov, S. G.** [Continuous phase-shifting holography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Vol. 37. — № 1.

## 24. Характеристики датчиков малых угловых перемещений, построенных с применением дифракционных оптических элементов

В. А. Комоцкий<sup>1</sup>, Ю. М. Соколов<sup>1</sup>, Н. В. Суетин<sup>1</sup>, Х. П. Уаман<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

<sup>2</sup> Национальный инженерный университет, Лима, Перу

Исследованы датчики малых угловых перемещений и угловых колебаний объектов, которые построены с применением дифракционных оптических элементов (ДОЭ) двух типов: с применением рельефной отражательной дифракционной структуры и с применением системы из двух фазовых дифракционных решёток (ДР), расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Приведены схемы датчиков, расчётные соотношения, результаты экспериментальных исследований рабочих характеристик и оценки чувствительности датчиков. На экспериментальных образцах датчиков чувствительность при регистрации угловых колебаний составила  $10^{-5}$  радиан.

*Ключевые слова:* Оптика, Дифракционные оптические элементы, Датчики угловых перемещений, рельефные дифракционные структуры.

*Цитирование:* **Комоцкий, В. А.** Характеристики датчиков малых угловых перемещений, построенных с применением дифракционных оптических элементов / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, Н. В. Суетин, Х. П. Уаман // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 147–155.

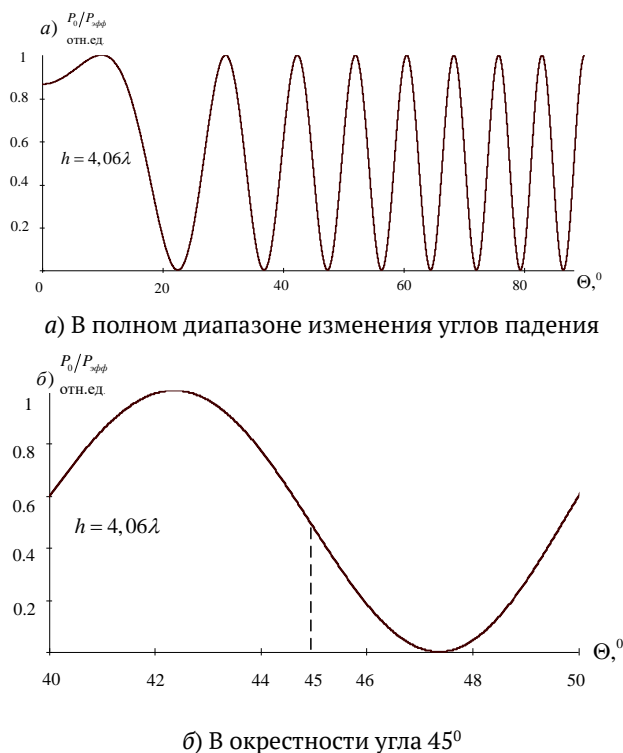
### Введение

В работе проведены исследования характеристик датчиков малых угловых колебаний и перемещений. Датчики построены с применением дифракционных оптических элементов (ДОЭ) двух типов: с применением глубокой рельефной отражательной дифракционной структуры и с применением системы из двух фазовых дифракционных решёток (ДР), расположенных на некотором расстоянии друг от друга. Датчики малых угловых колебаний могут найти применение при физических исследованиях, в составе измерительных геофизических приборов, при построении различных машин.

#### 1. Датчик малых угловых колебаний, построенный с применением рельефной отражающей структуры

В основе работы датчиков этого типа лежат эффекты дифракции при отражении лазерного излучения от глубокой отражающей рельефной периодической структуры (решётки) с прямоугольным профилем рельефа. Типичные значения отношения глубины рельефа  $h$  к длине волны оптического излучения  $\lambda$  лежат в диапазоне  $h/\lambda = 1 \dots 5$ .

Если на такую глубокую рельефную структуру (ГРС) падает пучок излучения лазера и отражается от неё, то в отражённой дифракционной картине мощность излучения в порядках



**Рис. 1.** Зависимость мощности излучения в нулевом порядке дифракции от угла падения для отражающей ГРС с глубиной  $h = 4,06\lambda$

дифракции сильно зависит от угла падения  $\Theta$  излучения лазера на поверхность ГРС. Выражение для мощности в нулевом порядке дифракции от угла падения излучения  $\Theta$  на ГРС имеет вид

$$P_0 = P_{\text{эфф}} \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \cos \Theta\right), \quad (1)$$

где  $P_{\text{эфф}} = P_{\text{пад}}R$  — эффективная мощность,  $P_{\text{пад}}$  — мощность падающего лазерного излучения,  $R$  — коэффициент отражения излучения от поверхности ГРС.

Зависимость мощности отражённого излучения в нулевом порядке дифракции от угла падения излучения на ГРС приведена на рисунке 1 для глубины  $h = 4,06\lambda$ . Данная глубина соответствует глубине рельефа при проведении одного из экспериментов. Экспериментальные измерения показали очень близкое совпадение расчётных и экспериментальных зависимостей в области углов падения от  $\Theta = 0$  до  $\Theta = 70^\circ$ .

На зависимости  $P_0(\Theta)$  существует ряд участков, лежащих в окрестности точек  $P_0/P_{\text{эфф}} = 0,5$ , на которых зависимость  $P_0(\Theta)$  близка к линейной. Выбрав один из таких участков, мы можем преобразовать отклонения и колебания угла  $\Theta$  в отклонения и колебания мощности излучения в нулевом порядке дифракции. Крутизну преобразования угловых отклонений  $\Delta\Theta$  в изменения мощности  $S_{\Theta-P} = \partial P_0 / \partial \Theta$ , для этих участков можно рассчитать по формуле [1]

$$S_k = (-1)^k P_{\text{эфф}} \frac{2\pi h}{\lambda} \sqrt{1 - \left(\frac{2k+1}{8} \frac{\lambda}{h}\right)^2}, \quad \text{где } k \geq 0. \quad (2)$$

**Табл. 1.** Расчётные значения углов падения крутизны преобразования  $S_k$  [мВт/радиан] в точках на линейных участках зависимостей  $P_0(\Theta)$  при  $P_{\text{эфф}} = 1$  мВт

$h/\lambda = 1$	$k = 3$	$k = 2$	$k = 1$	$k = 0$
	$\Theta_3 = 29^\circ$ $S_3 = -3$	$\Theta_2 = 51,3^\circ$ $S_2 = 4,9$	$\Theta_1 = 68^\circ$ $S_1 = -5,8$	$\Theta_0 = 82,8^\circ$ $S_0 = 6,2$
$h/\lambda = 2$	$k = 7$	$k = 6$	$k = 5$	$k = 4$
	$\Theta_7 = 20,4^\circ$ $S_7 = -4,4$	$\Theta_6 = 35,7^\circ$ $S_6 = 7,3$	$\Theta_5 = 46,6^\circ$ $S_5 = -9$	$\Theta_4 = 55,8^\circ$ $S_4 = 10,4$
$h/\lambda = 4$	$k = 14$	$k = 13$	$k = 12$	$k = 11$
	$\Theta_{14} = 14,3^\circ$ $S_{14} = -6,05$	$\Theta_{13} = 25^\circ$ $S_{13} = 9,1$	$\Theta_{12} = 32,5^\circ$ $S_{12} = -14$	$\Theta_{11} = 38,6^\circ$ $S_{11} = 15,2$

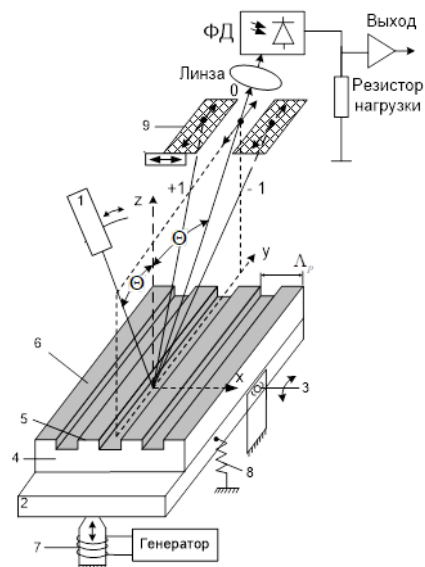
Несколько значений величины крутизны  $S_k$  для ДР с глубинами  $h = 1\lambda$ ,  $h = 2\lambda$  и  $h = 4\lambda$  при мощности излучения  $P_{\text{эфф}} = 1$  мВт приведены в таблице 1.

Как видно из таблицы, крутизна преобразования возрастает при увеличении глубины рельефа, и при вполне реальных значениях величины  $h/\lambda$  она может составлять порядка 10–15 мВт/радиан.

Минимальная пороговая детектируемая величина колебаний ограничивается рядом факторов: собственными шумами схемы фотодетектора, резистора нагрузки и усилителя, шумами, идущими от флуктуаций лазерного излучения, а также низкочастотными флуктуациями, происхождение которых связано с механическими нестабильностями в измерительной схеме. Если расчёт пороговой чувствительности провести только с учётом шумов электронной схемы, то в полосе частот 10 кГц при отношении сигнал/шум, равном 10, расчётная пороговая детектируемая амплитуда составит около  $\Delta\Theta = 10^{-6}$  радиана. Реальная пороговая чувствительность при отношении сигнал/шум, равном 10, при тех же параметрах схемы, которая была измерена на экспериментальной установке, составила  $\Delta\Theta = 10^{-5}$  радиан. Динамический диапазон датчика определяется длиной линейного участка и как видно из графика на рисунке 1 составляет 1–2°.

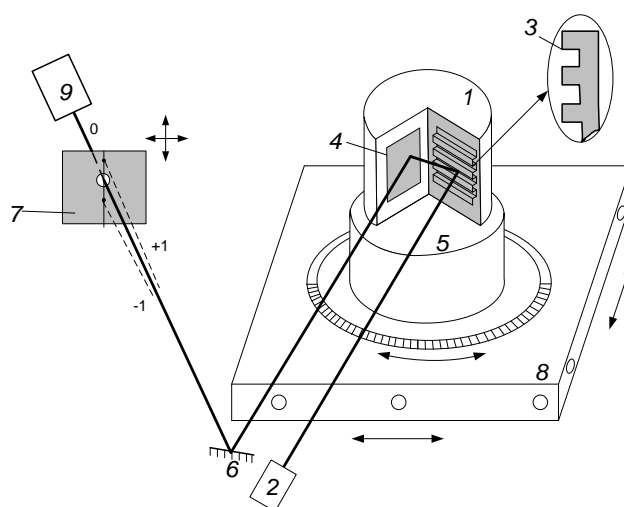
На рисунках 2 и 3 приведены две схемы измерителей вибраций с ГРС. В схеме, представленной на рисунке 2, дифракционная решётка нанесена на тонкую пластинку, которая приклеивается к исследуемой вибрирующей поверхности. Излучение лазера направляется на ГРС, а в отражённом пучке расположены линза, диафрагма, выделяющая пучок нулевого порядка дифракции, и фотодетектор. Недостатком такой схемы является то, что выходной отражённый пучок не сохраняет направление в процессе работы, а отклоняется на угол  $2\Delta\Theta$  при отклонении ГРС на угол  $\Delta\Theta$ . Положительное качество этой схемы состоит в том, что ГРС, расположенная на тонкой пластинке или на плёнке, создаёт минимальную механическую нагрузку на исследуемый объект.

В схеме, изображённой на рисунке 3, ГРС установлена на одной из граней блока уголкового отражателя (БУО), а на второй грани БУО расположено зеркало. Пучок излучения лазера последовательно отражается от ГРС и от зеркала, а из отражённой дифракционной картины



1 – лазер, 2 – вибрирующая поверхность, 3 – ось поворота, 4 – подложка, 5 – ГРС, 6 – зеркальная пленка, 7 – электромеханический или пьезоэлектрический вибратор, 8 – возвратная пружина, 9 – диафрагма

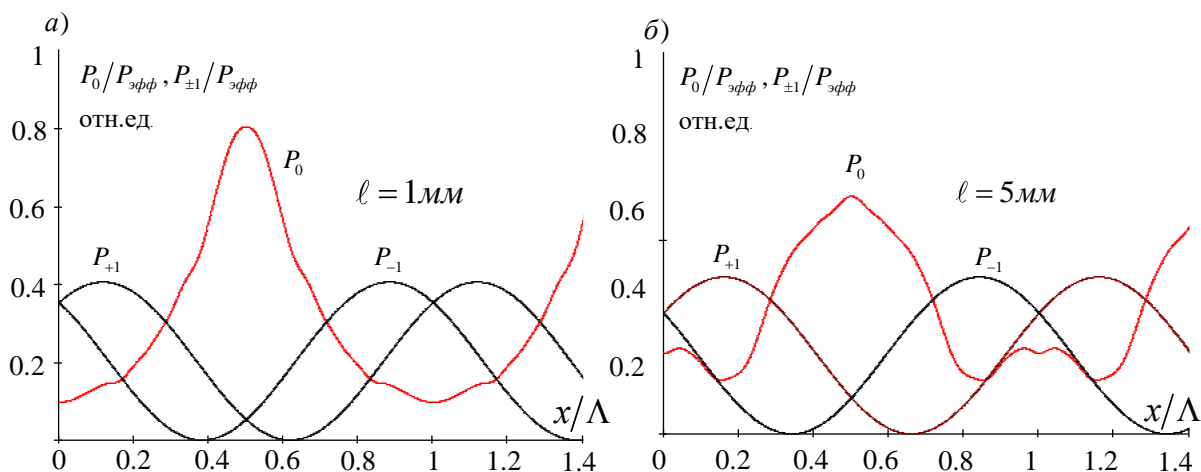
**Рис. 2.** Блок-схема макета датчика угловых колебаний на основе ГРС



1 – БУО, 2 – лазер, 3 – ДР, 4 и 6 – зеркала, 5 – электромеханический привод, 7 – диафрагма, 8 – регулируемый столик возвратная пружина, 9 – фотодиод

**Рис. 3.** Блок-схема макета датчика угловых колебаний на основе ГРС с использованием БУО

мы выделяем нулевой порядок дифракции и направляем его на фотодетектор. В схеме с БУО отражённый световой пучок не изменяет направления при повороте БУО. Датчик этого типа предназначен для применения в составе измерительных приборов и установок, например, при конструировании сейсмометров с оптоэлектронными датчиками угловых смещений.



**Рис. 4.** Зависимости мощности излучения в нулевом и первых порядках дифракции от относительного смещения одной из ДР относительно другой, для ДР с оптимальной глубиной ПФМ, равной:  $\Phi_M = \pi/4$ , при различных расстояниях между решетками: 1 мм (а) и 5 мм (б)

## 2. Датчики малых угловых перемещений с применением последовательной дифракции излучения лазера на двух тонких фазовых дифракционных решётках (ДР)

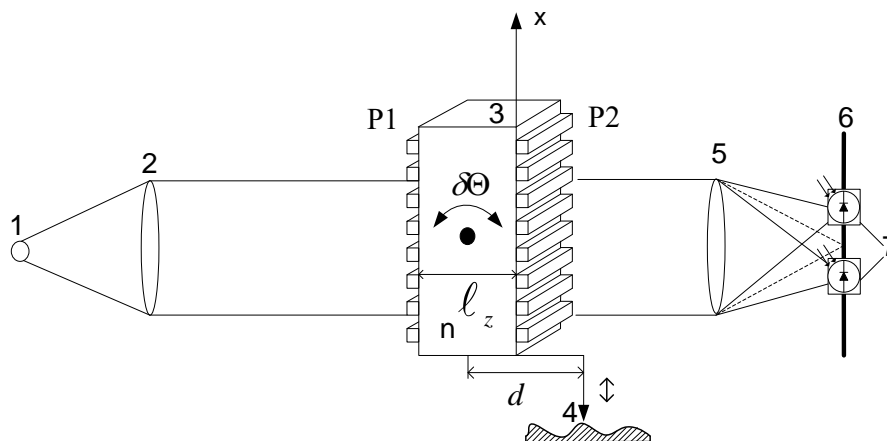
В [2] была исследована оптическая схема, в которой пучок лазерного излучения последовательно проходит две тонких фазовых ДР, образованных рельефом на поверхности. Оптимальный рельеф имеет прямоугольный профиль типа «меандр». Оптимальной является глубина рельефа решёток, при которой амплитуда пространственной фазовой модуляции (ПФМ) волнового фронта равна  $\Phi_M = \pi/4$ . При смещении одной из ДР относительно другой в направлении поперёк штрихов решетки наблюдаются изменения мощности излучения в дифракционных порядках. Наибольший интерес представляют изменения мощности в первых порядках дифракции, так как именно в первых порядках мощность изменяется по гармоническому закону, и эту зависимость при оптимальных параметрах схемы можно выразить формулой

$$P_{\pm 1}(x) = P_{эфф} \left( \frac{2}{\pi^2} + \frac{2}{\pi^2} \cos \left( \frac{2\pi}{\Lambda} x \mp L \right) \right), \quad (3)$$

где  $x$  — смещение ДР в направлении поперёк штрихов,  $\Lambda$  — период ДР,  $L = \pi \frac{\lambda}{\Lambda^2} \ell_z$  — безразмерный параметр расстояния между ДР,  $\ell_z$  — расстояние между ДР

Выражение для мощности в нулевом порядке дифракции более сложное, содержит бесконечное число гармоник, фазы которых сложным образом зависят от расстояния между решетками. Графики зависимостей мощностей в первых и в нулевом дифракционных порядках от смещения решеток при двух значениях расстояния между решетками приведены на рисунке 4.





P1 и P2 — дифракционные решетки, 1 — полупроводниковый лазер, 2 — коллиматор,  
3 — блок решеток, 4 — щуп, 5 — линза, 6 — диафрагма, 7 — фотодетекторы

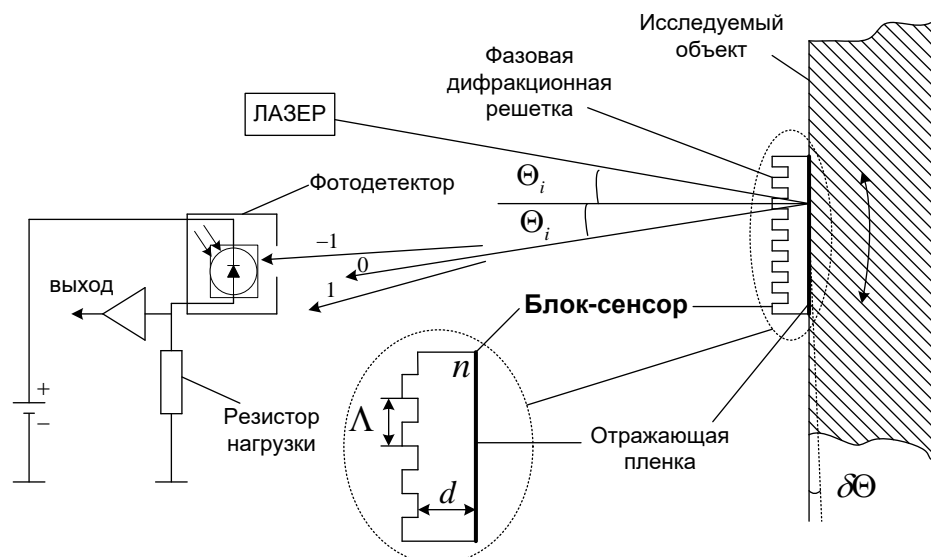
**Рис. 5.** Блок-схема датчика малых угловых перемещений с использованием блока решеток

Зависимости мощности в первых дифракционных порядках являются гармоническими функциями при любом расстоянии между ДР. Это свойство важно для конструирования схем датчиков перемещений и колебаний. На графиках можно выделить линейные участки, на которых мощность в одном из первых порядков дифракции пропорциональна смещению одной из решеток относительно другой.

Использование нулевого порядка в качестве выходного пучка датчика перемещений возможно, но нецелесообразно ввиду сложного вида зависимости мощности излучения в нулевом порядке от смещения поперёк штрихов и от расстояния между ДР.

На рисунках 5 и 6 приведены два варианта схем датчиков малых угловых перемещений, построенных с применением плоских фазовых ДР. В первом варианте, изображённом на рисунке 5, основным элементом конструкции датчика является блок решеток — стеклянный параллелепипед с показателем преломления  $n$  и длиной  $l_z$ , на противоположных гранях которого размещены две рельефные фазовые дифракционные решетки с одинаковым периодом  $\Lambda$  и с профилем в виде меандра. Штрихи решеток параллельны. Блок закреплен на поворотной оси, и его просвечиваем лазерным пучком. Предусмотрена возможность поворота блока решеток для установки начального положения. Выходной пучок — первый порядок дифракции — выделяем с помощью пространственного фильтра и направляем на фотодетектор. Электрический сигнал с выхода фотодетектора поступает на устройство для регистрации электрического сигнала. При повороте блока относительно центральной оси на угол  $\delta\Theta$  происходит смещение одной решетки относительно другой на величину  $\Delta x = \delta\Theta l_z/n$ . В результате поворота блока изменяются мощности первых порядков. Если начальный угол падения соответствует середине линейного участка зависимости  $P_1(\Theta)$ , то сигнал на выходе фотодетектора будет пропорционален наклону исследуемого объекта.

Датчик наклона с блоком ДР, который изображён на рисунке 5, был использован в конструкции макета профилометра. Чувствительность измерений профиля была 1 нм при работе в полосе частот 100 Гц и отношении сигнал/шум, равном 3 [3].



**Рис. 6.** Блок-схема оптоэлектронного датчика для измерения угловых колебаний с использованием блок-сенсора с зеркальной пленкой

В другом варианте датчика угловых колебаний, схема которого изображена на рисунке 6, основным элементом является прозрачная пластина, на одной стороне которой расположена фазовая дифракционная решетка с прямоугольным профилем, а на другой стороне — зеркальная отражающая пленка алюминия. Пластину закрепляем на исследуемой конструкции и зондируем лазерным пучком, который дифрагирует на фазовой ДР, распространяется в прозрачном материале пластины, отражается от зеркальной пленки и повторно дифрагирует на той же ДР. Один из первых дифракционных порядков выделяем пространственным фильтром и направляем на фотодетектор. С выхода фотодетектора электрический сигнал поступает на схему усиления и обработки сигнала. При наклоне пластины происходит смещение следов падающего и отраженного пучков по поверхности решетки. Связь между относительным смещением этих следов  $\Delta x$  и углом наклона блока-сенсора  $\delta\Theta$  можно выразить приближенной формулой  $\Delta x \approx 2\delta\Theta d/n$ , где  $d$  — толщина, а  $n$  — показатель преломления материала блока-сенсора. Зависимость мощности излучения в первом дифракционном порядке от угла наклона пластины подобна зависимости, изображенной на рисунке 4. Для измерения малых угловых колебаний используется один из линейных участков зависимости мощности первого порядка дифракции от угла наклона блока-сенсора. Выбор оптимальной рабочей точки достигается настройкой начального угла падения лазерного пучка.

Крутизну преобразования угловых отклонений в изменения мощности первого порядка дифракции на середине линейного участка  $S_{\Theta-P} = \delta P/\delta\Theta$  можно рассчитать по формуле [4]

$$S_{\Theta-P} = \frac{8}{\pi} P_{\text{эфф}} \frac{\ell_z}{n\Lambda}. \quad (4)$$

### 3. Практическое применение датчиков

В качестве примера использования датчика на практике были измерены угловые колебания в разных точках пробной конструкции, схема которой показана на рисунке 7. Металлическая

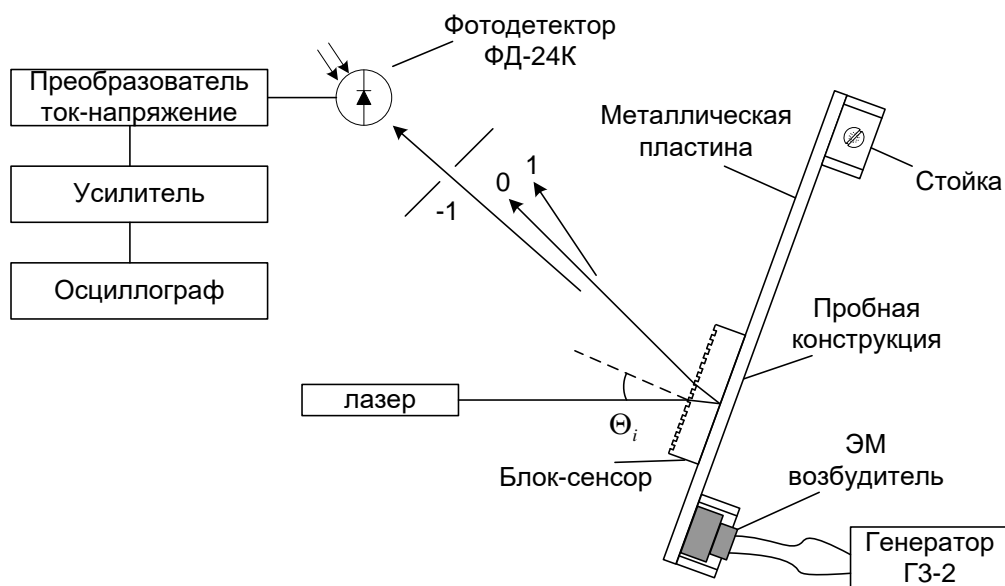


Рис. 7. Схема экспериментальной установки для измерения угловых колебаний пробной конструкции

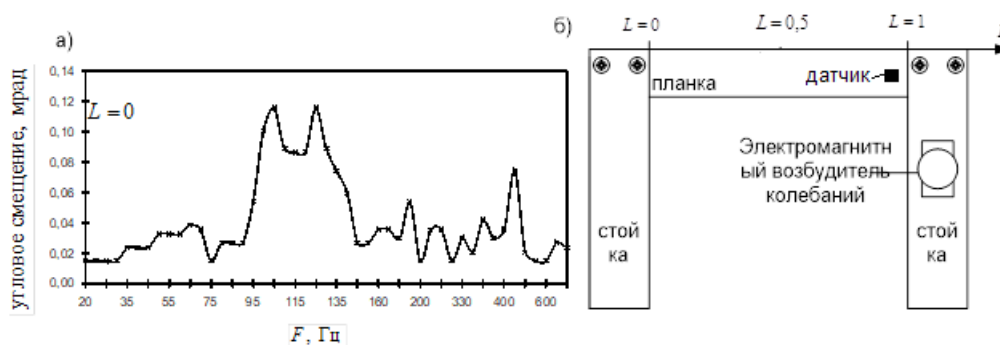


Рис. 8. Зависимость амплитуды угловых колебаний конструкции от частоты внешнего возбуждения (а) и схема расположения датчика на металлической планке (б)

планка сечением 6 мм × 30 мм и длиной 400 мм, была закреплена на двух вертикальных стойках. На одной из стоек устанавливали электромагнитный вибратор, который возбуждал колебания с частотами от  $F_1 = 20$  Гц до  $F_M = 1$  кГц. Блок-сенсор прикрепляли к металлической планке в разных точках с помощью клейкой ленты. Толщина блока-сенсора составляла  $d = 7,5$  мм, его поперечные размеры 10 мм × 10 мм, а период ДР равен  $\Lambda = 100$  мкм. На блок — сенсор направляли пучок излучения лазера. Одна из измеренных зависимостей амплитуды угловых колебаний от частоты генератора при положении датчика на краю балки показана на рисунке 8. На зависимости видны резонансные пики на частотах 105 Гц и 125 Гц.

Экспериментально измеренная чувствительность составила  $10^{-5}$  радиан при отношении сигнал / шум = 1 и полосе частот 1 кГц. Область линейности зависимости амплитуды выходного сигнала от углового отклонения равна  $10^{-3}$  при условии, что расчётная ошибка отклонения характеристики от линейной не будет более 3%.

При навешивании дополнительного груза на планку частоты резонансных пиков снижались. Из-за сейсмических колебаний в экспериментальной установке, а также из-за других

неучтённых факторов, измеренный порог чувствительности датчика на два порядка хуже предельного, рассчитанного с учетом только дробовых шумов фототока и собственных шумов усилителя сигнала.

### Заключение

Были исследованы четыре схемы оптоэлектронных датчиков малых угловых колебаний с использованием ДОО и лазеров. Конструкции датчиков просты, и не имеют в своём составе дорогих компонентов. В качестве источников излучения могут применяться недорогие полупроводниковые лазеры. Практически реализованная чувствительность детектирования угловых смещений составляет порядка  $10^{-5}$  радиан. Особенность рассмотренных датчиков состоит в том, что они могут регистрировать не только колебания, но также и статические угловые отклонения объекта. Датчики могут быть применены для измерения колебаний крупногабаритных конструкций, размер которых во много раз превышает поперечные размеры датчика, а также могут найти применение при конструировании сейсмометров, при измерении колебаний в физических экспериментах и приборах [3].

### Список источников

- [1] **Комоцкий, В. А.** Исследование оптоэлектронного датчика угловых смещений на основе глубокой отражательной фазовой дифракционной решетки / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, А. Н. Алексеев, Е. В. Басистый // Вестник РУДН. Серия Физика. — 2009. — №4. — С. 95–101.
- [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 Физика. — 2006. — №1. — С. 90–95.
- [3] **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.
- [4] **Комоцкий, В. А.** Оптоэлектронный измеритель угловых колебаний конструкций / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов // Вестник РУДН. Серия Математика, информатика, физика. — 2007. — №1. — С. 90–95.
- [5] **Патент 2411620 РФ.** Модулятор лазерного излучения / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов. — Оpubл. 13.08.2009.
- [6] **Патент 80563 РФ.** Оптоэлектронный датчик угловых отклонений и колебаний / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов. — Оpubл. 15.08.2008.
- [7] **Патент 57895 РФ.** Оптоэлектронное устройство для измерения угловых колебаний конструкций / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов. — Оpubл. 23.05.2006.

## 25. Тороидальные линзы как дисперсионные элементы

*В. А. Бланк, Р. В. Скиданов*

Институт систем обработки изображений — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

Самарский национальный исследовательский университет им. академика

С. П. Королева, Самара, Россия

Рассчитан и изготовлен элемент с микрорельефом тороидальной линзы и дифракционного аксикона методом прямой лазерной записи по фоторезисту. Фокусное расстояние тороидальной линзы 30 мм, период аксикона 10 мкм. Высота рельефа тороидальной линзы 6 мкм. Проведены натурные эксперименты по формированию спектральных распределений в неизображающем и изображающем режимах.

*Ключевые слова:* Тороидальная линза, Гиперспектрометр, Аксикон, Дифракционные оптические элементы, Дисперсионный элемент.

*Цитирование:* Бланк, В. А. Тороидальные линзы как дисперсионные элементы / В. А. Бланк, Р. В. Скиданов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 156–160.

### Введение

В последнее время наметилась тенденция к разработке относительно простых по конструкции гиперспектрометров для использования на беспилотных летательных аппаратах, на вращающихся платформах, оптические схемы таких спектрометров представляют собой телескопическую систему с дисперсионным элементом в фокальной плоскости [1–3].

В работах [4, 5] была рассмотрена возможность использования в качестве дисперсионного элемента — дифракционный аксикон. Было показано, что ФРТ не зависит от полярного угла, но при этом довольно широка из-за сильных внеосевых аберраций. В работе [6] был рассмотрен и изготовлен элемент, у которого в одном микрорельефе сочетаются гармоническая линза и дифракционная решетка. На основе этого элемента был изготовлен гиперспектрометр. На основе проведенных экспериментов и рассмотренных схем изображающих гиперспектрометров появилась новая идея. Во-первых использовать аксикон как дисперсионный элемент, а во-вторых использовать тороидальную линзу как элемент, фокусирующий во внеосевые области. Для экспериментальной проверки был изготовлен элемент, у которого в одном рельефе записана тороидальная линза и дифракционный аксикон.

### 1. Тороидальная линза с дифракционным аксиконом

На рисунке 1 представлен изготовленный элемент методом прямой лазерной записи в фоторезисте толщиной 6 мкм. Фокусное расстояние линзы 30 мм, а период аксикона 10 мкм.

На рисунке 2 продемонстрировано сечение рельефа этого элемента от центра к краю подложки, полученное при измерении на профилометре. В масштабе рисунка структура аксикона почти не видна.

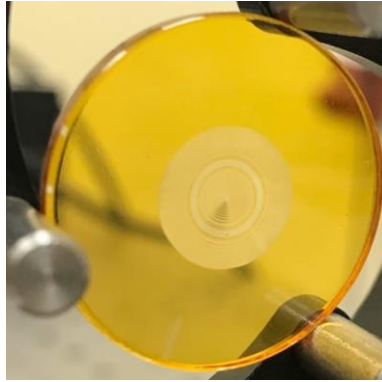


Рис. 1. Внешний вид тороидальной линзы с дифракционным аксиконом

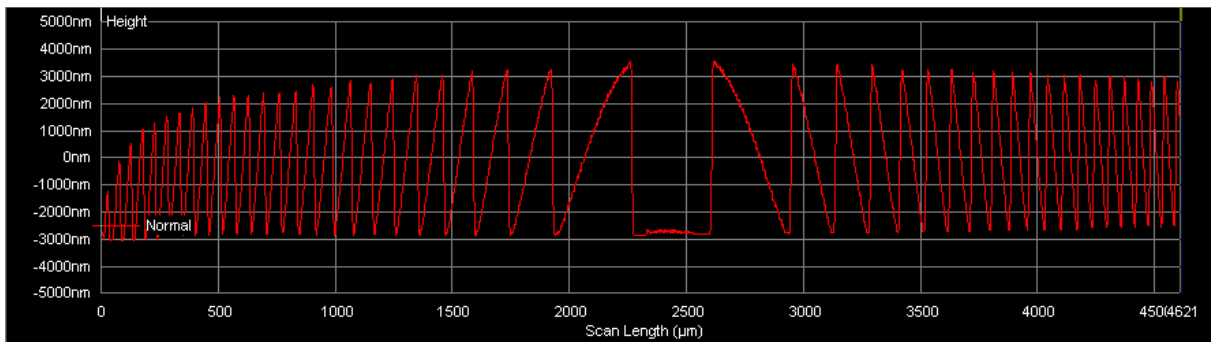
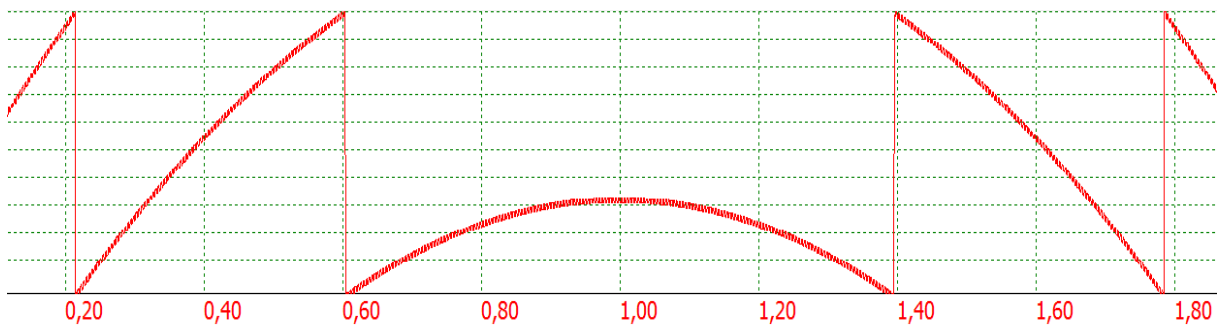
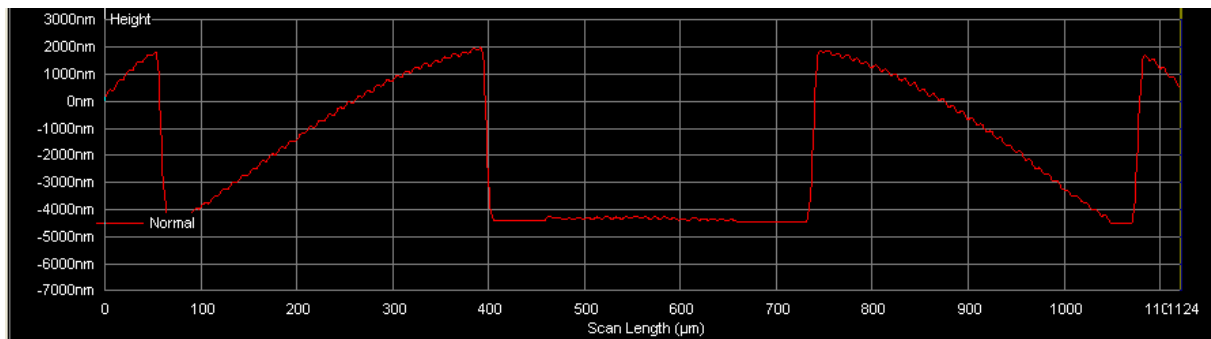


Рис. 2. Сечение рельефа тороидальной линзы с дифракционным аксиконом  
от центра к краю



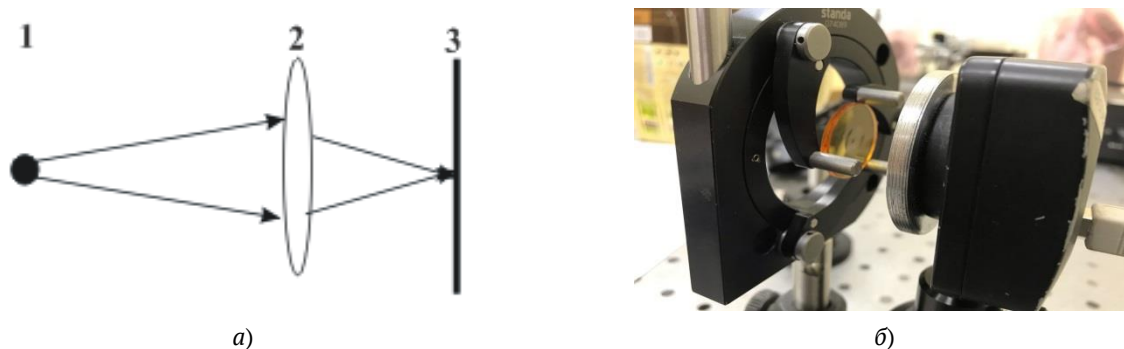
а) Рассчитанный



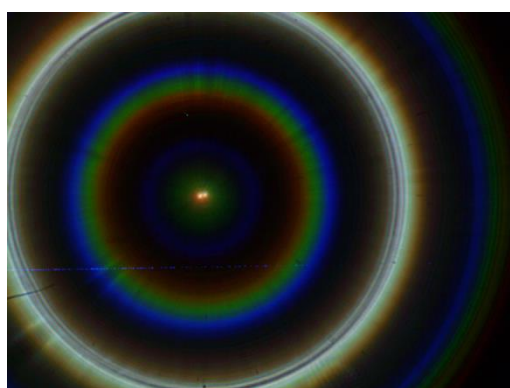
б) Измеренный на профилометре

Рис. 3. Участок рельефа тороидальной линзы и дифракционного аксикона

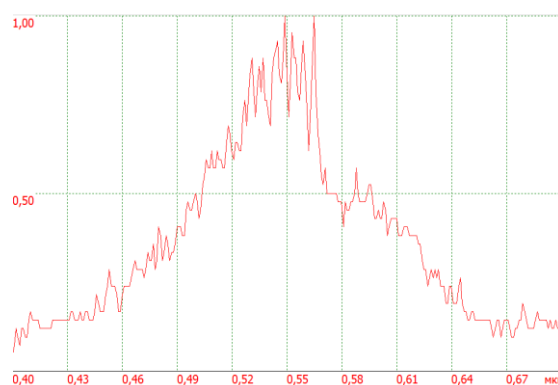
А на рисунке 3 представлен участок рассчитанного микрорельефа и этот же участок, полученный при измерении на профилометре.



1 — источник света, 2 — тороидальная линза с дифракционным аксиконом, 3 — ПЗС-матрица  
**Рис. 4.** Оптическая схема на основе тороидальной линзы и дифракционного аксикона (а) и фотография оптической схемы на лабораторном столе (б)



а) Изображение, полученное при помощи тороидальной линзы и дифракционного аксикона



б) Спектральное распределение (сечение по радиусу цветного кольца)

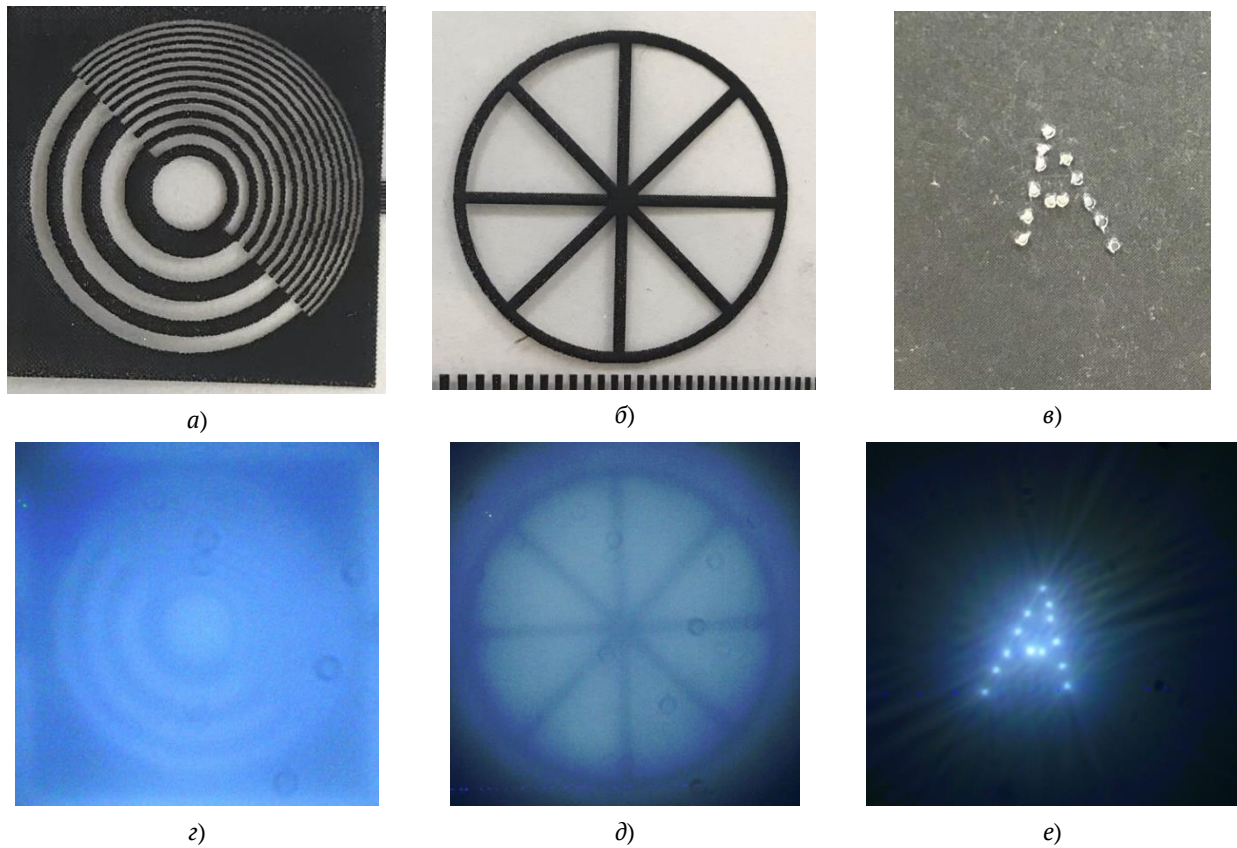
**Рис. 5.** Результат эксперимента

На основе этого элемента была собрана экспериментальная установка, которая представлена на рисунке 4. Первые эксперименты проводились только с тороидальной линзой и дифракционным аксиконом, который продемонстрировал спектральные свойства элемента.

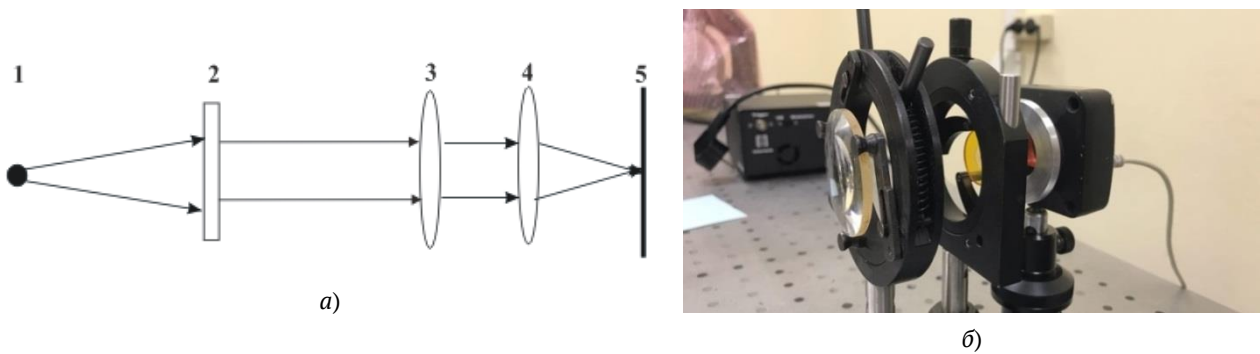
Для демонстрации работы элемента был использован точечный источник, полученный путем использования точечной диафрагмы и белого светодиода. Тороидальная линза с аксиконом сформировала световое кольцо и спектральное распределение (рисунок 5).

Совокупность аксикона и тороидальной линзы при определенных условиях позволяют на оптической оси строить изображение. На рисунках 6а и 6б представлены исходные изображения светотехнической таблицы и на рисунке 6в исходное изображение структурированного источника света. А на рисунках 6г, 6д и 6е изображения, полученные тороидальной линзой и дифракционным аксиконом.

Для работы в изображающем режиме в оптическую схему была добавлена рефракционная линза (рисунок 7), в результате чего было получено спектральное распределение от системы светящихся точек (рисунок 8). На рисунке 8 хорошо виден спектр в первом и втором порядках. И оценивая ширину спектра, можно говорить о допустимом спектральном разрешении в 20 нм.



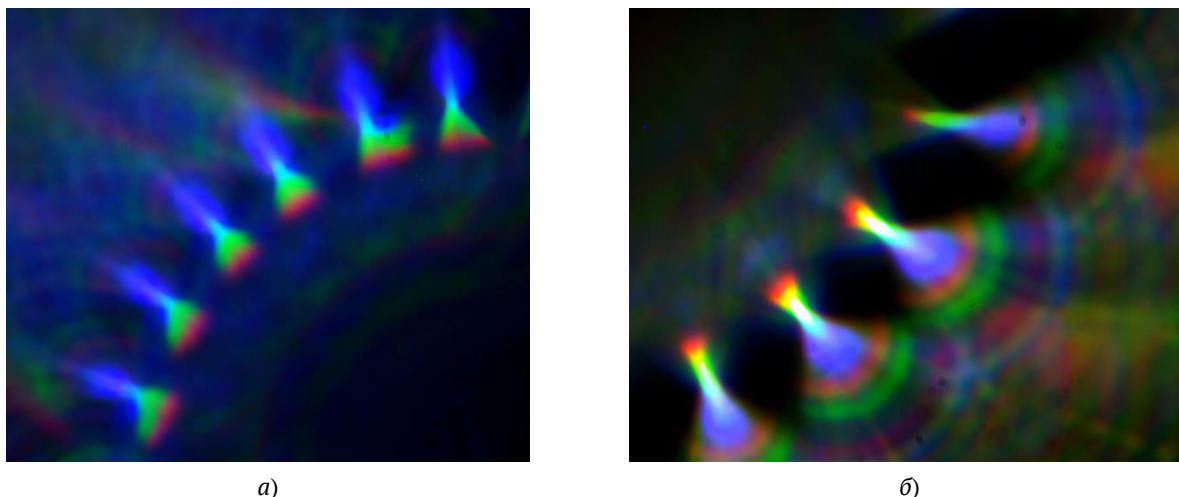
**Рис. 6.** Исходные изображения светотехнической таблицы (а, б), изображение структурированного источника света (в) и изображения, толченные тороидальной линзой и аксиконом (г, д, е)



1 – источник света, 2 – полукольцевая диафрагма, 3 – рефракционная линза, 4 – тороидальная линза с дифракционным аксиконом, 5 – ПЗС-матрица

**Рис. 7.** Оптическая схема на основе рефракционной линзы и тороидальной линзы с дифракционным аксиконом (а), фото оптической схемы на лабораторном столе (б)





**Рис. 8.** Спектральное распределение от системы светящихся точек

### Заключение

Рассчитан и изготовлен элемент, сочетающий в себе свойства тороидальной линзы и дифракционного аксикона. Экспериментально показано, что в результате совместного использования тороидальной линзы с аксиконом и рефракционной линзы можно получить спектральное распределение в изображающем режиме.

### Список источников

- [1] **Cai, F.** Pencil-like imaging spectrometer for biosamples sensing / F. Cai, D. Wang, M. Zhu, S. He // *Biomedical optics express*. — 2017. — Vol. 8. — № 12. — P. 5427–5436.
- [2] **Zhang, H.** Development of a Portable Field Imaging Spectrometer: Application for the Identification of Sun-Dried and Sulfur-Fumigated Chinese Herbals / H. Zhang, T. Wu, L. Zhang, P. Zhang // *Applied Spectroscopy*. — 2017. — Vol. 70. — № 5. — P. 879–887.
- [3] **Wu, T.** Shortwave Infrared Imaging Spectroscopy for Analysis of Ancient Paintings / T. Wu, G. Li, Z. Yang, H. Zhang, Y. Lei, N. Wang, L. Zhang // *Applied Spectroscopy*. — 2016. — Vol 71. — № 5. — P. 977–987.
- [4] **Скиданов, Р. В.** Изображающий гиперспектрометр на основе системы, выполняющей кольцевое преобразование Радона / Р. В. Скиданов, В. А. Бланк // *Известия Самарского научного центра Российской академии наук*. — 2015. — Том 17. — № 2. — С. 21–25.
- [5] **Skidanov, R. V.** Diffraction axicon as the dispersive element for imaging hyperspectrometer / R. V. Skidanov, V. A. Blank // *Proc. of SPIE*. — 2016. — Vol. 9807. — P. 98070G.
- [6] **Blank, V. A.** Hyperspectrometer based on a harmonic lens with diffraction grating / V. A. Blank, R. V. Skidanov // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — Vol. 1096. — P. 1–7.

## 26. Расчёт вогнутых дифракционных решёток со свободной формой поверхности в схемах на круге Роуланда

Ю. В. Бажанов<sup>1</sup>, В. Б. Влакко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> АО «Научно-производственная корпорация «Системы прецизионного приборостроения», Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский Государственный Университет Геодезии и Картографии, Москва, Россия

В статье были исследованы возможности применения поверхностей свободной формы для расчета голографических решеток на круге Роуланда. За счет применения таких поверхностей были существенно уменьшены аберрации таких решеток как для широкой спектральной области, перекрывающей весь спектральный порядок, так и для узкой области в применении спектрального анализа предельно высокого разрешения.

*Ключевые слова:* Свободная форма, Аберрации, Голография, Расчет.

*Цитирование:* Бажанов, Ю. В. Расчёт вогнутых дифракционных решёток со свободной формой поверхности в схемах на круге Роуланда / Ю. В. Бажанов, В. Б. Влакко // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 161–165.

### Введение

Целью настоящей работы является разработка метода расчёта оптимальной поверхности голографической дифракционной решётки для заданной оптической схемы спектрального прибора на круге Роуланда.

### 1. Методика расчета

В последнее время благодаря главным образом успехам в технологии алмазного точения появляется возможность использования оптических элементов с поверхностями свободной формы (freeform). Математически такую поверхность можно описать в виде степенного ряда

$$x = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} a_{ij} y^i z^j, \quad a_{00} = a_{10} = 0, \quad j - \text{четное},$$

где  $x$  — координата в направлении нормали к поверхности, а  $y$  и  $z$  — координаты в меридиональной и сагиттальной плоскостях,  $a_{ij}$  — коэффициенты ряда, которые для различных видов поверхностей приведены в работе [1]. Для всех видов поверхностей коэффициенты

$$r = \frac{1}{2a_{20}}, \quad \bar{r} = \frac{1}{2a_{02}}, \quad (2)$$

где  $r$  и  $\bar{r}$  — меридиональный и сагиттальный радиусы кривизны в вершине поверхности.

Аберрации вогнутой решётки могут быть выражены в виде разложения в степенной ряд функции оптического пути [1, 2].

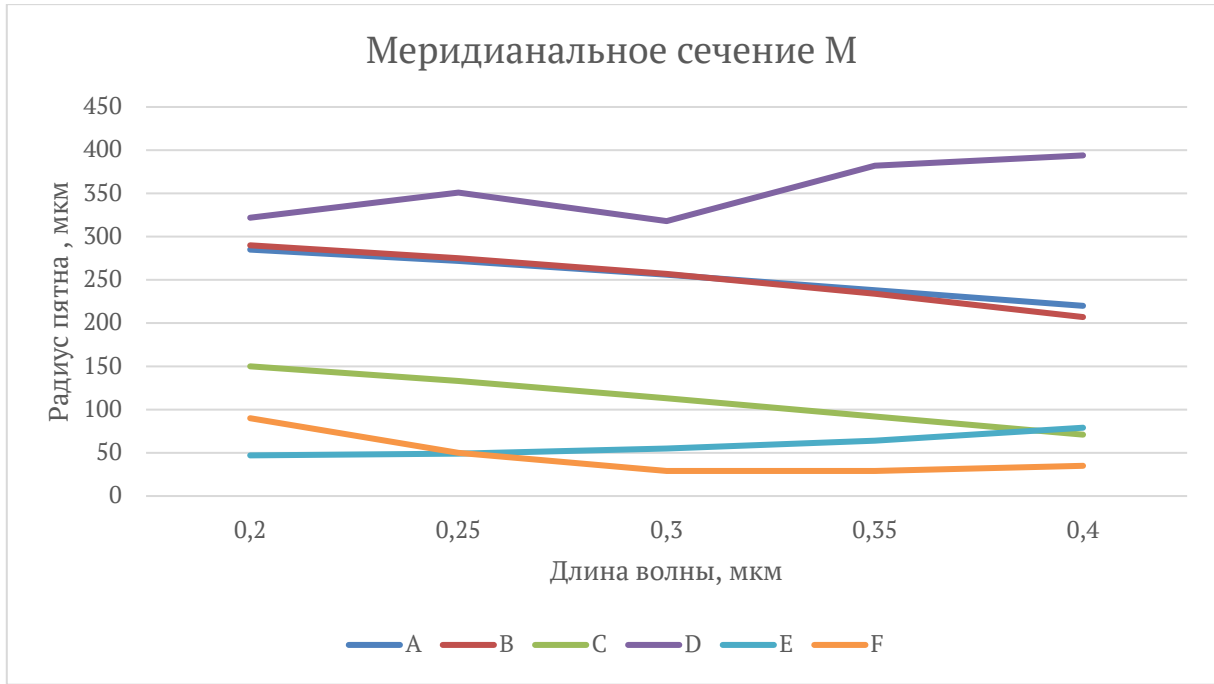


Рис. 1. Среднеквадратическое значение радиуса пятна рассеяния в меридиональной плоскости

$$V(y, z, L'_0) = \frac{1}{2}(y^2 V_{200} + z^2 V_{020} + y^3 V_{300} + yz^2 V_{120} + yL_0^2 V_{102}) + \dots + yzL_0' V_{111} + \frac{1}{8}y^4 V_{400} + \frac{1}{4}y^2 z^2 V_{220} + \frac{1}{8}z^4 V_{040} + \dots \quad (3)$$

Коэффициенты  $V_{ijk}$  в разложении (3) определяются как

$$V_{ijk} = M_{ijk} - \frac{k\lambda}{\lambda^*} H_{ijk}, \quad (4)$$

где  $M_{ijk}$  — коэффициенты разложения, зависящие от положения решётки в оптической схеме. Коэффициенты aberrаций 1 и 2-го порядков имеют вид:

$$\begin{aligned} M_{200} &= T + T', \\ M_{020} &= S + S', \\ M_{300} &= -\frac{T}{d} \sin \phi - \frac{T'}{d'} \sin \phi' - 2a_{30} (\cos \phi + \cos \phi'), \\ M_{120} &= -\frac{S}{d} \sin \phi - \frac{S'}{d'} \sin \phi' - 2a_{12} (\cos \phi + \cos \phi'), \\ T &= \frac{\cos^2 \phi}{d} - 2a_{20} \cos \phi, \quad T' = \frac{\cos^2 \phi'}{d'} - 2a_{20} \cos \phi', \\ S &= \frac{1}{d} - 2a_{02} \cos \phi, \quad S' = \frac{1}{d'} - 2a_{02} \cos \phi', \end{aligned} \quad (5)$$

где  $d$  и  $d'$  — расстояния до источника излучения и его изображения,  $\phi$  и  $\phi'$  — углы падения и дифракции, а  $k$ ,  $\lambda$  и  $e_0$  — соответственно порядок спектра, длина волны и период штриха в вершине решётки. Коэффициенты  $H_{ijk}$  представляют собой условия записи голографической

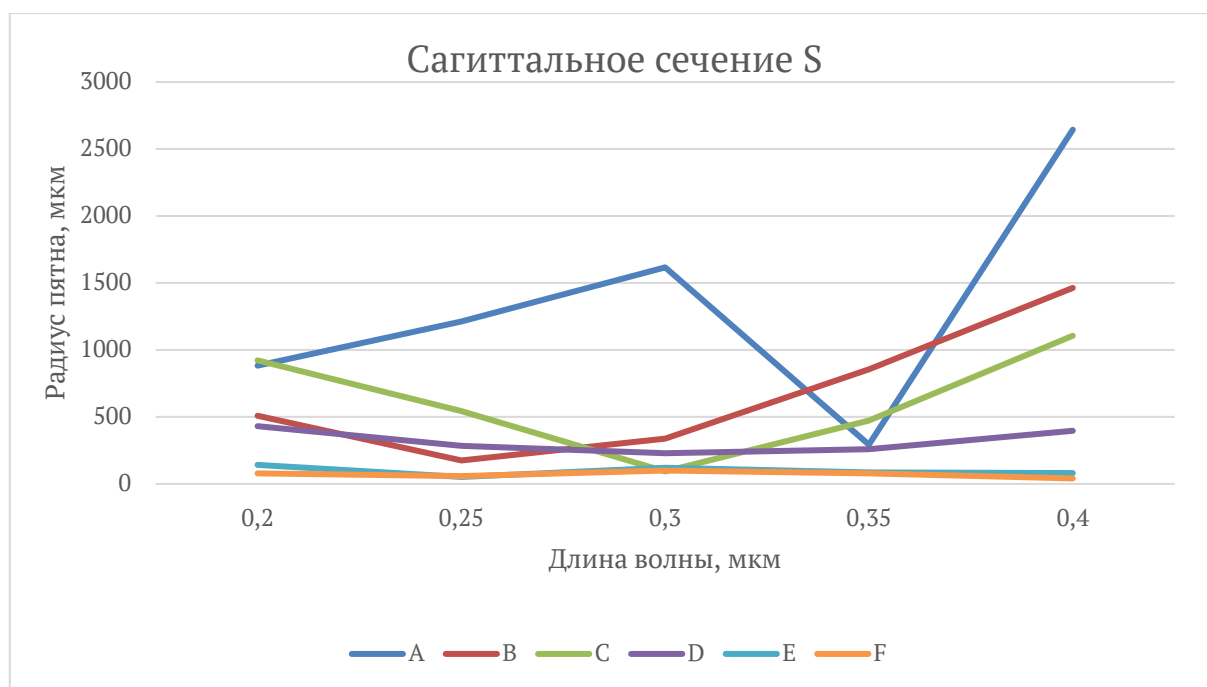


Рис. 2. Среднеквадратическое значение радиуса пятна рассеяния в сагиттальной плоскости

решётки и с точностью до знаков выражаются аналогичными уравнениями, где вместо расстояний и углов от предмета и изображения представлены величины, характеризующие положение источников записи:  $d_1, d_2, i_1$  и  $i_2$ .

Известно, что при помещении входной щели спектрального прибора на окружности диаметром равным радиусу дифракционной решётки спектральное изображение, образованное лучами, проходящими в меридиональной плоскости, будет располагаться на этой же окружности (круге Роуланда). Расстояния до щели и изображения найдутся в виде:

$$d = r \cos \phi, \quad d' = r \cos \phi', \quad (6)$$

Нетрудно видеть, что при условии (6)  $M_{200} = M_{300} = 0$ , если коэффициенты поверхности  $a_{20} = a_{30} = 0$ . Таким образом, если коэффициенты  $H_{ijk} = 0$ , то на круге Роуланда не только дефокусировка, но и кома, образованная лучами, проходящими в меридиональной плоскости равны нулю для всех углов дифракции. Коэффициент  $a_{02}$  или  $\bar{r}$  найдётся из условия  $M_{020} = 0$  остальные коэффициенты  $a_{ij}$  определяются из условий равенства нулю оставшихся коэффициентов  $M_{ijk}$ . Затем следует численная по программе Zemax оптимизация, где в качестве начальных значений используются найденные значения коэффициентов  $a_{ij}$ .

Условие  $H_{ijk} = 0$ , выполняется если источники записи находятся на бесконечном расстоянии, По принятой классификации это голографическая решётка типа 1, что означает, что решётка имеет равноотстоящие прямолинейные штрихи (классическая решётка). По той же классификации голографической решёткой типа 2, называется решётка, записанная с помощью источников, также расположенных на круге Роуланда. При этом, также как и для решётки типа 1 меридиональная кома равна нулю при всех значениях углов дифракции, а дополни-

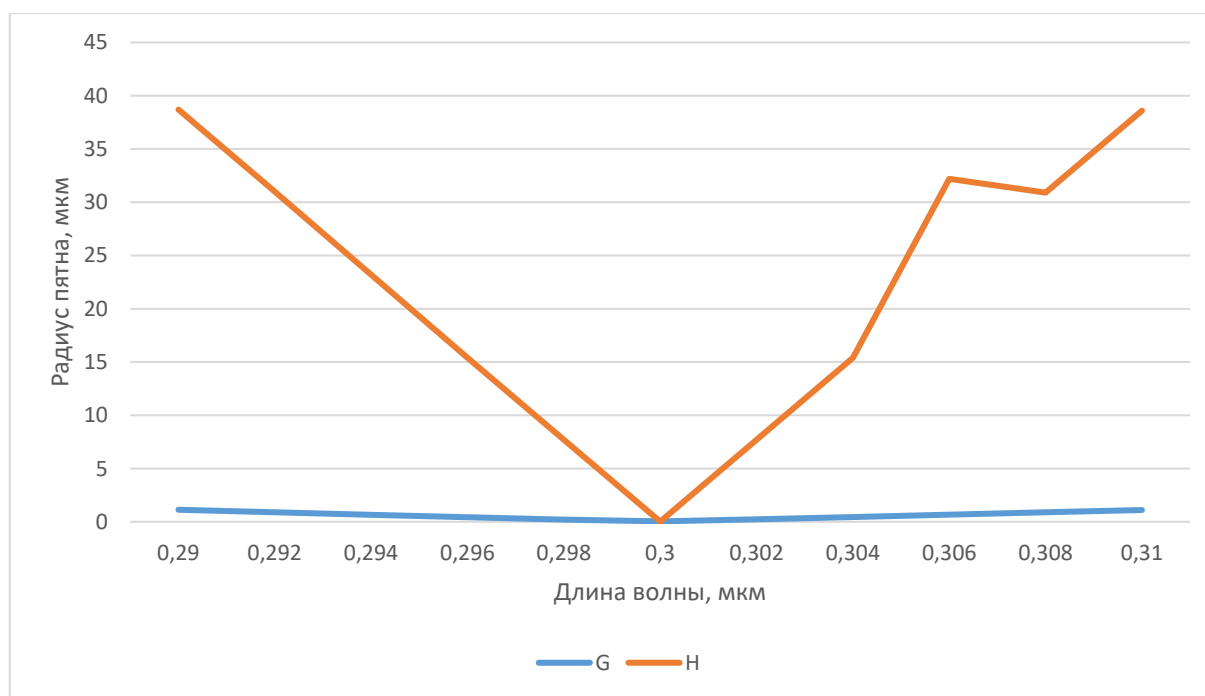


Рис 3. Среднеквадратическое значение радиуса пятна рассеяния голографических решёток со свободной формой поверхности

тельный параметр используется для компенсации астигматизма 1-го порядка. Однако возможен более общий вариант голографических решёток типа 2, а именно на расстояния до источников записи накладываются условия, удовлетворяющие фокусировке в меридиональном и сагиттальном сечениях, а дополнительный параметр используется для оптимизации функции, учитывающей суммарное влияние меридиональной и сагиттальной комы. В работе [3] предложена методика расчёта и показано преимущество такого подхода. В настоящей работе рассмотрены оба этих подхода; и решётки, у которых параметры записи находились вне круга Роуланда, дали лучшие результаты. В качестве начальных значений для оптимизации по программе Zemax используются параметры записи и коэффициенты поверхности  $\alpha_{ij}$ .

## 2. Пример расчета на широкую область спектра

В качестве примера рассмотрим схему:  $r = 100$  мм,  $\phi = 0^\circ$ ,  $d = 100$  мм,  $k = 1$ ,  $e_0 = 1/1200$  штр./мм. Рабочая область спектра 0,2–0,4 мкм.

На рисунках 1 и 2 представлены результаты расчётов голографических решёток типа 1 и типа 2 с использованием поверхностей свободной формы. В расчёте использовались первые 14 коэффициентов поверхности ряда (1).

Рассчитаны следующие варианты голографических решёток:

- A — Тип 1 сферическая.
- B — Тип 1 тороидальная.
- C — Тип 1 свободная форма.
- D — Тип 2 тороидальная.
- E — Тип 2 свободная форма.

F — Тип 2 свободная форма с численной оптимизацией параметров записи.

Расчёты показывают, что характеристики решёток обоих типов с усложнением поверхности улучшаются. Важным результатом является то, что высокое качество изображения распространяется на весь порядок спектра. Аналогичные результаты можно получить в видимой (0,4–0,8 мкм) и в ближней ультрафиолетовой (0,8–1,6 мкм) областях спектра, если использовать соответственно решётки 600 и 300 штрихов на миллиметр, параметры записи при этом изменятся.

### 3. Пример расчета на узкую область спектра

Другим примером использования голографических решёток со свободной формой поверхности является спектральный анализ УФ излучения Солнца или плазмы любой природы, где требуется получить высокое разрешение в узкой спектральной области. На рисунке 3 представлены результаты расчётов голографических решёток типа 2 (G) и типа 1 (H) с оптимизацией на узкую спектральную область в окрестности 300 нм.

Как видим из рисунка голографические решётки типа 2 имеют значительное преимущество, качество спектрального изображения таких решёток близко к дифракционному (радиус кружка Эйри 1 мкм). Используя решётку с частотой штрихов 2400 и 3600 штрихов на миллиметр, можно соответственно получить квазистигматическую область в окрестности 150 и 100 нм.

### Список источников

- [1] **Бажанов, Ю. В.** Геометрические параметры штрихов нарезных и голограммных дифракционных решеток / Ю. В. Бажанов // Оптический журнал. — 2003. — Том 70. — №5. — С. 31–34.
- [2] **Noda, H.** Geometric theory of the grating / H. Noda, T. Namioka, M. Seya // Journal of the Optical Society of America A. — 1974. — Vol. 64. — №8. — P. 1031–1036.
- [3] **Бажанов, Ю. В.** Определение оптимальных параметров вогнутых дифракционных решеток в установках на круге Роуланда / Ю. В. Бажанов // Оптика и спектроскопия. — 1983. — Том 55. — Вып. 6. — С. 1053–1058.

## 27. Анализ аддитивных технологий в приборостроении гражданского направления

*А. Р. Ахметов*

АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

В докладе рассмотрены производственные и юридические аспекты изготовления элементов оптических приборов, датчиков, дисплеев с использованием аддитивных технологий. Представлена схема производства получения товаров от идеи до поставки на примере развитых стран. Рассмотрены аддитивные технологии, имеющие достаточный уровень для решения задачи по расширению гражданской продукции в компаниях Ростех.

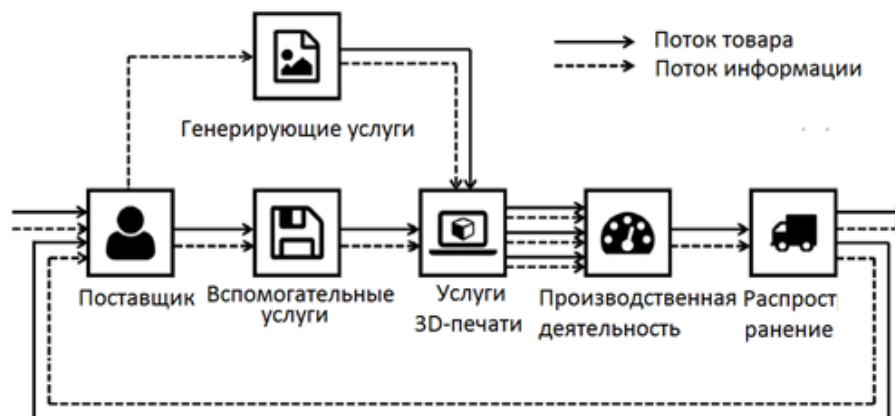
*Ключевые слова:* Оптические детали, Аддитивные технологии, 3D-печать, Гражданская продукция.

*Цитирование:* Ахметов, А. Р. Анализ аддитивных технологий в приборостроении гражданского направления / А. Р. Ахметов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 166–170.

В настоящее время аддитивные технологии активно внедряются в разные сферы деятельности. Технология 3D-печати сейчас позволяет создавать очень сложные изделия из большого разнообразия материалов: пластика, металла, керамики, песчаника, бетона [1], смолы, биоматериала и пищевых веществ [2], не требуя при этом практически никакого переоснащения рабочего места. Эта гибкость обеспечивает беспрецедентный уровень индивидуализации, вплоть до того, что каждый печатный сектор может быть совершенно новым продуктом, то есть единственным в своем роде [3, 4].

Большой интерес к этой технологии связан с такими преимуществами, как:

- производственные линии (сборка) могут быть сокращены или даже могут исчезнуть для многих небольших производств;
- процесс регионализации — производство может располагаться близко к основным рынкам без необходимости транспортировки товаров на большие расстояния;
- радикально увеличится разнообразие продуктов, благодаря легкой коррекции их 3D-моделей;
- потребность в хранении запасов будет уменьшена, поскольку файлы дизайна могут быть мгновенно отправлены в любую точку мира и не требуют складских помещений;
- технология оказывает менее вредное воздействие на окружающую среду, поскольку подразумевает более чистый производственный процесс с меньшим количеством отходов, и это сокращает маршруты доставки товаров, что, в свою очередь, способствует снижению выбросов, возникающих в транспортном секторе;
- 3D-печать дает возможность производить больше продукции меньшим количеством работников, что резко повышает производительность труда.



**Рис. 1.** Схема производства товара с аддитивными технологиями компаний в развитых странах [8]

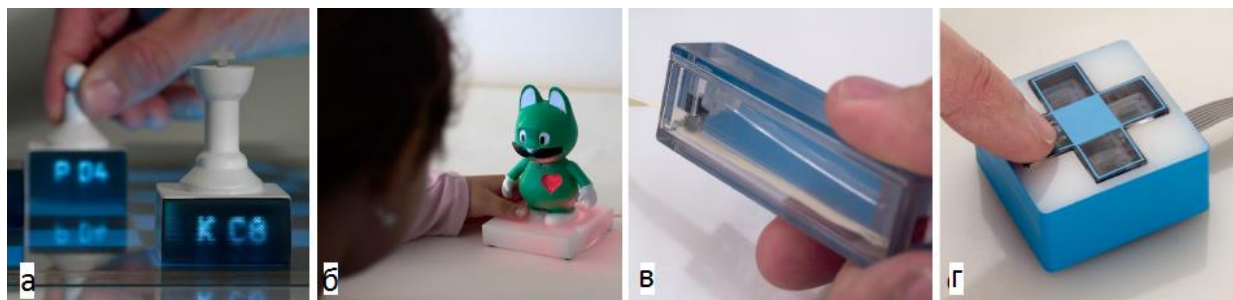
Но для отраслей промышленности, где редко требуется настройка и/или стоимость является ключевым показателем эффективности, традиционные технологии производства будут продолжать доминировать [5]. Как отмечают Holweg [6] и Bogers [7], аддитивное производство вряд ли заменит традиционные производственные процессы, по крайней мере, в краткосрочной и среднесрочной перспективе, но вместо этого дополнит существующие производственные процессы, для расширения ассортимента продукции.

На рисунке 1 представлены основные этапы получения продукции по аддитивной технологии в развитых странах, таких как США, Германия, Япония [8]. Из рисунка видно, что в процессе производства от идеи до передачи товара могут участвовать 6 различных компаний, что делает эту технологию компактной и простой. Благодаря такому разделению, каждая компания занимается развитием своей отрасли и повышением квалификации своих работников на высоком уровне, делая свою часть работы максимально эффективно. Однако такое разделение не приемлемо в случае внедрения технологии в отечественных научно-производственных организациях, т. к. наличие промежуточных компаний на практике усложняет и удлиняет сам процесс производства и приводит к завышению цен, следовательно, достаточно трех компаний в участии производства товара такого типа: поставщик, производственная деятельность, совмещающая все остальные услуги, и распространение.

В европейских странах использование аддитивных технологий происходит разными способами. Например, немецкий производитель электроники Congrad начал эксперименты с зоной самообслуживания для 3D-печати в своем мюнхенском магазине [9]. Эта бизнес-модель дает клиентам возможность арендовать 3D-печатные машины и рабочие станции CAD, предоставляя им пространство для экспериментов. В более широком масштабе аренда целых машинных парков может стать привлекательным вариантом для компаний, заинтересованных в производстве небольших партий продукции [10].

Авторское право и юридические вопросы, связанные с 3D-печатной продукцией, создают серьезные проблемы, особенно если правительство решает эти юридические сложности в каждом отдельном случае в зависимости от страны [11]. Тем не менее, поскольку все больше





а — дисплеи, б — внутреннее освещение, в — датчик механических движений, г — кнопки управления

Рис 2. Приборы и элементы, изготовленные полностью с использованием аддитивных технологий

фирм и рынков начинают предлагать услуги 3D-печати, дальнейшее развитие в направлении универсальных стандартов, сертификаций и/или отраслевых руководящих принципов для аддитивного производства как услуги, безусловно, будет оправданным. Принятие 3D-печати постепенно набирает обороты. В течение следующего десятилетия и далее возрастающий спрос на услуги 3D-печати может послужить причиной перехода на серийное и массовое производство.

Хороший пример производства элементов прибора и оптических деталей с использованием аддитивной технологии показали разработчики из исследовательской компании «Дисней» под руководством Willis [12]. В статье представлены относительно сложные узлы приборов, сделанные на одном 3D-принтере: сенсор, дисплей, светоизлучающие элементы, кнопки управления (рисунок 2). Такой инновационный подход приведет к созданию быстрого, высокоточного, высоко настроенного интерактивного устройства. Оптические элементы традиционно были дорогими и непрактичными для производства. Разработчики пишут, что 3D печатные оптические элементы могут быть сконструированы и изготовлены буквально за считанные минуты за значительно меньшую стоимость, чем обычное производство, так же 3D печать позволяет создавать невозможные ранее формы.

В статье [12] описаны 4 категории получаемой техники для печатной оптики: световые трубки, внутреннее освещение, датчик механических движений, встроенные компоненты. Данные разработки доказывают, что на одном 3D-принтере можно сразу получить готовый прибор, делает процесс 3D-печати более эффективным и рентабельным.

Ранее было уже сказано, что аддитивные технологии используют разные материалы для создания изделий, поэтому для широкого понимания представлена обзорная таблица из статьи Lee [13].

Наличие аддитивных технологий эффективно и быстро помогло бы решить задачу, поставленную перед многими компаниями Ростех по расширению гражданской продукции к 2025 году, не ущемляя сектора, загруженные оборонными заказами. Из таблицы 1 следует, что большой выбор материалов для 3D-печати позволяет создавать широкий спектр продуктов гражданского назначения, например, датчики движения, датчик света, кнопки управления,

**Табл. 1.** Обзор последних разработок новых материалов для 3D-принтеров [13]

Категория	Сырье для 3D печати	Процесс по АСТМ	Применение
Цифровые и умные материалы	Полимеры с памятью формы	Фотополимеризация в ванне	Силовые приводы, датчики, ювелирные украшения, компоненты манипуляторов
Керамические материалы	УФ-отверждаемые мономеры	Фотополимеризация в ванне	Термостатические элементы
Электронные материалы	Чернила на основе наночастиц серебра		Тонкопленочные транзисторы, антенны излучения
	Электропроводящие полимеры	Струйная печать	Резисторы
	Квантовые точки		Светодиоды
Биоматериалы	Гидрогели Функциональные чернила	Экструзионная печать	
	Полилактид с техническим углеродом	Экструзионная печать	Датчики
Композитные материалы	VeroWhite Plus & angobBlack Plus	Струйная печать	Композиты, устойчивые к разрушению
	Наночастицы титаната бария с диакрилатом полиэтиленгликоля	Фотополимеризация в ванне	3D пьезоэлектрические полимеры

корпуса, термостатические элементы, материнские платы, дисплеи, манипуляторы. На данный момент в достаточно свободном доступе являются аддитивные технологии по категории биоматериалы и композитные материалы.

На примере отдела дифракционных решеток АО «НПО ГИПО» использование аддитивных технологий позволило бы решить следующие задачи:

- обеспечение доступными оправами дифракционных оптических элементов любой формы и размеров, в зависимости от рабочей зоны 3D-печати;
- снижение затрат на покупку импортных компонентов при построении оптических стендов и узлов;
- производство тары для продукции;
- модификация имеющихся приборов и стендов измерений для повышения качества и эргономичности;

Необходимо отметить, что при закрытии границ между странами, аддитивные технологии позволили бы удовлетворять спрос на многие детали. И, так как эта технология имеет достаточно свободный доступ, необходимо достаточно быстро внедрить ее в производство.

#### Список источников

- [1] Duballet, R. [Classification of building systems for concrete 3D printing](#) / R. Duballet, O. Baverel, J. Dirrenberger // Automation in Construction. — 2017. — Vol. 83. — P. 247–258R. — DOI: 10.1016/j.autcon.2017.08.018.

- [2] **Kim, H. W.** [Classification of the printability of selected food for 3D printing: Development of an assessment method using hydrocolloids as reference material](#) / H. W. Kim, H. J. Bae, H. J. Park // Journal of Food Engineerin. — 2017. — Vol. 215. — P. 23–32R. — DOI: 10.1016/j.jfoodeng.2017.07.017.
- [3] **Petrick, I. J.** [3D Printing Disrupts Manufacturing: How Economies of One Create New Rules of Competition](#) / I. J. Petrick, T. W. Simpson // Research-Technology Management. — 2013. — Vol. 56. — №6. — P. 12–16. — DOI: 10.5437/08956308X5606193.
- [4] **Conner, B. P.** [Making sense of 3-D printing: Creating a map of additive manufacturing products and services](#) / B. P. Conner, G. P. Manogharan, A. N. Martof, L. M. Rodomsky, C. M. Rodomsky, D. C. Jordan, J. W. Limperos // Additive Manufacturing. — 2014. — Vol. 1. — №4. — P. 64–76. — DOI: 10.1016/j.addma.2014.08.005.
- [5] 3D Printing comes of age in US industrial manufacturing / URL: [www.pwc.com/us/en/industrial-products/publications/assets/pwc-next-manufacturing-3d-printing-comes-of-age.pdf](http://www.pwc.com/us/en/industrial-products/publications/assets/pwc-next-manufacturing-3d-printing-comes-of-age.pdf) (15.04.2020).
- [6] The Limits of 3D Printing / URL: [hbr.org/2015/06/the-limits-of-3d-printing](http://hbr.org/2015/06/the-limits-of-3d-printing) (15.04.2020).
- [7] **Bogers, M.** Additive manufacturing for consumer-centric business models: Implications for supply chains in consumer goods manufacturing / M. Bogers, R. Hadair, A. Bilberg // Technological Forecasting and Social Change. — 2016. — Vol. 102 — P. 225–239.
- [8] **Rogers, H.** [3D printing services: classification, supply chain implications and research agenda](#) / H. Rogers, N. Baricz, K. S. Pawar // International Journal of Physical Distribution & Logistics Management. — 2016. — Vol. 46. — P. 1–23. — DOI: 10.1108/IJPDLM-07-2016-0210.
- [9] Conrad Service: 3D-Printhub / URL: [www.conrad.de/de/filialen/filialservice/3d-printhub.html](http://www.conrad.de/de/filialen/filialservice/3d-printhub.html) (15.04.2020).
- [10] **Sasson, A.** [The 3D printing order: variability, supercenters and supply chain reconfigurations](#) / A. Sasson, J. Johnson // International Journal of Physical Distribution & Logistics Management. — 2016. — Vol. 46. — P. 82–94. — DOI: 10.1108/IJPDLM-10-2015-0257.
- [11] **Van den Berg, B.** 3D Printing: Legal, Philosophical and Economic Dimensions. — T. M. C. Asser Press, The Hague, 2016. — 212 p.
- [12] **Willis, K. D. D.** Printed Optics: 3D Printing of Embedded Optical Elements for Interactive Devices / K. D. D. Willis, E. Brockmeyer, S. E. Hudson, I. Poupyrev // UIST'12, October 7–10, 2012, Cambridge, Massachusetts, USA.
- [13] **Lee, J.-Y.** [Fundamentals and applications of 3D printing for novel materials](#) / J.-Y. Lee, J. An, C. K. Chua // Applied Materials Today. — 2017. — Vol. 7 — P. 120–133. — DOI: 10.1016/j.apmt.2017.02.004.

## 28. Контроль орбитального углового момента на основе трехмерных свойств спиральных фазовых пластин для длин волн инфракрасного диапазона

*В. В. Подлипов<sup>1,2</sup>, С. Г. Волотовский<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Институт систем обработки изображений Российской академии наук — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

В работе исследуются спектральные свойства спиральных фазовых пластинок (СФП), производящих пучки с орбитальным угловым моментом (ОУМ). Для вычисления результирующего ОУМ используется метод измерения всего двух максимальных коэффициентов разложения. Изготовлена СФП, дающая единичный ОУМ на длине волны 1500 нм. На основе корреляционного метода проведены качественные экспериментальные исследования изменений формируемого ОУМ при изменении рабочей длины волны. Получено согласование экспериментальных результатов с результатами численного моделирования.

*Ключевые слова:* Орбитальный угловой момент, Спиральная фазовая пластинка, Инфракрасный диапазон.

*Цитирование:* Подлипов, В. В. Контроль орбитального углового момента на основе трехмерных свойств спиральных фазовых пластин для длин волн инфракрасного диапазона / В. В. Подлипов, С. Г. Волотовский // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 171–175.

### Введение

Пучки, обладающие орбитальным угловым моментом (ОУМ), вот уже более 30 лет являются темой многочисленных исследований. Основные достижения и проблемы в области применений вихревых пучков за это время рассмотрены в обзоре [1]. Формированию и исследованию как скалярных, так и векторных пучков, переносящих ОУМ, посвящен обзор [2]. Кроме того существует задача исследования свойств СФП, контроль и оценка качества. При этом одним из объектов исследования являются спектральные свойства как СФП [3], так и вилкообразных решеток [4], также производящих пучки с ОУМ. Метод [5] основан на прецизионном измерении расстояний между интерференционными полосами, что вызывает некоторые трудности, особенно в условиях низкого контраста полос интерферограммы.

Известны методы измерения ОУМ, основанные только на использовании цилиндрической линзы, которая вносит в пучок астигматическое искажение [6], позволяющее определить не только знак и порядок вихревой сингулярности, но и поляризационное состояние пучка. В настоящей работе с применением этого метода проведены исследования изготовленной для длины волны 1500 нм СФП в спектральном диапазоне от 400 нм до 1600 нм. Изменение

длины волны обеспечивалось перестройкой лазера без изменений оптической схемы. Подтверждено кратное изменение ОУМ для соответствующего кратного изменения длины волны.

### 1. Изменение порядка ОУМ при изменении длины волны

Рассмотрим формирование вихревого пучка с использованием спиральной фазовой пластинки, рельеф которой описывается функцией

$$h_{SPP}(x, y) = h_{\max} \frac{\arctg(y/x)}{2\pi}, \quad (1)$$

где  $h_{\max}$  — максимальная высота микрорельефа.

Как правило, SPP изготавливают так, чтобы  $h_{\max}$  соответствовало длине волны  $\lambda_0$  используемого лазерного излучения.

$$h_{\max}(\lambda_0) = \frac{\lambda_0}{n(\lambda_0) - 1}, \quad (2)$$

где  $n(\lambda_0)$  — показатель преломления материала для  $\lambda_0$ , в котором изготавливается оптический элемент.

Комплексная функция пропускания оптического элемента (1) при освещении его лазерным излучением с произвольной длиной волны  $\lambda$  описывается следующим выражением:

$$\tau(x, y) = \exp\left(i2\pi \frac{h(x, y)}{h_{\max}(\lambda)}\right) = \exp\left(i \frac{h_{\max}(\lambda_0)}{h_{\max}(\lambda)} \varphi\right) \approx \exp\left(i \frac{\lambda_0}{\lambda} \varphi\right) = \exp(i\mu\varphi), \quad (3)$$

где  $\mu = \lambda_0/\lambda$  соответствует порядку формируемого вихревого пучка.

Таким образом, возможно формирование вихревых пучков с дробным ОУМ  $\mu$ , в случае отличия высоты рельефа от расчетной для заданной длины волны.

В таблице 1 приведены результаты численного моделирования формирования поля (11) SPP, изготовленной для  $\lambda_0 = 1500$  нм в материале с показателем преломления  $n(\lambda_0) = 1,435$  (высота  $h_{\max}(\lambda_0) = 3070$  нм), но освещаемой излучением с различной длиной волны. Фокусное расстояние  $f = 100$  мм, радиус оптического элемента  $R = 1$  мм, освещающий пучок имел Гауссово распределение с радиусом перетяжки 0,5 мм.

Фазовую функцию спиральной пластинки с дробным зарядом  $\mu$  (3) можно представить в виде комбинации фазовых функций, соответствующих целым зарядам, используя ряд Фурье:

$$\exp(i\mu\varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \exp(im\varphi). \quad (4)$$

Вычислив коэффициенты ряда Фурье для пучка, можно определить величину ОУМ.

В работе [45] для вычисления значения  $\mu$  предлагалось использовать три произвольных коэффициента и аппроксимировать их распределение параболой.

В данной работе мы рассматриваем более простой способ вычисления  $\mu$ , используя модули двух максимальных соседних коэффициентов

Табл. 1. Результаты моделирования для СФП  $\lambda_0 = 1500$  нм

$\mu = \lambda_0/\lambda$	Распределение в фокальной плоскости (интенсивность и фаза)	Амплитуды коэффициентов разложения	Вычисленное значение $\mu$ по (8) и (10) (погрешность в скобках)
$\mu = 0,6$ $\lambda = 1500$ нм			$\mu_N = 0,817$ (36,1%) $\mu_\delta = 0,714$ (19%)
$\mu = 1$ $\lambda = 900$ нм			$\mu_N = 0,999$ (0,1%) $\mu_\delta = 0,994$ (0,6%)
$\mu = 1,5$ $\lambda = 600$ нм			$\mu_N = 1,67$ (11,3%) $\mu_\delta = 1,56$ (4%)
$\mu = 1,8$ $\lambda = 500$ нм			$\mu_N = 1,98$ (10%) $\mu_\delta = 1,84$ (2,2%)
$\mu = 2,25$ $\lambda = 400$ нм			$\mu_N = 2,19$ (2,6%) $\mu_\delta = 2,28$ (1,3%)

## 2. Экспериментальные исследования

СФП была изготовлена методом прямой лазерной записи на станции круговой лазерной записи CLWS-2014. Запись осуществлялась в слое позитивного фоторезиста ФП-3535 толщиной 6 мкм, который был предварительно нанесен на кварцевую подложку методом центрифугирования. Оптическая схема для измерений корреляционным методом значений ОУМ на разных длинах волн приведена на рисунке 1. Изменение длины волны осуществляется за счет перестройки лазера Nt-242. Выходящий из лазера световой пучок эллиптической формы расширяется и ограничивается до сходящегося круглого пучка с начальным диаметром 10 мм и

фокусным расстоянием 0,7 м. В сходящемся пучке установлены как SPP, так и корреляционный фильтр. CCD, установленная в фокальной плоскости, позволяет наблюдать в соответствующих дифракционных порядках корреляционные максимумы для различных значений ОУМ.

Распределения интенсивности, полученные в плоскости установки CCD для различных длин волн, приведены на рисунке 2.

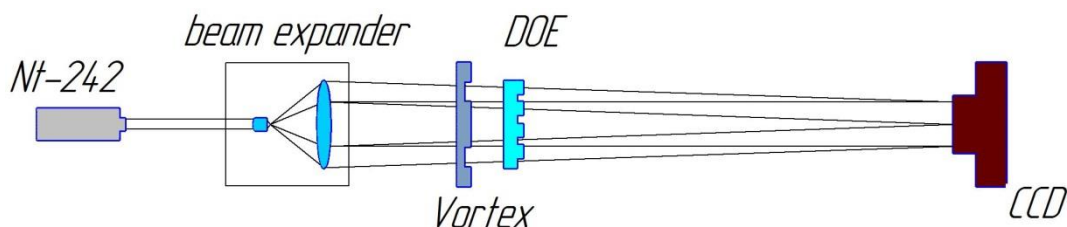


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента

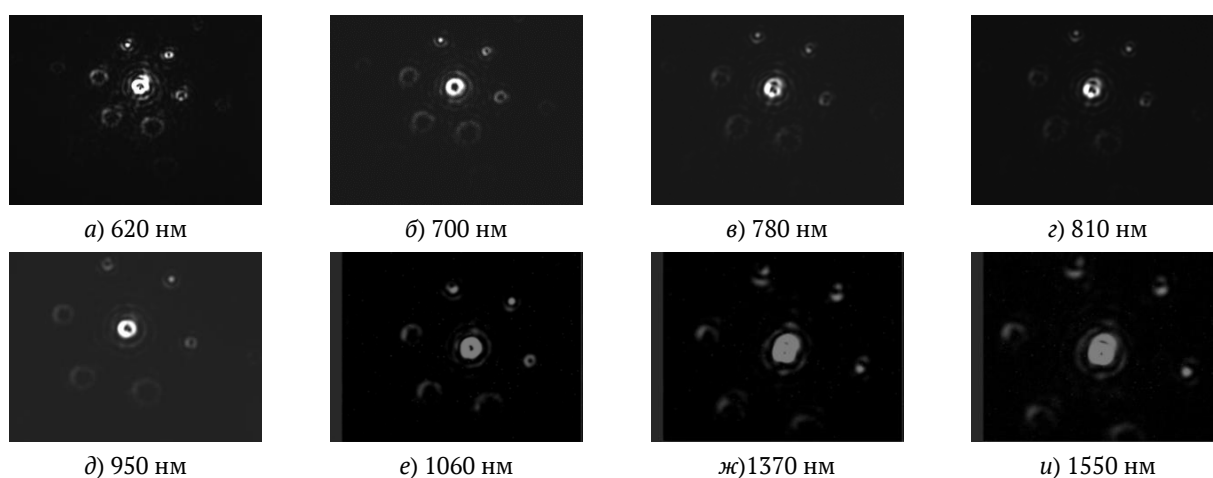


Рис. 2. Распределения интенсивности в фокальной плоскости при различных длинах волн с использованием элемента с высотой ступеньки 3,2 мкм

### Заключение

Проведенное исследование посвящено спектральным свойствам СФП. В работе предложен и реализован новый подход к вычислению результирующего ОУМ на основе измерения всего двух максимальных коэффициентов разложения, дающий меньшую погрешность по сравнению с традиционным методом. Предложенный метод вычисления ОУМ обеспечил возможность применения корреляционного метода измерения с помощью многоканального ДОЭ, обладающего ограниченным числом порядков. С помощью перестраиваемого лазера и корреляционного фильтра проведено экспериментальное исследование изменения ОУМ в зависимости от длины волны.

### Благодарность

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант №18-29-20045) в части формирования спиральной фазовой пластинки проведения эксперимента и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (МК-1797.2019.2) в рамках выполнения работ по Государственному заданию

ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части расчета ДОЭ для выделения корреляционных пиков.

#### Список источников

- [1] **Shen, Y.** [Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities](#) / Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, C. Min, X. Fu, Q. Liu, ...X. Yuan // *Light: Science & Applications*. — 2019. — Vol. 8. — № 1. — P. 1–29. — DOI:10.1038/s41377-019-0194-2.
- [2] **Pachava, S.** [Generation and decomposition of scalar and vector modes carrying orbital angular momentum: a review](#) / S. Pachava, R. Dharmavarapu, A. Vijayakumar, S. Jayakumar, A. Manthalkar, A. Dixit, N. K. Viswanathan, B. Srinivasan, S. Bhattacharya // *Optical Engineering*. — 2019. — Vol. 59. — № 4. — P. 041205. — DOI:10.1117/1.OE.59.4.041205.
- [3] **Khonina, S. N.** Diffraction patterns with mth order symmetry generated by sectional spiral phase plates / S. N. Khonina, A. P. Porfirev, A. V. Ustinov // *Journal of Optics*. — 2015. — Vol. 17. — № 12. — P. 125607.
- [4] **Porfirev, A.** [Efficient generation of arrays of closed-packed high-quality light rings](#) / A. Porfirev, S. Khonina, Y. Azizian-Kalandaragh, M. Kirilenko // *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*. — 2019. — Vol. 37. — P. 100736. — DOI:10.1016/j.photonics.2019.100736.
- [5] **Fang, Y.** Fractional-topological-charge-induced vortex birth and splitting of light fields on the submicron scale / Y. Fang, Q. Lu, X. Wang, W. Zhang, L. Chen // *Physical Review A*. — 2017. — Vol. 95. — № 2. — C. 023821.
- [6] **Khonina, S. N.** Astigmatic Bessel laser beams / S. N. Khonina, V. V. Kotlyar, V. A. Soifer, K. Jefimovs, P. Paakkonen, J. Turunen // *Journal of Modern optics*. — 2004. — Vol. 51. — № 5. — P. 677-686.



IV. Голограммные  
и дифракционные  
оптические элементы,  
компьютерносинтезир  
ованные голограммы,  
метаматериалы и  
плазмонные структуры

## 29. Формирование дифракционных микроструктур в тонких пленках карбазолсодержащего азополимера

*Н. А. Ивлиев, В. В. Подлипнов, С. Н. Хонина*

<sup>1</sup> Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

В работе проводится экспериментальное и теоретическое исследование формирования дифракционных микроструктур в тонких пленках карбазолсодержащего азополимера. Запись микроструктур происходила однопучковой записью сфокусированным излучением линейно-поляризованного лазера с длиной волны 405 нм. В процессе записи изменялась интенсивность и длительность излучения. Сформированные поверхностные микроструктуры измерялись сканирующим зондовым микроскопом. Изображения этих микроструктур приведены. Для оценки сил действующих на молекулы азополимера использовался расчет плоскости силы, зависящей от поляризации излучения.

*Ключевые слова:* Азополимер, Оптические силы, Оптическая запись материалов.

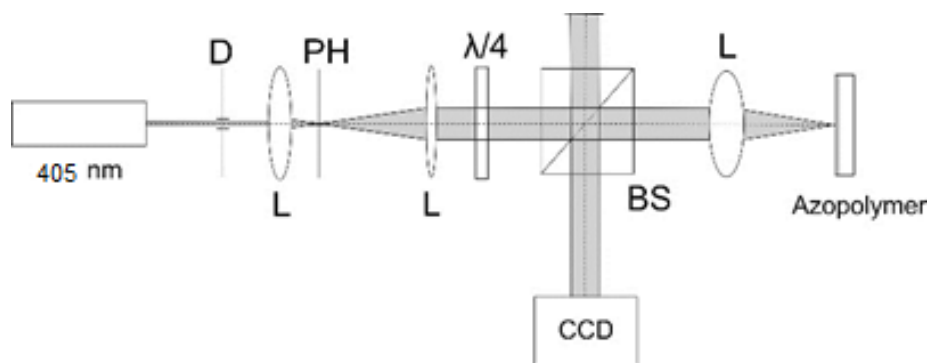
*Цитирование:* Ивлиев, Н. А . Формирование дифракционных микроструктур в тонких пленках карбазолсодержащего азополимера / Н. А. Ивлиев, В. В. Подлипнов, С. Н. Хонина // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 177–180.

### Введение

Одним из перспективных подходов в реализации управляемых дифракционных оптических элементов является применение азополимерных материалов, отличительная особенность которых от других фоточувствительных полимеров является обратимая трансцисфотомеризация азохромофоров, сопровождаемая молекулярной переориентацией, что позволяет динамически изменять распределение его амплитудно-фазового пропускания.

В настоящее время разработаны методы записи на различных азополимерных материалах как периодических голографических структур так одиночных микронеровностей, массив из которых может реализовывать кодирование заданного амплитудно-фазового распределения. Ключевым для реализации такой технологии является исследование свойств и создание моделей, описывающих поведение азополимерных материалов под воздействием оптического излучения. Не смотря на то, что первоначальные исследования были сделаны уже в 70–80-х годах [1, 2] в настоящий момент интерес к таким материалам продолжает расти в связи с потенциальным перспективным применением их в области создания оптически управляемых оптических элементах [3].

Для создания физических моделей описывающих поведение оптически управляемых структур на основе азополимеров важно исследование химической технологии изготовления



**Рис. 1.** Оптическая установка для формирования микроструктур в пленках азополимера гауссовыми пучками

полимера, исследование взаимодействия оптического поля и сил приводящих к подвижности полимера, исследование кинетики процессов формирования рельефа, релаксационных свойств и деградации свойств со временем [4, 5].

В работе [6] нами также исследовались процессы формирования микрорельефа под воздействием лазерного пучка длиной волны 532 нм в пленке азополимера, полученного сополимеризацией органического полупроводника poly-n-ерохурпроyl carbazole с азокрасителем Disperse Orange 3 [7]. Полученные микроструктуры отличаются сложной формой и характеризуются нелинейной зависимостью высоты от дозы излучения. Процессы массопереноса в этом случае трудно поддаются физико-математическому описанию, что объясняется наличием эффектов поглощения как самого материала, так и азохромофорной группы при такой длине волны [8]. Поэтому в настоящей работе исследовалось формирование микроструктур под воздействием лазерного пучка длиной волны 405 нм. При такой длине волны лазера азохромофорная группа имеет максимальное поглощение, тогда как поглощением карбазольной основы можно пренебречь.

### 1. Методика эксперимента

В экспериментальных исследованиях был использован одномодовый лазер с линейной поляризацией с длиной волны 405 нм. Управление интенсивностью осуществлялось плавно с шагом 0,1 мВт. Лазерное излучение, проходя через диафрагму D, расширялось коллиматором, состоящим из двух линз L и пинхола PH. Четвертьволновая пластина  $\lambda/4$  применялась для управления состоянием поляризации пучка. Для управления положением сфокусированного на образце лазерного пятна был использован делитель пучка и высокоскоростная камера.

Образец помещался в фокусе линзы, где осуществлялась запись единичных микронеровностей воздействием лазерных пучков с линейной поляризацией. Время записи изменялось в диапазоне 5–60 с.

После записи сформированный микрорельеф измерялся с помощью сканирующего зондового микроскопа NT-MDT Solver Pro-M.

Изображения поверхностного микрорельефа, образованные в результате воздействия сфокусированных гауссовых пучков с эллиптической поляризацией, показаны на рисунке 2.

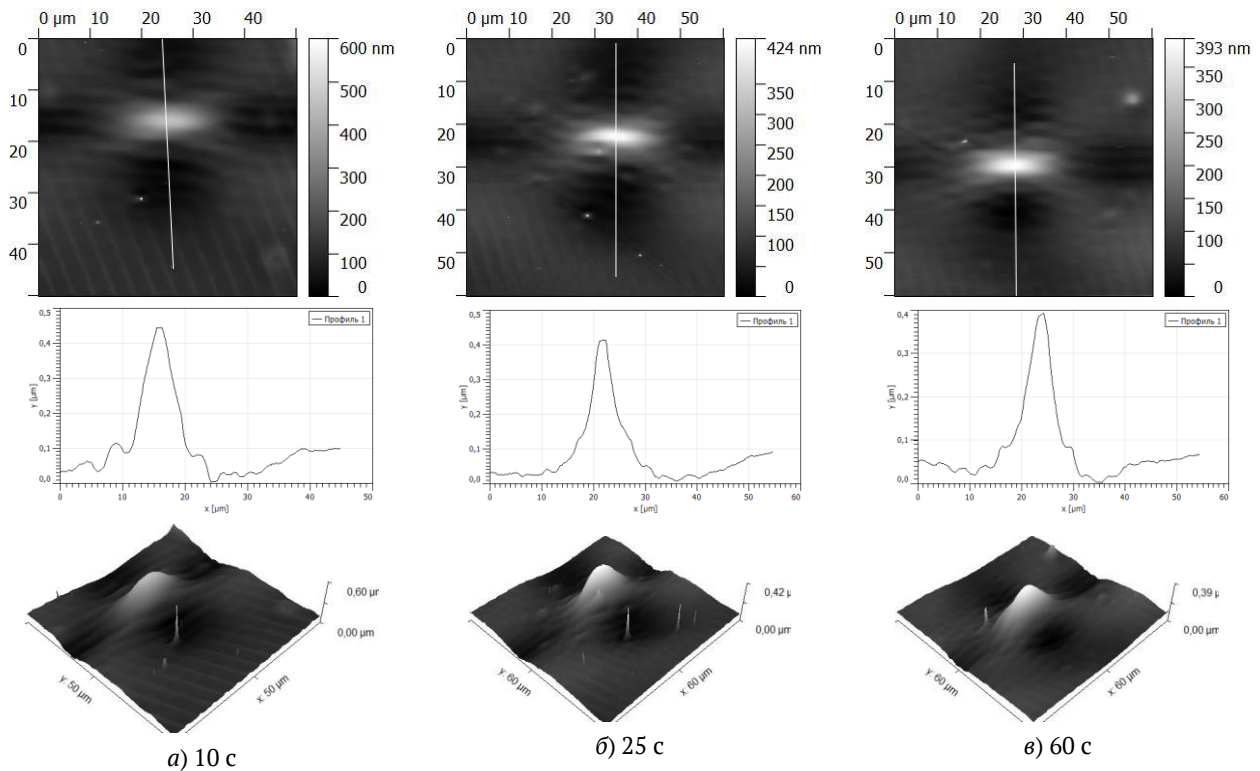


Рис. 2. Микроструктуры, полученные воздействием линейно-поляризованного лазерного пучка при разном времени облучения

Табл. 2. Плотность силы с учетом поляризационного состояния для парааксиального Гауссова пучка

Тип поляризации	Плотность силы (24) $ F_{px} ,  F_{py} ,  F_{pz} ,  F_p $	Дивергенция $\text{Re}(\nabla \mathbf{F}_p)$	Ротор $ \nabla \times \mathbf{F}_p $
Линейная x-поляризация			
Линейная y-поляризация			
Круговая поляризация			

## 2. Результаты исследования

Результаты формирования микроструктур, полученные воздействием линейно-поляризованного лазерного пучка мощностью 6,8 мВт при различном времени облучении представлены на рисунке 2а–2в.

Как видно в фокусе линзы под воздействием лазерного излучения с линейной поляризацией происходит формирование выпуклостей выше среднего уровня высоты полимера, тогда как в областях вблизи этого возвышения образуются 4 углубления.

Для анализа происходящего нами также ранее было проведено исследование, которое подробно описано в работе [9]. В таблице 1 приведены результаты этого моделирования для описания сил действующий на молекулы азополимера.

### Заключение

В работе проведены исследования формирования микрорельефа однопучковой записью сфокусированным лазерным излучением на длине волны 405 нм. Были проведены исследования сформированного микрорельефа, а также оценка влияния оптических сил. Сформированные структуры хорошо описываются распределением в области фокуса суперпозиции дивергенции и ротора плотности силы.

### Благодарность

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант № 18-07-01470) в части формирования структуры на поверхности азополимера.

### Список источников

- [1] **Blair, H. S.** Photoresponsive effects in azo polymers / H. S. Blair, H. I. Pague, J. E. Riordan // *Polymer*. — 1980. — Vol. 21. — № 10. — P. 1195–1198.
- [2] **Laverty, J. J.** Poly (vinyl chloride)–poly (ethylene oxide) block copolymers: Synthesis and characterization / J. J. Laverty, Z. G. Gardlund // *Journal of Polymer Science: Polymer Chemistry Edition*. — 1977. — Vol. 15. — № 8. — P. 2001–2011.
- [3] **Yager, K. G.** All-optical patterning of azo polymer films / K. G. Yager, C. J. Barrett // *Current opinion in solid state and materials science*. — 2001. — Vol. 5. — № 6. — P. 487–494.
- [4] **Oscurato, S. L.** Light-driven wettability tailoring of azopolymer surfaces with reconfigured three-dimensional posts / S. L. Oscurato, F. Borbone, P. Maddalena, A. Ambrosio // *ACS applied materials & interfaces*. — 2017. — Vol. 9. — № 35. — C. 30133–30142.
- [5] **Meshalkin, A.** Direct photoinduced surface relief formation in carbazole-based azopolymer using polarization holographic recording / A. Meshalkin, S. Robu, E. Achimova, A. Prisacar, D. Shepel, V. Abaskin, G. Triduh // *Journal of optoelectronics and advanced materials*. — 2016. — Vol. 18. — № 9–10. — P. 763–768.
- [6] **Подлипнов, В. В.** [Исследование фотоиндуцированного формирования микроструктур на поверхности карбазолсодержащего азополимера в зависимости от плотности мощности освещающего пучка](#) / В. В. Подлипнов, Н. А. Ивлиев, С. Н. Хонина, Д. В. Нестеренко, В. С. Васильев, Е. А. Акимова // *Компьютерная оптика*. — 2018. — Vol. 42. — № 5. — P. 779–785. — DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-779-785.
- [7] **Andries, A.** Application of carbazole-containing polymer materials as recording media / A. Andries, V. Abaskin, E. Achimova, A. Meshalkin, A. Prisacar, S. Sergheev, L. Vlad // *Physica status solidi (A)*. — 2011. — Vol. 208. — № 8. — P. 1837–1840.
- [8] **Wu, Y.** Three-Dimensional Manipulation of an Azo Polymer Liquid Crystal with Unpolarized Light / Y. Wu, T. Ikeda, Q. Zhang // *Advanced Materials*. — 1999. — Vol 11. — № 4. — C. 300–302.
- [9] **Хонина, С. Н.** Анализ характеристик параксиальных векторных гауссовых пучков, влияющих на формирование микроструктур в азополимере / С. Н. Хонина, С. И. Харитонов, С. Г. Волотовский, В. В. Подлипнов, Н. А. Ивлиев // *Компьютерная оптика*. — 2019. — Vol. 43. — № 5.

## 30. Концепция композитных голограммных оптических элементов

Э. Р. Муслимов<sup>1</sup>, Н. К. Павлычева<sup>1</sup>, И. А. Гуськов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

<sup>2</sup> АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

В настоящей работе предлагается концепция голограммного оптического элемента нового типа. Такой оптический элемент будет представлять собой голограмму, записываемую путем стыковки нескольких элементарных полей. При этом в каждом элементарном поле изменяются следующие параметры: глубина профиля штриха или амплитуда модуляции показателя преломления; форма профиля штриха или полосы; частота штрихов/полос; кривизна штрихов/полос и параметры неравномерности их периода. У полученного композитного элемента такие характеристики как дифракционная эффективность, спектральная и угловая селективность, поляризационные, дисперсионные и абберационные свойства могут контролироваться локально. Использование подобных элементов позволит создавать новые оптико-электронные приборы с улучшенными характеристиками. Некоторые преимущества подобного элемента показаны на примере схемы спектрографа для видимого диапазона 400–800 нм.

*Ключевые слова:* Изображающие оптические системы, Физические голограммы, Технология записи, Интерферометрия со сшиванием полей, Высокая апертура, Широкое поле зрения.

*Цитирование:* Муслимов, Э. Р. Концепция композитных голограммных оптических элементов / Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева, И. А. Гуськов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 181–189.

### Введение

В любой изображающей оптической системе наблюдается изменение основных оптических характеристик в пространстве — как по полю зрения, так и по апертуре. Это свойство справедливо для различных по физической природе характеристик: увеличения, геометрических aberrаций, потерь на отражение на поверхностях, потерь излучения из-за поглощения и рассеяния в материале оптических деталей, дифракционной эффективности. Изменение указанных характеристик ограничивает создание оптических систем с высокой светосилой, широким полем зрения, в некоторых случаях сужает рабочий спектральный диапазон системы и, в целом, препятствует повышению ключевых функциональных показателей оптических систем, например, разрешающей способности и чувствительности. С другой стороны, одновременное повышение перечисленных характеристик по апертуре и полю зрения неизбежно требует увеличения свободных коррекционных параметров и возможности их локального изменения для разных точек апертуры/поля зрения. Количество свободных коррекционных параметров ограничено рядом факторов:

– Поскольку снижение оптических характеристик обусловлено различными физическими эффектами, одновременная коррекция нескольких характеристик требует использования различных физических принципов.

– Технологии изготовления оптических деталей имеют ограничения, в частности, условия осевой или плоскостной симметрии оптических поверхностей, пределы точности контроля оптических поверхностей и деталей, пределы точности сборки и юстировки.

– Даже в случае, если коррекция некоторой оптической характеристики возможна физически и технологически, поиск оптимального технического решения ограничен возможностями существующих алгоритмов расчета и оптимизации и их программной реализации. С ростом числа свободных параметров влияние данного фактора резко возрастает.

Необходимость повышения оптических характеристик изображающих систем по полю зрения и апертуре вступает в противоречие с перечисленными ограничивающими факторами. В рамках настоящего исследования рассматриваются перспективы преодоления указанных противоречий за счет развития нового типа голограммных элементов.

### **1. Базовые технологии**

Решить сформулированную выше проблему для достаточно обширной группы оптических и оптико-электронных приборов можно, опираясь на интегральное применение нескольких известных и развивающихся технологий:

1. Голограммные оптические элементы. Оптическая голография по определению является интерферометрическим методом регистрации когерентной электромагнитной волны, дифрагированной на объекте [1]. В контексте настоящего исследования это также мощный метод создания оптических компонентов с заданными свойствами. Голограммный оптический элемент (ГОЭ) может формировать изображение или волновой фронт заданной произвольной формы, выполнять функции рассеивателя или поляризатора. Среди существующих типов ГОЭ важно выделить следующие группы:

1а. Физические голограммы. ГОЭ может быть представлен и фактически изготовлен путем регистрации на фоточувствительном слое интерференционной картины от двух волновых фронтов. Как правило, при таком подходе схема записи голограммы сравнительно проста, а параметры записи и воспроизведения связаны непосредственно.

Примером могут служить изобразительные голограммы или голограммные дифракционные решетки, используемые в спектральных приборах [2].

1б. Синтезированные голограммы, получаемые методом прямой записи лазерным пучком. С другой стороны, ГОЭ, рассчитанный как интерференционная картина, на стадии производства может рассматриваться как система полос или штрихов, каждый из которых может быть сформирован отдельно. Например, он может быть записан с помощью лазерного источника, в режиме, когда узкий лазерный луч формирует штрихи один за другим. Примерами данного подхода могут быть синтезированные голограммы [3] и голограммные решетки [4].

В обоих случаях возможно создание ГОЭ со сложной формой штрихов.

2. Переменная глубина штриха дифракционного элемента. Рельефно-фазовые отражательные решетки с непрерывно изменяющейся глубиной штриха используются в некоторых спектральных приборах [5]. Такое техническое решение позволяет регулировать дифракционную эффективность по всей площади элемента, тем самым увеличивая общую эффективность или позволяя построить систему сканирования.

3. Интерферометрия со сшиванием полей. Эта технология используется, например, при контроле оптических элементов, когда сложная оптическая поверхность должна измеряться с высокой точностью [6, 7]. Точность этого метода ограничена главным образом размером элементарного поля и количеством сшиваемых кадров. В контексте решаемой задачи данный метод предлагается использовать для формирования сложной интерференционной картины путем сшивания нескольких элементарных полей.

4. Новые голографические материалы. Недавно был разработан и успешно испытан ряд новых материалов для голографии. Среди других преимуществ некоторые из этих новых материалов обладают известным и точно калибруемым откликом на экспозицию и требуют меньше этапов последующей обработки. Например, новые фотополимеры для объемной голографии характеризуются воспроизводимостью зависимости модуляции показателя преломления от экспозиции [8, 9].

Следовательно, с использованием такого материала можно изготовить ГОЭ с заданной амплитудой модуляции показателя преломления. Это означает, что такими свойствами, как положение, ширина и форма кривой дифракционной эффективности, можно управлять.

5. Активная и адаптивная оптика. Технологии активной оптики, например, деформируемые зеркала или пространственные модуляторы света (SLM, spatial light modulator) используются для коррекции aberrаций высоких порядков. В контексте данного исследования они могут быть применены для создания записывающего волнового фронта при изготовлении ГОЭ. Подобное использование было показано еще в [10] и иногда называется записью голограммной решетки второго поколения.

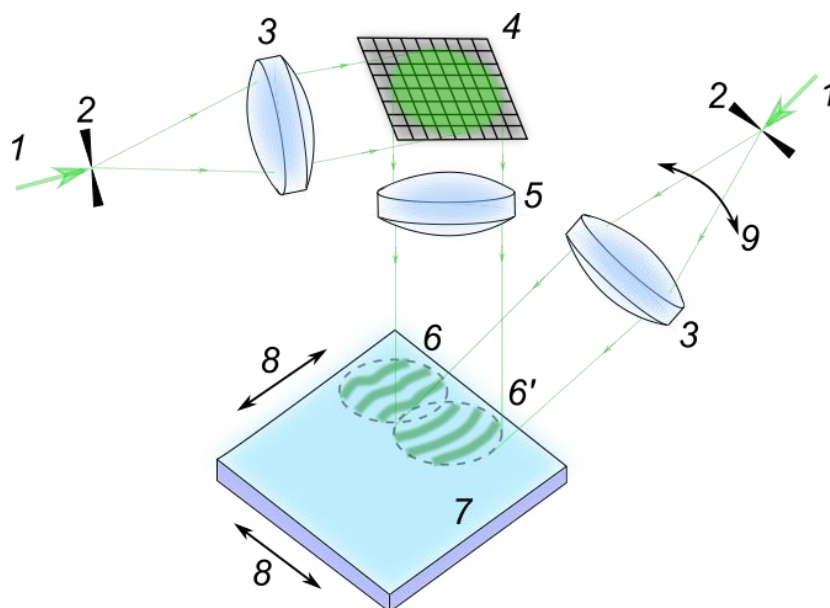
## **2. Концепция технологии композитных голограммных элементов**

В рамках данного исследования рассматривается возможность развития и комплексного применения перечисленных технических решений и технологий для создания нового типа голограммных оптических элементов и оптических систем на их основе. Подобный элемент объединит преимущества указанных выше технологий и позволит значительно увеличить число коррекционных параметров, и, как следствие, повысить основные оптические характеристики изображающих систем.

Предлагаемые голограммные оптические элементы будут представлять собой голограммы, записываемые путем стыковки нескольких элементарных полей. Голограмма может быть объемно-фазовой или рельефно-фазовой. При этом в каждом элементарном поле изменяются следующие параметры:

- глубина профиля штриха или амплитуда модуляции показателя преломления,





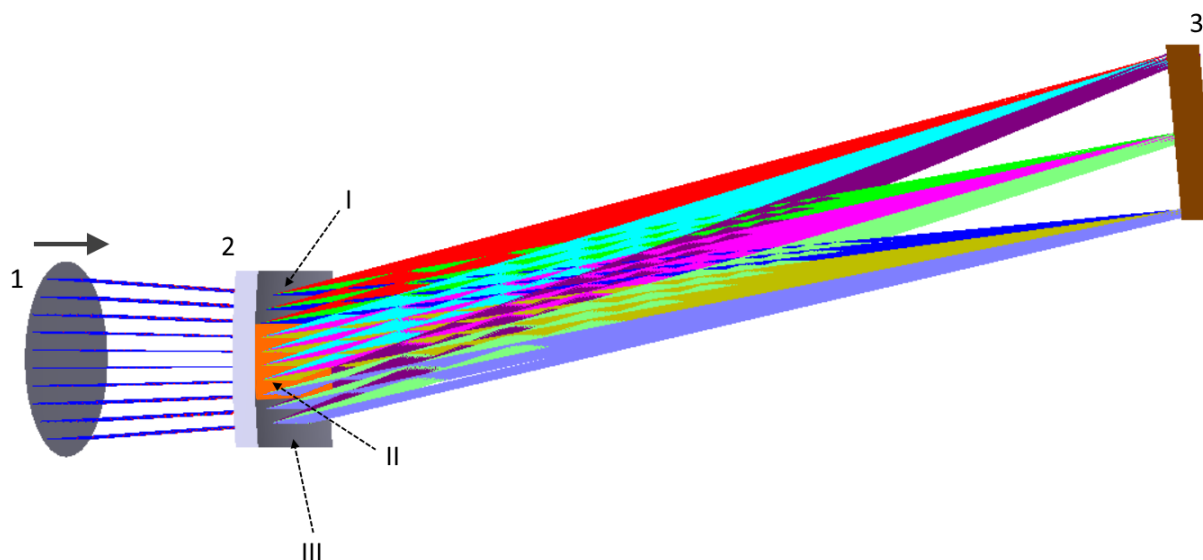
1 — пучок лазера, 2 — точечная диафрагма, 3 — коллиматор, 4 — деформируемое зеркало/пространственный модулятор света, 5 — вспомогательная проекционная ОС, 6 и 6' — элементарные поля записываемой голограммы, 7 — подложка, 8 — система механической развертки, 9 — поворотный механизм

**Рис. 1.** Принципиальная схема записи композитного голографического элемента

- форма профиля штриха или полосы,
- частота штрихов/полос,
- кривизна штрихов/полос и параметры неравномерности их периода.

Следовательно, такие параметры элемента, как дифракционная эффективность, спектральная селективность, угловая селективность, поляризационные, дисперсионные и аберрационные свойства могут контролироваться локально. Здесь и далее предлагаем называть такой оптический элемент композитным голограммным оптическим элементом КГОЭ.

Вариант принципиальной схемы записи КГОЭ представлен на рисунке 1. Излучение лазера 1 проходит через точечные диафрагмы 2 и коллимируется объективами 3. В одном из плечей интерференционной установки располагается устройство для управления волновым фронтом — деформируемое зеркало или пространственный модулятор света 4. Также, могут использоваться вспомогательные оптические элементы 5. Пучки, сформированные с их помощью, интерферируют, образуя картину штрихов в элементарном поле 6, которая регистрируется на подложке с фоточувствительным слоем 7. С помощью механизма развертки 8 интерференционная картина последовательно приводится на различные участки подложки. При этом за счет изменения профиля модулятора света изменяется картина штрихов и аберрационные свойства решетки в каждом из элементарных полей. С помощью поворотного механизма 9 могут изменяться углы наклона в схеме записи и, следовательно, частота штрихов и их наклон. Изменение времени экспозиции и/или мощности излучения при записи каждого элементарного поля позволит изменить параметры формируемой голографической структуры и ее дифракционную эффективность.



1 — падающее излучение, 2 — КГОЭ (I, II и III — элементарные поля), 3 — плоскость регистрации спектра

**Рис. 2.** Оптическая схема спектрографа с КГОЭ

### 3. Пример оптической схемы спектрографа

В качестве демонстрации некоторых преимуществ предложенного подхода рассмотрим оптическую схему спектрографа с плоским полем на основе вогнутой пропускающей голограммной решетки. Подобная схема с решеткой, записываемой двумя точечными источниками, была подробно рассмотрена в [11].

Схема работает в спектральном диапазоне 400–800 нм и имеет эквивалентное относительное отверстие 1 : 5. Она состоит из единственного оптического элемента — вогнутой пропускающей решетки, устанавливаемой в сходящемся пучке в нормальном падении. Расстояние от поверхности решетки до фокуса пучка (мнимой входной щели) составляет 200 мм. Рассматривается случай работы с входной щелью высотой 10 мм. Решетка наносится на вогнутой поверхности концентрического мениска с радиусом 200 мм. Мениск имеет толщину по оси 5 мм и выполнен из стекла К8. В качестве исходной конфигурации используем схему с решеткой, записываемой двумя точечными источниками с координатами (204,5 мм; 12°15′) и (200,7 мм; 2°2′) на длине волны 441,6 нм. При этом центр изображения спектра имеет координаты (204,9 мм; 13°53′), а его длина 34,1 мм.

При модификации данной схемы будем рассматривать композитную голограммную решетку, состоящую из трех элементарных полей размером 6 × 18 мм, смещенных относительно друг друга в меридиональной плоскости. Каждое из элементарных полей записывается в схеме подобной представленной на рисунке 1. Для формирования aberrированного волнового фронта используется деформируемое зеркало диаметром 35 мм, форма поверхности которого описывается стандартными полиномами Цернике  $Z_4 - Z_{15}$ . В обеих ветвях интерферометра записи предусмотрено изменение угла падения. Дополнительные оптические элементы для формирования волнового фронта не используются.

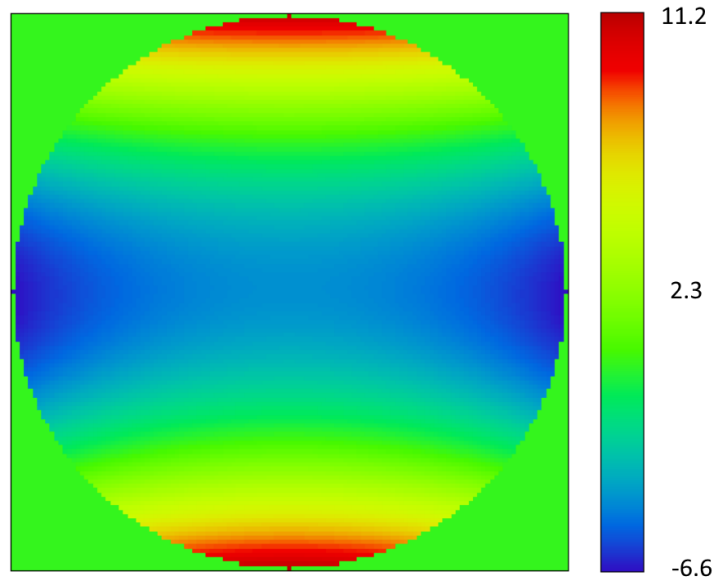


Рис. 3. Стрелка прогиба вспомогательного деформируемого зеркала (в мкм)

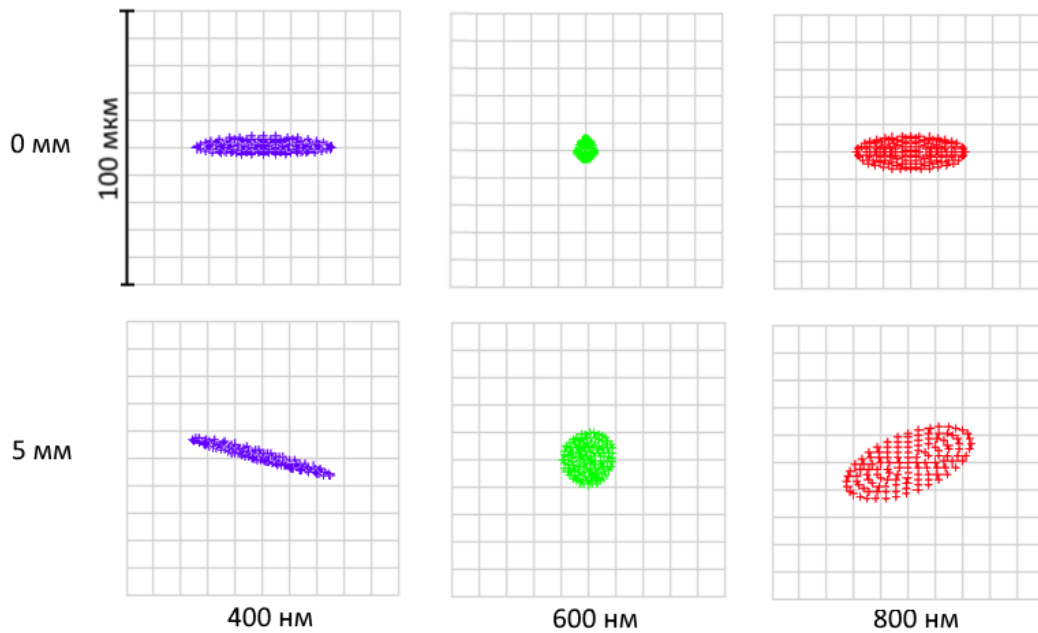


Рис. 4. Точечные диаграммы спектрографа с КГОЭ

Полученная оптическая схема приведена на рисунке 2.

Далее для каждого из элементарных полей проводится численная оптимизация геометрических aberrаций. Свободными параметрами являются коэффициенты, описывающие форму деформируемого зеркала и углы падения. В качестве ограничений указывается совпадение центров изображений, формируемых каждым из элементарных полей, а также сохранение линейной дисперсии.

Профиль деформируемого зеркала для записи центрального элементарного поля, найденный в результате оптимизации, показан на рисунке 3.

**Табл. 1.** Аберрации схемы спектрографа с КГОЭ

$m$ , мм	$M$ , мм	$\lambda = 600$ нм, $y' = 0$ мм		$\lambda = 400$ нм, $y' = -16,07$ мм		$\lambda = 800$ нм, $y' = 15,97$ мм	
		$\Delta y'$ , мкм	$\Delta z'$ , мкм	$\Delta y'$ , мкм	$\Delta z'$ , мкм	$\Delta y'$ , мкм	$\Delta z'$ , мкм
-8,5	0	29,1	0	43,3	0	56,7	0
8,5	0	41,6	0	-23,2	0	-64,5	0
0	8,5	2,8	28,3	3,5	247,7	0,3	198,6

**Табл. 2.** Аберрации исходной схемы спектрографа

$m$ , мм	$M$ , мм	$\lambda = 600$ нм, $y' = 0$ мм		$\lambda = 400$ нм, $y' = -17,35$ мм		$\lambda = 800$ нм, $y' = 16,74$ мм	
		$\Delta y'$ , мкм	$\Delta z'$ , мкм	$\Delta y'$ , мкм	$\Delta z'$ , мкм	$\Delta y'$ , мкм	$\Delta z'$ , мкм
-8,5	0	-34,4	0	42,0	0	69,2	0
8,5	0	47,9	0	-20,5	0	-78,6	0
0	8,5	3,1	31,4	3,8	275,5	0,6	221,2

Для оценки качества изображения, достигнутого в схеме, использовались точечные диаграммы и таблицы аберраций спектрографа. Точечные диаграммы для схемы с КГОЭ представлены на рисунке 4. Соответствующие им аберрации сведены в таблицу 1.

Для сравнения были рассчитаны аберрации исходной оптической схемы (таблица 2). Из сравнения результатов следует, что использование КГОЭ позволяет снизить аберрации в меридиональном сечении на величину до 18%, в сагиттальном сечении — до 10%.

Приведенные результаты демонстрируют некоторые принципы расчета и моделирования схем КГОЭ, а также потенциальные преимущества для задач коррекции аберраций на примере наиболее простой оптической схемы. Более подробный анализ потребует создания специальных методик и инструментов расчета и моделирования.

#### 4. Перспективы развития и применения

Для реализации предложенной концепции необходимо провести исследования по следующим направлениям с использованием перечисленных ниже подходов и методов:

1. Моделирование КГОЭ, которое должно обеспечивать точный расчет как аберрационных характеристик, так и показателей дифракционной эффективности и пропускания. При этом разрабатываемые методики моделирования должны учитывать одновременное влияние конструктивных параметров оптического элемента, например, частота штрихов и их разворот в заданной точке апертуры, на обе группы характеристик.

2. Проектирование и оптимизация оптических систем на основе КГОЭ, создание методик расчета различных типов оптических систем на базе КГОЭ. В отличие от известных, новые методики расчета должны использовать целевые функции, включающие значения аберраций и коэффициента пропускания в различных точках апертуры и поля зрения, а кроме того, учитывать возросшее число свободных коррекционных параметров.

3. Преобразование расчетных параметров КГОЭ в технологические. Рассчитанные параметры голограммного элемента, описывающие форму и профиль штрихов/полос в каждом элементарном поле необходимо преобразовать в величины, непосредственно используемые

при изготовлении. При этом необходимо учесть технологически достижимые пределы для каждого из конструктивных параметров, число физически реализуемых степеней свободы, а также минимизировать возможные разрывы картины штрихов и профиля штриха на стыках элементарных полей.

4. Разработка технологии изготовления КГОЭ. Такая технология подразумевает использование двух волновых фронтов, один из которых является управляемым, и системы механического сканирования, позволяющей последовательно приводить получаемую интерференционную картину на различные участки подложки с фоточувствительным слоем. Наиболее перспективными для реализации образцов КГОЭ являются современные фотополимерные материалы для объемной голографии.

В перспективе результаты исследований могут быть использованы при создании таких оптико-электронных приборов как спектрометры высокого разрешения для научных исследований, компактные спектрометры лабораторного и промышленного применения, голограммные дисплеи различных типов (наголовные, шлемные, автомобильные) голографические датчики волнового фронта и др.

### Заключение

Предложена концепция нового типа оптических элементов — композитных голографических оптических элементов. Концепция опирается на ряд существующих и перспективных технологий, а предложенный элемент — КГОЭ займет промежуточное положение между несколькими известными типами голографических элементов, объединив их преимущества. Возможность точного контроля и изменения характеристик голограммы для множества элементарных полей позволит учесть изменение условий записи и работы голограммы при больших значениях апертуры, поля зрения и спектрального диапазона, и создать оптические системы с улучшенными функциональными характеристиками.

### Список источников

- [1] **Toal, V.** Introduction to holography / V. Toal. — NY: CRC Press, 2011. — 464 p.
- [2] **Palmer, C.** Diffraction grating handbook, 7th edition / C. Palmer, E. Loewen. — Rochester: CRC Newport Corp, 2014. — 352 p.
- [3] **Poleshchuk, A. G.** Combined computer-generated hologram for testing steep aspheric surfaces / A. G. Poleshchuk, et al. // Optics Express. — 2009. — Vol. 17. — P. 5420–5425.
- [4] **MacLachlan, D. G.** Mid-Infrared Volume Phase Gratings Manufactured using Ultrafast Laser Inscription / D. G. MacLachlan, R. R. Thomson, C. R. Cunningham, D. Lee // Optical Materials Express. — 2013. — Vol. 3. — P. 1616–1624.
- [5] **Lagarde, B.** On the contribution of gratings with laterally graded groove depths to the design and performances of SOLEIL soft X-ray monochromators / B. Lagarde, F. Sirotti, A. Taleb-Ibrahimi, C. Miron, F. Polack // Journal of Physics: Conference Series. — 2013. — Vol. 425. — P. 152022.
- [6] **Murphy, P.** Stitching Interferometry: A Flexible Solution for Surface Metrology / P. Murphy, G. Forbes, J. Fleig, P. Dumas, and M. Tricard // Optics & Photonics News. — 2003. — Vol. 14 (5). — P. 38–43.

- [7] **Huang, L.** Two-dimensional stitching interferometry for self-calibration of high-order additive systematic errors / L. Huang, T. Wang, J. Nicolas et al. // *Optics Express*. — 2019. — Vol. 27. — P. 26940–26956.
- [8] **Bruder, F.-K.** Precision holographic optical elements in Bayfol HX photopolymer / F.-K. Bruder; H. Bang; T. Fäcke et al. // *Proc. of SPIE*. — 2016. — Vol. 9771. — P. 977103.
- [9] **Zanutta, A.** Spectral multiplexing using stacked volume-phase holographic gratings — I / A. Zanutta, M. Landoni, M. Riva, A. Bianco // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2019. — Vol. 469. — № 2. — P. 2412–2422.
- [10] **Duban, M.** Recording method for obtaining high-resolution holographic gratings through use of multimode deformable plane mirrors / M. Duban, G. R. Lemaitre, R. F. Malina // *Applied Optics*. — 1998. — Vol. 37. — P. 3438–3439.
- [11] **Павлычева, Н. К.** Спектрограф с плоским полем на основе вогнутой про-пускающей голограммной дифракционной решетки / Н. К. Павлычева, Э. Р. Муслимов // *Вестник Казанского государственного технического университета им. А. Н. Туполева*. — 2010. — №4. — С. 61–66.

### 31. Решеточные поляризаторы для видимой и ультрафиолетовой областей спектра: технологии, возможности и перспективы

*А. Н. Мельников*

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

В докладе рассмотрены основные области применения и оптические параметры решеточных поляризаторов, базовые технологии их получения, их возможности, преимущества и недостатки. Предложено использовать делительную технику маятникового типа в качестве перспективного оборудования в технологии изготовления решеточных поляризаторов на основе нарезных решеток.

*Ключевые слова:* Решеточный поляризатор, Видимая и ультрафиолетовая области спектра, Нарезная технология, Голографическая (интерферометрическая) технология, Специальный лезвийный алмазный инструмент, Делительная машина маятникового типа, Решетка-матрица.

*Цитирование:* Мельников, А. Н. Решеточные поляризаторы для видимой и ультрафиолетовой областей спектра: технологии, возможности и перспективы / А. Н. Мельников // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 190–192.

Как известно, в настоящее время сфера применения решеточных поляризаторов обширна: проекционные дисплеи, спектроскопия, микроскопия, биологические и медицинские приборы, машинное зрение, системы безопасности, криминалистика, автомобилестроение, системы электро-оптической модуляции, сенсоры и детекторы, поляризационные интерферометры, изображающая оптика, обеспечение юстировочных процессов, ультрафиолетовое экспонирование, исследование тонких пленок, свойств полупроводников и ориентации молекул кристаллических и полимерных пленок и др. [1–8].

К основным оптическим параметрам решеточных поляризаторов относятся [1–6, 8]:

- рабочий спектральный поддиапазон (в зависимости от пространственной частоты штрихов и спектрального пропускания материала подложки и просветляющего покрытия); например, от 240 до 400 нм, от 420 до 700 нм, от 450 до 1100 нм, от 1000 до 2600 нм, от 1,0 до 9,0 мкм, от 1,5 до 7,0 мкм, от 1,5 до 12,0 мкм (или 14,0 мкм), от 8,0 до 14 мкм, свыше 15 мкм до 1500 мкм;
- пространственная частота штрихов:
  - для инфракрасного поддиапазона (1,0–15,0 мкм и более) — от 1200 до 3600 мм<sup>-1</sup>;
  - для видимого поддиапазона (400–700 нм) — от 4000 до 9000 мм<sup>-1</sup>;
  - для ультрафиолетового поддиапазона (200–400 нм) — от 9000 до 12000 мм<sup>-1</sup> и более;
- световая апертура; как правило, поставляемые решеточные поляризаторы имеют световой диаметр не более 50 мм или световые размеры не более 50 × 50 мм;

– эффективный коэффициент пропускания  $K_1$ ; значение  $K_1$  может быть в диапазоне от 50 до 90%;

– коэффициент пропускания нежелательной поляризации  $K_2$ ; величина  $K_2$  может лежать в пределах от 0,1 до 2% в заданном спектральном поддиапазоне;

– степень поляризации  $P_1 = (K_1 - K_2)/(K_1 + K_2)$ ; величина  $P_1$  должна быть более 90% и стремиться к 100%;

– коэффициент экстинкции  $E = K_1/(2 \times K_2)$ ; значение  $E$  может быть в диапазоне от 10 до 10000 в заданном спектральном поддиапазоне.

Для получения такой широкой номенклатуры решеточных поляризаторов используют две базовые технологии дифракционных решеток — нарезную (на основе применения специального лезвийного алмазного инструмента и делительной техники) и голографическую (интерферометрическую) с элементами травления, а для тиражирования — технологию копирования [7, 9–11]. Но, как отмечено в работе [6], хотя голограммные дифракционные решетки и используются для получения решеточных поляризаторов в силу относительной простоты технологии их формообразования, к преимуществам нарезных дифракционных решеток в данном случае относится то, что параметры профиля их штрихов можно легко варьировать в широких пределах, причем грани этих штрихов имеют ровную и гладкую поверхность, с высокой чистотой, что весьма существенно для формования на штрихах исходной нарезной дифракционной решетки металлических линейных проводников.

Технологические проблемы особенно отчетливо начинают проявляться при изготовлении решеточных поляризаторов для видимой, и еще в большей мере для ультрафиолетовой области спектра, что связано с ростом пространственной частоты штрихов. При этом усложняется процесс получения копий с высокочастотных решеток-матриц. Поэтому в ряде случаев необходимо поставлять решетки-оригиналы. Следовательно, возникает актуальная задача — увеличение производительности выпуска высокочастотных нарезных дифракционных решеток-оригиналов.

Возможным решением поставленной задачи в технологии изготовления решеточных поляризаторов является применение делительной машины маятникового типа [12–15].

К преимуществам делительной техники маятникового типа по сравнению с классическими делительными машинами можно отнести:

– повышенную точность за счет применения безлюфтовых опор с трением упругости в качестве опор маятниковой резцовой каретки;

– многократно увеличенную производительность за счет использования динамических свойств маятниковой резцовой каретки, что позволяет сократить цикл формирования штрихов до одной секунды, что в 5–10 раз короче, чем у классических делительных машин;

– пониженное энергопотребление, поскольку привод резцовой каретки работает в автоколебательном режиме и представляет собой импульсно-периодическое устройство, настроенное автоматически на собственную частоту механической системы «маятниковая резцовая каретка-опоры с трением упругости».



Делительная техника маятникового типа открывает возможности изготовления решеточных поляризаторов на плоских подложках с высотой штрихов до 50 мкм, ширина нарезки принципиально не имеет ограничений, с предельной пространственной частотой до 10000 мм<sup>-1</sup>. Для практической реализации данного технического предложения требуется постановка соответствующей НИОКР.

#### Список источников

- [1] Холдинг АО «Швабе» / АО «НПО ГИПО» / Каталог оптической компонентной базы / URL: [shvabe.com/about/company/gosudarstvennyy-institut-prikladnoy-optiki/produktsiya-gipo/opticheskie-materialy](http://shvabe.com/about/company/gosudarstvennyy-institut-prikladnoy-optiki/produktsiya-gipo/opticheskie-materialy).
- [2] Компания «Тидекс» / Каталог продукции / URL: [www.tydexoptics.com/ru/products/spectroscopy/ir\\_polarizers/](http://www.tydexoptics.com/ru/products/spectroscopy/ir_polarizers/).
- [3] Компания «Мохтек» / Каталог продукции / URL: [www.moxtek.com](http://www.moxtek.com).
- [4] Компания «Optometrics» / Каталог продукции / URL: [www.optometrics.dynasil.com](http://www.optometrics.dynasil.com).
- [5] Компания «Meadowlark Optics» / Каталог продукции / URL: [www.meadowlark.com](http://www.meadowlark.com).
- [6] **Лукашевич, Я. К.** Технология изготовления поляризаторов электромагнитного излучения из линейных проводников на основе нарезных дифракционных решеток : Автореферат дис. ... кандидата технических наук : 05.12.07 / Казан. гос. техн. ун-т им. А. Н. Туполева. — Казань, 2002. — 17 с.
- [7] **Soskind, Ya. G.** Field Guide to Diffractive Optics (SPIE Field Guides Vol. FG21) / Ya. G. Soskind. — Bellingham, Washington : SPIE Press, 2011. — 120 p.
- [8] **Sun, H.** Basic Optical Engineering for Engineers and Scientists / H. Sun. — Bellingham, Washington: SPIE Press, 2019. — 402 p.
- [9] **Герасимов, Ф. М.** Дифракционные решетки: Современные тенденции в технике спектроскопии / Ф. М. Герасимов, Э. А. Яковлев. — Новосибирск: Наука, 1982. — С. 24–94.
- [10] **Hutley, M. C.** Diffraction Gratings / M. C. Hutley. — London–New York : Academic Press, 1982. — 320 p.
- [11] **Palmer, C.** Diffraction Grating Handbook / C. Palmer, E. Loewen. — Rochester : Newport Corporation, 2005. — 271 p.
- [12] **Патент 2130374 РФ.** Делительная машина для изготовления периодических штриховых структур, преимущественно дифракционных решеток (варианты) / А. В. Лукин, А. Н. Мельников. — Опубл. 20.05.1999.
- [13] **Мельников, А. Н.** Экспериментальное исследование действующего макета делительной машины маятникового типа / А. Н. Мельников / Материалы Всероссийской научно-практической конференции «Авиакосмические технологии и оборудование». Казань, 10–13 августа 2004 г. — Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2004. — С. 273–285.
- [14] **Мельников, А. Н.** Делительная машина маятникового типа для механического формообразования периодических штриховых структур : Автореферат дис. ... кандидата технических наук : 05.03.01 / Казан. гос. техн. ун-т им. А. Н. Туполева. — Казань, 2005. — 15 с.
- [15] **Беляков, Ю. М.** Устойчивость функционирования делительной машины маятникового типа к воздействию внешних факторов / Ю. М. Беляков, А. В. Лукин, А. Н. Мельников // Оптический журнал. — 2007. — Том 74. — № 3. — С. 23–28.

## 32. Амплитудные ДОЭ без несущей пространственной частоты для работы в расходящихся пучках

*В. В. Краснов, Р. С. Стариков*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Предложен метод синтеза самофокусирующихся амплитудных ДОЭ без несущей пространственной частоты для работы в расходящихся пучках и формирующих единственный сфокусированный порядок дифракции, который может занимать все поле реконструкции ДОЭ ввиду отсутствия необходимости пространственного разделения порядков как в случае голограмм. Синтез осуществлялся в два этапа. Первый осуществлялся итерационным алгоритмом, подобным Герчберга — Сэкстона, с теми отличиями, что синтезируемый ДОЭ амплитудный, а не фазовый, падающий волновой фронт — расходящийся сферический. Далее применялся метод прямого поиска со случайной траекторией. В результате для бинарного амплитудного ДОЭ удалось достичь значений ошибки синтеза в 7% и дифракционной эффективности 8%. Представлены результаты экспериментальной реализации ДОЭ с использованием микрозеркального модулятора света.

*Ключевые слова:* Амплитудный ДОЭ, Единственный порядок дифракции, Расходящийся пучок, Синтез ДОЭ, Итерационный алгоритм, Микрозеркальный модулятор света.

*Цитирование:* **Краснов, В. В.** Амплитудные ДОЭ без несущей пространственной частоты для работы в расходящихся пучках / В. В. Краснов, Р. С. Стариков // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 193–197.

### Введение

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) широко используются в различных областях науки и техники. Наиболее популярной разновидностью ДОЭ являются голограммы, которые могут быть получены как оптическими методами, так и численными, могут быть реализованы в виде как амплитудных, так и фазовых ДОЭ. Однако, голограммам свойственны определенные недостатки. Во-первых, поскольку голограмма является результатом интерференции опорного и объектного пучков, она имеет несущую пространственную частоту, что приводит к формированию нескольких порядков дифракции, в результате чего необходимо обеспечить пространственное разделение этих порядков. Во-вторых, голограммы отличаются достаточно низкой дифракционной эффективностью, так, например, бинаризованные амплитудные голограммы имеют дифракционную эффективность порядка 2–4%.

Существует разновидность ДОЭ которые не имеют указанных проблем — киноформы. Это фазовые ДОЭ без несущей пространственной частоты, которые формируют единственный порядок дифракции при освещении плоской волной. Аналитического решения задачи синтеза киноформа в общем виде не существует, синтез осуществляется итерационными методами, обеспечивающими сравнительно небольшую ошибку синтеза. Поскольку киноформы — полностью фазовые элементы, их невозможно использовать со сверхбыстрыми

микрзеркальными модуляторами света ввиду бинарного амплитудного характера модуляции.

Целью данной работы является создание амплитудных дифракционных элементов нового типа — не имеющих несущей пространственной частоты и формирующих единственный сфокусированный порядок дифракции подобно киноформам, подходящих при этом для вывода на микрзеркальные модуляторы света.

### **1. Синтез новых самофокусирующихся амплитудных ДОЭ без несущей пространственной частоты**

Для синтеза новых амплитудных ДОЭ без несущей пространственной частоты был разработан итерационный алгоритм. Для того чтобы получить единственный сфокусированный порядок дифракции, ДОЭ должен освещаться расходящейся волной определённого радиуса кривизны. Таким образом, требуемое световое распределение сформируется в первом порядке дифракции на определенном расстоянии от ДОЭ (Френель) или на бесконечности (Фурье).

Синтез ДОЭ нового типа осуществлялся в два этапа. Первый — предварительный, идеологически основан на методе Герчберга — Сэкстона [1]. Сперва в качестве первого приближения ДОЭ генерируется случайная амплитуда, которая умножается на амплитуду и фазу сферической волны заданного радиуса. Затем посредством преобразования Фурье переходим в плоскость изображения. Здесь амплитуду получившегося светового распределения заменяем на требуемую, а фазу сохраняем. Выполняем обратное преобразование. В получившемся амплитудно-фазовом распределении фазу заменяем на сферическую, а амплитуду сохраняем. Далее повторяем эти шаги до начала стагнации значения целевой функции в роли которой выступала суперпозиция нормированного среднеквадратического отклонения и дифракционных потерь. В конце осуществляем бинаризацию получившегося ДОЭ. На этом завершается первый этап и начинается второй.

Далее, для снижения ошибки синтеза, был применен метод прямого поиска со случайной траекторией [2, 3]. Элементы ДОЭ поочередно изменяются в соответствии со случайной траекторией обхода, при снижении значения целевой функции изменение сохраняется, в противном случае — отбрасывается.

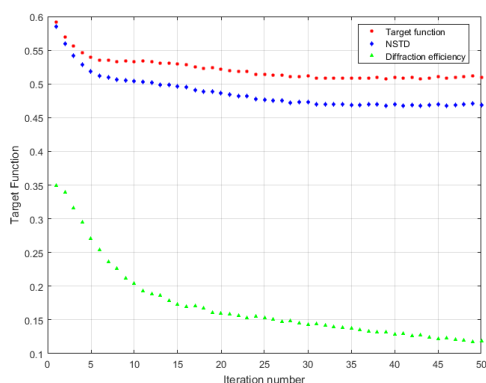
В качестве целевой функции (ЦФ) была использована суперпозиция нормированного среднеквадратического отклонения (НСКО) реконструированного распределения от исходного и дифракционной эффективности (ДЭ), определяемой как доля световой энергии не идущая на формирование изображения.

$$\text{ЦФ} = \alpha \cdot \text{НСКО} + (1 - \alpha) \cdot (1 - \text{ДЭ}),$$

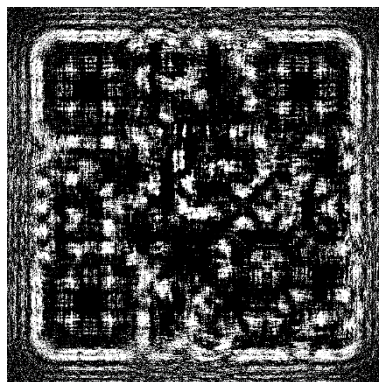
где  $\alpha$  — весовой коэффициент.



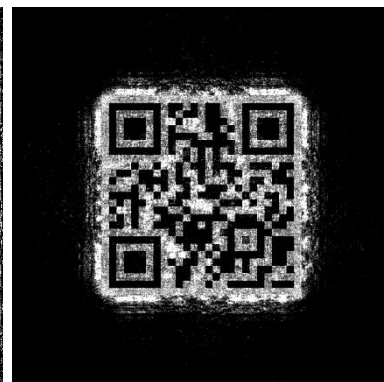
Рис. 1. Расчетное поле реконструкции с тестовым объектом (QR-код)



а) Зависимости НСКО, дифракционной эффективности и целевой функции от числа итераций первой фазы синтеза



б) Результат первой фазы синтеза бинарного амплитудного ДОЭ нового типа



в) Результат численной реконструкции ДОЭ нового типа

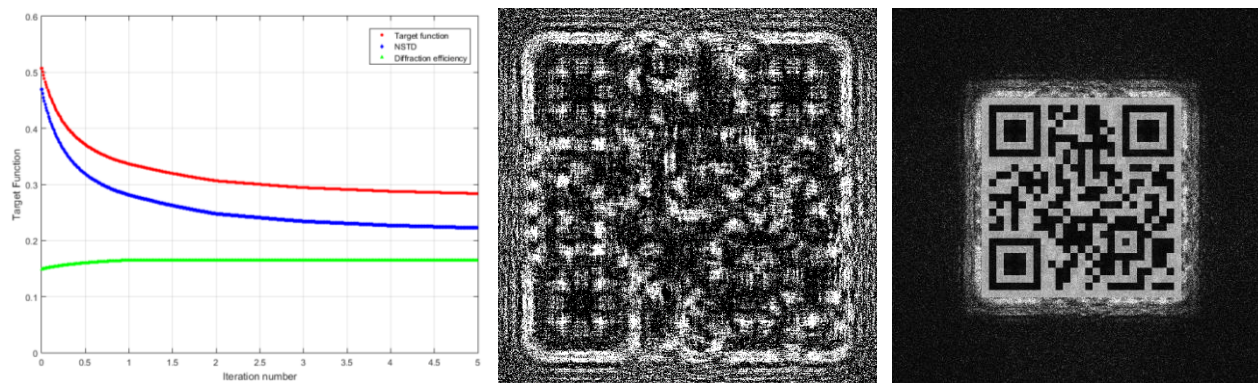
Рис. 2. Результаты первой фазы синтеза бинарного амплитудного ДОЭ нового типа

## 2. Результаты экспериментов по синтезу и оптической реконструкции ДОЭ нового типа с использованием микрзеркального модулятора света

В качестве тестового изображения использовался QR-код размером  $540 \times 540$  элементов. Он был помещен по центру поля реконструкции размером  $1024 \times 1024$  элементов (рисунок 1).

Весовой коэффициент  $\alpha$  был равен 0,9. Зависимости НСКО, дифракционной эффективности и целевой функции от числа итераций первой фазы синтеза представлены на рисунке 2а. Результат первой фазы синтеза бинарного амплитудного ДОЭ нового типа представлен на рисунке 2б. Минимальное значение целевой функции было получено на 39 итерации, при этом НСКО составило 0,47, дифракционная эффективность — 0,15. Результат численной реконструкции представлен на рисунке 2в.

Вторая фаза синтеза осуществлялась с использованием метода ППСТ [2, 3]. В качестве стартового распределения использовался ДОЭ, полученный в результате первой фазы синтеза. Зависимости НСКО, дифракционной эффективности и целевой функции от числа итераций для второй фазы синтеза представлены на рисунке 3а. В результате второй фазы синтеза



а) Зависимости НСКО, дифракционной эффективности и целевой функции от числа итераций второй фазы синтеза

б) Результат второй фазы синтеза бинарного амплитудного ДОЭ нового типа

в) Результат численной реконструкции ДОЭ нового типа

**Рис. 3.** Результаты второй фазы синтеза бинарного амплитудного ДОЭ нового типа



**Рис. 4.** Результат оптической реконструкции бинарного амплитудного ДОЭ нового типа

НСКО снизилось с 0,47 до 0,23, а дифракционная эффективность выросла с 0,15 до 0,16. Бинарный амплитудный ДОЭ нового типа, полученный в результате второй фазы синтеза, представлен на рисунке 3б. Результат его численной реконструкции приведен на рисунке 3в.

Была произведена оптическая реконструкция ДОЭ представленного на рисунке 3б с использованием микрозеркального модулятора света Texas Instruments Discovery DLP9500BFLN. Излучение гелий-неонового лазера длиной волны 633 нм фокусировалось на микродиафрагме, выполнявшей роль точечного источника света, освещающего микрозеркальный модулятор, расположенный на расстоянии 40 см от микродиафрагмы. Свет, отраженный от модулятора, попадал на камеру, расположенную на расстоянии 50 см от модулятора. Результат оптической реконструкции бинарного амплитудного ДОЭ нового типа (рисунок 3б) представлен на рисунке 4.

### Заключение

В работе осуществлен синтез и экспериментальная апробация амплитудного дифракционного элемента нового типа без несущей пространственной частоты, формирующего единственный сфокусированный порядок дифракции. Результаты оптической реконструкция с

использованием микрзеркального модулятора света демонстрируют хорошее качество и высокую по сравнению с голограммами дифракционную эффективность.

#### Список источников

- [1] **Gerchberg, R. W.** A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane picture / R. W. Gerchberg, W. O. Saxton / *Optik*. — 1969. — Vol. 2. — P. 237–246.
- [2] **Evtikhiev, N. N.** A method of generating amplitude masks with a constant power spectra and using them to measure the two-dimensional modulation-transfer functions of optical systems / N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, S. N. Starikov // *Journal of Optical Technology*. — 2013. — Vol. 80. — P. 294–300.
- [3] **Krasnov, V. V.** Analysis of performance of the direct search with random trajectory method applied to the task of minimization of kinoform synthesis error / V. V. Krasnov // *Proc. of SPIE*. — 2016. — Vol. 10022. — P. 1002226.

### 33. «Сухой» метод изготовления компьютерно- синтезированных голограмм на основе прямой лазерной записи на пленках титана

*Д. А. Белоусов, В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин, В. Н. Хомутов,  
Р. В. Шиманский, Р. И. Куц, А. И. Малышев*

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

В работе описан метод изготовления компьютерно-синтезированных голограмм, при котором топология оксидной маски, сформированной прямой лазерной записью на тонкой пленке титана, преобразуется в бинарный фазовый рельеф с использованием «сухих» процессов — реактивного ионного травления титана и термического отжига. Фазовый микрорельеф элементов, изготовленных с помощью описанного метода, представляет собой протравленные в материале кварцевой подложки канавки, между которыми располагаются выступы, покрытые оксидом. Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования дифракционных структур, изготовленных по предлагаемой технологии с целью оптимизации их характеристик при использовании для формирования волновых фронтов в интерферометрических измерениях формы сферических и асферических поверхностей.

*Ключевые слова:* Компьютерно-синтезированные голограммы, Лазерная термохимическая технология, Прямая лазерная запись, Тонкие плёнки металлов, Реактивное ионное травление, Дифракционная эффективность.

*Цитирование:* Белоусов, Д. А. «Сухой» метод изготовления компьютерно-синтезированных голограмм на основе прямой лазерной записи на пленках титана / Д. А. Белоусов, В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин, В. Н. Хомутов, Р. В. Шиманский, Р. И. Куц, А. И. Малышев // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 198–204.

#### **Введение**

Компьютерно-синтезированные голограммы (КСГ) с фазовым или амплитудным микрорельефом широко применяются для задач формирования эталонных волновых фронтов в интерферометрических измерениях контроля качества сферических и асферических поверхностей [1, 2]. По сравнению с рефракционными объективами КСГ при меньшей стоимости позволяют более точно генерировать волновой фронт с заданными параметрами. Преобразование исходного волнового фронта в волновой фронт с расчётными параметрами при использовании КСГ осуществляется за счёт дифракции падающего излучения на квазипериодической структуре микрорельефа голограммного элемента. К наиболее удобным и дешёвым, с точки зрения изготовления, следует отнести амплитудные КСГ и КСГ с бинарно-фазовой структурой.

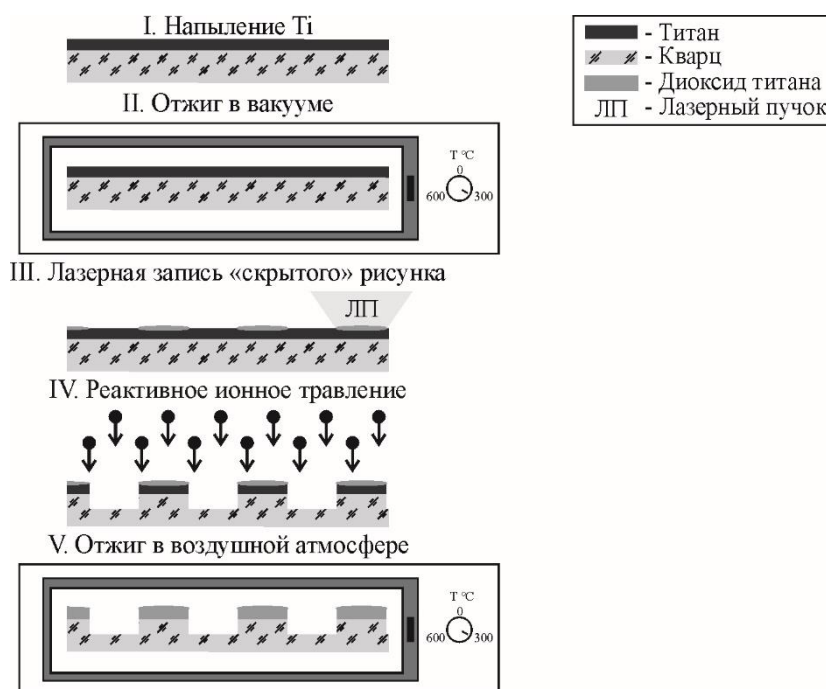
Одним из методов изготовления прецизионных амплитудных КСГ является термохимическая технология прямой лазерной записи на тонких пленках хрома с последующим прояв-

лением образованного «скрытого» изображения в селективном травителе [3]. Данная технология основана на том, что лазерное облучение плёнки хрома, нанесенной на поверхность стеклянной подложки, за счёт термохимических процессов приводит к формированию тонкого поверхностного слоя окисла поверх металлической плёнки. Таким образом, лазерная запись рисунка по всей площади будущей КСГ позволяет создать так называемое «скрытое» изображение. При последующей обработке в селективном травителе слой окисла служит в роли защитной маски, а неокислённый хром удаляется с кварцевой подложки, проявляя на её поверхности записанную дифракционную структуру. Критической стадией данной технологии является этап жидкостного травления. Технологические ошибки, возникающие на данном этапе, снижают выход годных элементов. В связи с этим разработка методов позволяющих отказаться от жидкостного проявления «скрытого» изображения при изготовлении КСГ с помощью термохимической прямой лазерной записи на плёнках металлов является актуальной задачей.

### **1. «Сухой» метод изготовления компьютерно-синтезированных голограмм**

В настоящее время различными авторами активно исследуется применение плёнок титана как материала для безрезистной термохимической лазерной записи поверхностных микро-структур [4–8]. В основном, это связано с тем, что при локализованном лазерном нагреве плёнок Ti возможно реализовать режим сквозного окисления, недоступный для пленок хрома. Помимо этого, использование титана позволяет реализовать полностью «сухой» метод формирования топологической структуры КСГ [9], отказавшись от жидкостного травления записанного рисунка. Технологические этапы «сухого» метода изготовления компьютерно-синтезированных голограмм на основе безрезистного процесса прямой лазерной записи на пленках Ti представлены на рисунке 1. При данной технологии, после напыления с помощью магнетронно-распылительной системы пленки титана на кварцевую подложку осуществляется её отжиг в вакууме при температуре 300 °С в течение 2 часов. Процедура отжига позволяет практически полностью устранить образование трещин, которые в противном случае в наших экспериментах были ярко выражены на записанном рисунке при лазерно-индуцированном окислении плёнок титана. После отжига на поверхности металлической плёнки осуществляется лазерная запись «скрытого» изображение, дальнейшее проявление которого выполняется с помощью реактивного ионного травления в смеси  $CF_4$  и  $O_2$ . Затем образец снова помещается в печь для термического отжига, но уже в воздушной атмосфере, что позволяет добиться сквозного окисления металла, который остался под оксидной маской. Таким образом, данная технология позволяет формировать фазовую структуру, которая представляет собой протравленные в материале кварцевой подложки канавки, между которыми располагаются выступы, покрытые оксидом. В том случае, если фазовая глубина сформированного микро-рельефа КСГ не соответствует расчётной, её можно увеличить путём повторной протравки канавок с помощью реактивного ионного травления.





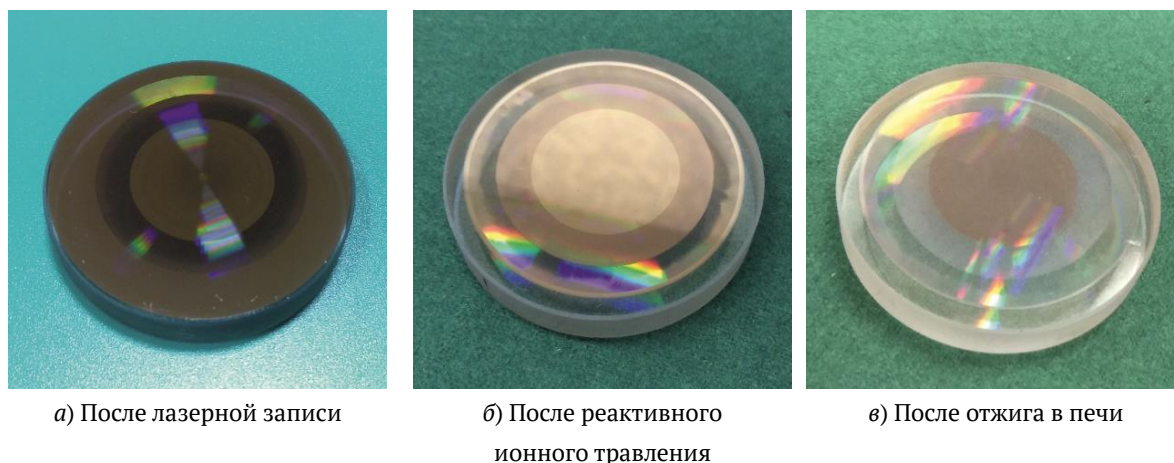
**Рис. 1.** Технологические этапы «сухого» метода изготовления компьютерно-синтезированных голограмм на основе прямой лазерной записи на пленках титана

На рисунке 2 показан первый тестовый образец дифракционного элемента, записанного на пленке титана, на различных этапах процесса изготовления. На периферии элемента при периоде структуры 1,35 мкм максимально достигнутая при однократном проходе излучения дифракционная эффективность (ДЭ) первого дифракционного порядка на длине волны 632,8 нм составила 17% при общем пропускании структуры 74%. На рисунке 2в видно, что центральная область изготовленного элемента окислилась не полностью. Это вероятно связано с выбранными нами параметрами на этапе термического отжига элемента в воздушной атмосфере, который осуществлялся в течение 2 часов при температуре 300 °С. На наш взгляд, это может быть исправлено путём повышения температуры термического отжига титана в воздушной атмосфере до 800 °С и увеличения времени обработки [10].

Так как представленный образец дифракционной линзы является первым, изготовленным по вышеописанной технологии, очевидно, что не на всех технологических этапах были подобраны оптимальные параметры. Однако по результатам экспериментальной апробации уже сейчас можно сделать вывод о том, что данный метод может применяться для формирования микрорельефа КСГ с бинарно-фазовой структурой.

## 2. Компенсация искажений, вносимых высокоапертурными КСГ в интерферограммы

Для интерферометрического контроля качества поверхности высокоапертурных оптических элементов в данной работе рассматривается схема стандартного интерферометра Физо, в которой для формирования эталонного волнового фронта используется высокоапертурная КСГ (рисунок 3а). В такой схеме излучение лазерного источника дважды проходит через бинарно-



**Рис. 2.** Фотографии первого образца тестовой дифракционной линзы, записанной на пленке титана, на различных этапах полностью «сухой» технологии

фазовую структуру КСГ. При этом ширина зон по площади голограммы различна и, как правило, зоны с минимальным размером располагаются на периферии КСГ, а их размер может достигать величины сопоставимой с длиной волны используемого для интерференционного контроля источника лазерного излучения. Следует отметить, что Френелевские потери и дифракционная эффективность элемента в рабочем порядке дифракции зависят от периода структуры и ориентации плоскости поляризации излучения по отношению к направлению чередования штрихов КСГ. Эти факторы являются причиной амплитудных искажений, которые проявляются в неравномерном контрасте полос регистрируемой интерференционной картины, что в свою очередь, влияет на точность осуществляемых измерений [9].

В рамках данной работы было проведено моделирование использования КСГ изготовленных с помощью полностью «сухой» технологии в интерференционной схеме Физо с двойным проходом излучения через структуру голограммы (рисунки 3б и 3в). Для моделирования использовались программные продукты MATLAB [11] и Grating Diffraction Calculator (GD-Calc) [12]. При расчётах предполагалось, что КСГ работает в первом дифракционном порядке, а потери излучения при отражении от поверхности исследуемого элемента отсутствуют. Так как стандартной для интерферометрии является длина волны He-Ne лазера — расчёт дифракционной эффективности осуществлялся для источника с длиной волны  $\lambda = 633$  нм. Высота оксидных выступов  $\text{TiO}_2$  в модели составляла 100 нм, а глубина канавки сформированной в материале подложки 445 нм. Коэффициенты преломления для диоксида титана  $n_2$  и кварцевой подложки  $n_3$  были взяты из открытых источников и составляли 2,1302 [13] и 1,4570 [14] соответственно.

Карты дифракционной эффективности, полученные для двойного прохода дифрагированного в рабочий порядок КСГ излучения, в зависимости от периода структуры  $d$  и коэффициента заполнения  $b/d$ , где  $b$  — ширина канавки, сформированной в кварцевой подложке (рисунки 3б), представлены на рисунке 4а (для ТЕ-поляризации) и рисунке 4б (для ТМ-поляризации). Полученные результаты показывают, что для высокоапертурных КСГ, локаль-

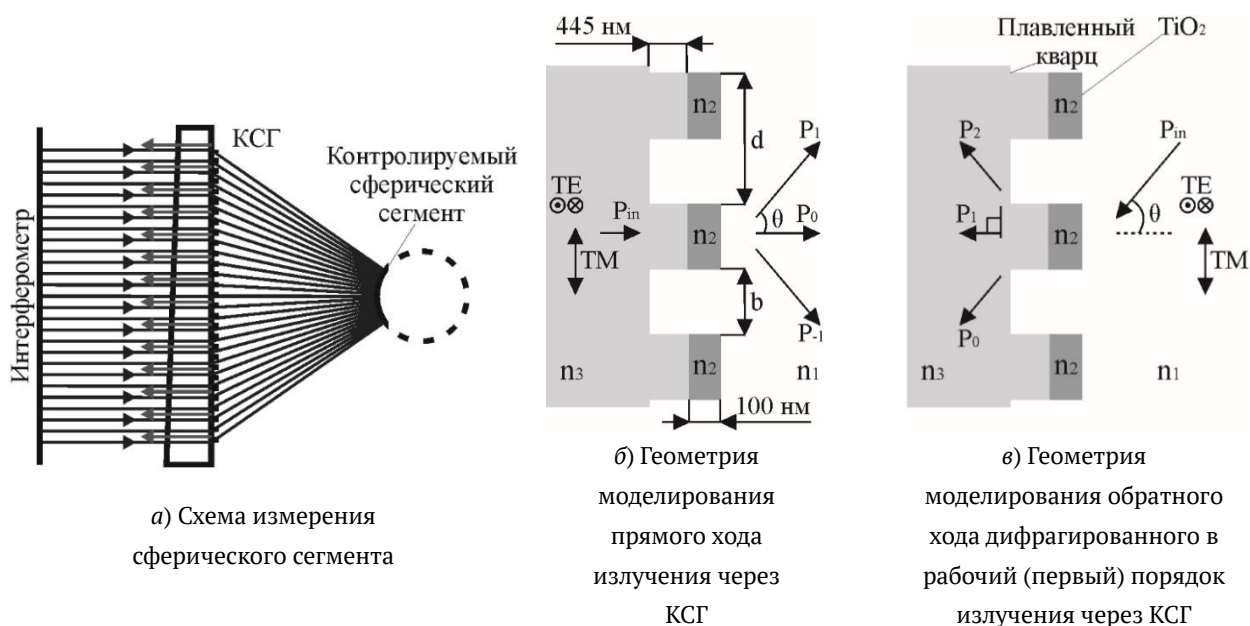


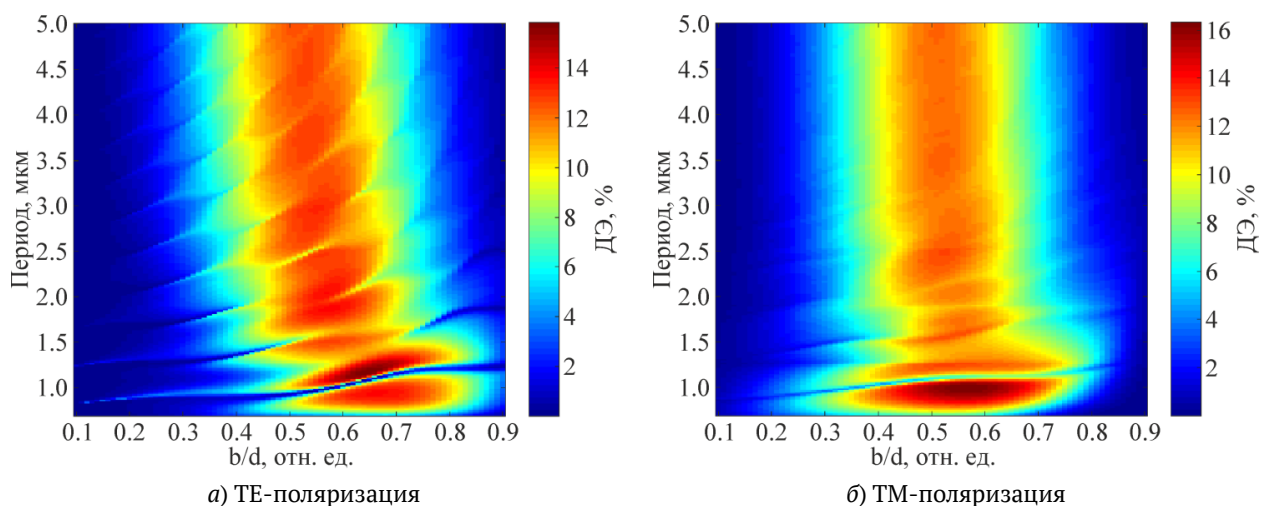
Рис. 3. Контроль формы поверхности в схеме интерферометра Физо

ный период которых приближается к удвоенной длине волны лазерного источника, используемого в интерференционной системе, с целью получения равномерного контраста картины интерференционных полос необходимо осуществлять компьютерное кодирование коэффициента заполнения дифракционных зон записываемой КСГ в зависимости от их локального периода и локальной поляризации лазерного пучка. Это относится не только к КСГ, изготовленным с использованием полностью «сухой» технологии, но и к любым бинарно-фазовым КСГ предназначенным для работы в схеме интерферометра Физо с двойным проходом излучения через их структуру [9].

Интересно отметить, что для моделируемой структуры в диапазоне периодов 0,9–1,2 мкм для обоих типов поляризации падающего излучения наблюдается отчётливый минимум ДЭ, положение которого зависит коэффициента заполнения дифракционных зон  $b$ . Так как период КСГ, используемых для интерферометрического контроля качества формы поверхности меняется плавно, при записи элементов с субмикронными периодами наличие такой области падения ДЭ необходимо учитывать с целью получения равномерного контраста картины интерференционных полос. При необходимости можно добиться сдвига положения области минимума ДЭ, например, подбирая толщину исходного слоя титана, изменяя, таким образом, соотношения глубины канавки сформированной в кварце и высоту диоксида титана покрывающего её выступы.

### Заключение

В рамках данной работы показано, что использование плёнок титана позволяет для безрезистивной технологии прямой лазерной записи реализовать полностью «сухой» метод формирования КСГ с бинарно-фазовым микрорельефом. При описанном методе проявление «скрытого» изображения, сформированного при локальной лазерной обработке тонкой пленки ти-



**Рис. 4.** Карты дифракционной эффективности, полученные при моделировании двойного прохода дифрагированного в рабочий порядок излучения через периодическую структуру КСГ

тана, осуществляется с использованием реактивного ионного травления титана и последующего термического отжига в воздухе, что позволяет отказаться от операции жидкостного травления, снижающего выход годных элементов.

С использованием полностью «сухого» метода был изготовлен первый тестовый образец дифракционной линзы. В центральной области тестового элемента не удалось добиться сквозного окисления плёнки титана. На наш взгляд, это может быть исправлено путём повышения температуры термического отжига титана в воздушной атмосфере до 800 °С и увеличения времени обработки. Реализовать это планируется в дальнейших исследованиях. На периферии элемента, где было достигнуто сквозное окисление плёнки титана, при периоде структуры 1,35 мкм максимально полученная при однократном проходе излучения дифракционная эффективность в первом порядке дифракции на длине волны 632,8 нм составила 17% при общем пропуске структуры 74%.

Проведённое моделирование показало, что при использовании высокоапертурных КСГ, изготовленных по предлагаемой технологии, для формирования эталонных волновых фронтов в интерферометрических измерениях с целью получения равномерного контраста картины интерференционных полос необходимо управлять коэффициентом заполнения дифракционных зон записываемой КСГ в зависимости от их локального периода и локальной поляризации лазерного пучка. Особенно это важно при изготовлении элементов, период которых в локальных областях приближается к величине близкой к удвоенной длине волны лазерного источника, используемого в интерференционной схеме измерения. Следует отметить, что это относится не только к КСГ изготовленным с использованием полностью «сухой» технологии, но и к любым бинарно-фазовым КСГ предназначенным для работы в схеме интерферометра Физо с двойным проходом излучения через их структуру.

### Благодарность

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 17-19-01721-П с использованием оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН.

### Список источников

- [1] **Kim, T.** Null test for a highly paraboloidal mirror / T. Kim, J. H. Burge, Y. Lee, S. Kim // *Applied optics*. — 2004. — Vol. 43. — № 18. — P. 3614–3618.
- [2] **Poleshchuk, A. G.** Combined computer-generated hologram for testing steep aspheric surfaces / A. G. Poleshchuk, R. K. Nasyrov, J. M. Asfour // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17. — № 7. — P. 5420–5425.
- [3] **Коронкевич, В. П.** Лазерная термохимическая технология синтеза дифракционных оптических элементов на пленках хрома / В. П. Коронкевич, А. Г. Полешук, Е. Г. Чурин, Ю. И. Юрлов // *Квантовая электроника*. — 1985. — Том 12. — № 4. — С. 755–761.
- [4] **Gorbunov, A. A.** Lateral self-limitation in the laser-induced oxidation of ultrathin metal films / A. A. Gorbunov, H. Eichler, W. Pompe, B. Huey // *Applied physics letters*. — 1996. — Vol. 69. — № 19. — P. 2816–2818.
- [5] **Wang, Y.** TiO<sub>2</sub> micro-devices fabricated by laser direct writing / Y. Wang, J. Miao, Y. Tian, C. Guo, J. Zhang, T. Ren, Q. Liu // *Optics express*. — 2011. — Vol. 19. — № 18. — P. 17390–17395.
- [6] **Шахно, Е. А.** Особенности лазерного окисления тонких пленок титана / Е. А. Шахно, Д. А. Синев, А. М. Кулажкин // *Оптический журнал*. — 2014. — Том 81. — № 5. — С. 93–98.
- [7] **Достовалов, А. В.** Исследование формирования термохимических лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур на пленках Cr, Ti, Ni и NiCr фемтосекундным излучением / А. В. Достовалов, В. П. Корольков, В. С. Терентьев, К. А. Окотруб, Ф. Н. Дульцев, С. А. Бабин // *Квантовая электроника*. — 2017. — Том 47. — № 7. — С. 631–637.
- [8] **Xia, F.** Mechanism of pulsed-laser-induced oxidation of titanium films / F. Xia, L. Jiao, D. Wu, S. Li, K. Zhang, W. Kong, M. Yun, Q. Liu, X. Zhang // *Optical Materials Express*. — 2019. — Vol. 9. — № 10. — P. 4097–4103.
- [9] **Корольков, В. П.** Новые методы изготовления высокоапертурных компьютерно-синтезированных голограмм для формирования эталонных волновых фронтов в интерферометрии / В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Седухин, Д. А. Белоусов, Р. И. Куц // *Автометрия*. — 2020. — Том 56. — № 2. — С. 42–54.
- [10] **Sartale, S. D.** Influence of Ti film thickness and oxidation temperature on TiO<sub>2</sub> thin film formation via thermal oxidation of sputtered Ti film / S. D. Sartale, A. A. Ansari, S. J. Rezvani // *Materials science in semiconductor processing*. — 2013. — Vol. 16. — № 6. — P. 2005–2012.
- [11] MATLAB / URL: [www.mathworks.com/products/matlab.html](http://www.mathworks.com/products/matlab.html).
- [12] Grating Diffraction Calculator (GD-Calc) / URL: [kjinovation.com/](http://kjinovation.com/).
- [13] Коэффициенты преломления диоксида титана / URL: [refractiveindex.info/?shelf=main&book=TiO2&page=Sarkar](http://refractiveindex.info/?shelf=main&book=TiO2&page=Sarkar).
- [14] Коэффициенты преломления плавленого кварца / URL: [refractiveindex.info/?shelf=glass&book=fused\\_silica&page=Malitson](http://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=fused_silica&page=Malitson).

### 34. Голографические сенсоры из пищевых биополимеров

*А. П. Торопова*

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Перспективным направлением в области контроля условий хранения пищевых и фармацевтических продуктов является разработка голографических сенсоров, выполняющих роль визуальных индикаторов. Рассматриваемый в данной работе голографический сенсор представляет собой радужную голограмму, дифракционная решетка которой сделана методом литья из пищевого биополимера и имеет свойство разрушаться под воздействием влажности, что позволяет использовать ее в качестве датчика контроля. Время жизни и деградация дифракционных решеток из разных биополимеров может варьироваться от одного часа до одного года в зависимости от физико-химических свойств разных материалов и влияния окружающей среды, что следует из результатов анализа дифракционной эффективности.

*Ключевые слова:* Голографический сенсор, радужная голограмма, пищевые биополимеры, деградация дифракционных решеток

*Цитирование:* **Торопова, А. П.** Голографические сенсоры из пищевых биополимеров / А. П. Торопова // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 205–208.

Сегодня в пищевой промышленности большое внимание уделяется контролю качества продуктов и контролю условий их хранения. Такие системы контроля основаны на разных физических явлениях и могут реагировать на изменение температуры, влажности, pH, изменение концентрации кислорода или углекислого газа [1]. Перспективными разработками визуальных индикаторов являются голографические сенсоры.

Голографические сенсоры представляют собой голограммы, изменяющие свои свойства под воздействием внешних факторов: наличия или изменения концентрации какого-либо анализируемого вещества, влияния температуры, влажности, давления, pH-среды. Под воздействием внешних факторов могут происходить изменения размеров дифракционных полос, толщины материала, показателя преломления, в результате чего изменяются дифракционная эффективность, длина волны, спектральный отклик голограммы [2]. В пищевой промышленности применяются голографические датчики, определяющие содержание ионов металлов в молоке [3], концентрацию спирта в алкогольных напитках [4].

Важным параметром для обеспечения контроля условий хранения пищевых продуктов является влажность окружающей среды. Целью настоящего исследования является разработка голографического сенсора влажности для пищевых продуктов.

В качестве аналога рассмотрим подробнее голографический датчик влажности, представляющий собой отражательную голограмму, записанную по методу Ю. Н. Денисюка, на полимерной пленке, изготовленной из смеси двух мономеров: акриламида и *N, N* метиленбисак-

риламида, — связующего полимера — поливинилового спирта, инициатора — триэтаноламина, и фоточувствительного вещества — эритрозина [5]. С увеличением относительной влажности от 10% до 80% фотополимерный слой набухает, расстояние между дифракционными полосами увеличивается, цвет голограммы изменяется от синего до красного. С уменьшением влажности происходит усадка материала, расстояние между полосами уменьшается, и голограмма возвращается к синему цвету. Время отклика датчика составляет порядка 30 секунд. Другой голографический датчик влажности сделан методом литья в полипропиленовую форму с дифракционным микрорельефом суспензии, состоящей из золь-гель систем на основе  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$  и  $\text{ZrO}_2$  и многостенных углеродных нанотрубок, повышающих чувствительность к воздействию влажности [6]. Рассмотренные датчики сделаны из не пищевых материалов и могут быть нанесены на упаковку, но не на поверхность самого продукта.

В данной работе рассматривается создание голографических сенсоров из биополимеров, используемых в пищевой промышленности, чувствительных к воздействию влажности окружающей среды. Голографический сенсор представляет собой радужную голограмму, дифракционная решетка которой сделана из пищевого биополимера и имеет свойство разрушаться под воздействием влажности, что позволяет использовать ее в качестве датчика для контроля условий хранения пищевых и фармацевтических продуктов. Время жизни и деградация дифракционных решеток из разных биополимеров может варьироваться от одного часа до одного года в зависимости от физико-химических свойств разных материалов и влияния окружающей среды.

В качестве носителя радужных голограмм использован желатин, для повышения гигроскопичности сенсора добавлены фруктоза, глюкоза и сорбит. Было приготовлено 4 пленкообразующих раствора: 1% раствор желатина в дистиллированной воде и 1% растворы желатина с добавлением 30% от массы желатина фруктозы, глюкозы или сорбита. Растворы перемешали до полного растворения при температуре 70 °С, затем залили в силиконовые формы с дифракционной решеткой с периодом 600 линий на мм. После сушки в течение 24 часов в печи с конвекцией воздуха UT-4620 «Ulab» (Россия) при температуре 25 °С образцы вынули из силиконовых форм и получили полимерные пленки толщиной порядка 10 мкм с радужным изображением.

Для всех образцов была выполнена оценка дифракционной эффективности как отношения 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». Для исследования деградации дифракционной решетки образцы поместили в эксикатор с температурой 35 °С и влажностью 90%, оценка дифракционной эффективности проводилась каждые 15 минут. На рисунке 1 представлен график деградации дифракционных решеток из чистого желатина и смесей желатина с глюкозой, желатина с фруктозой и желатина с сорбитом.

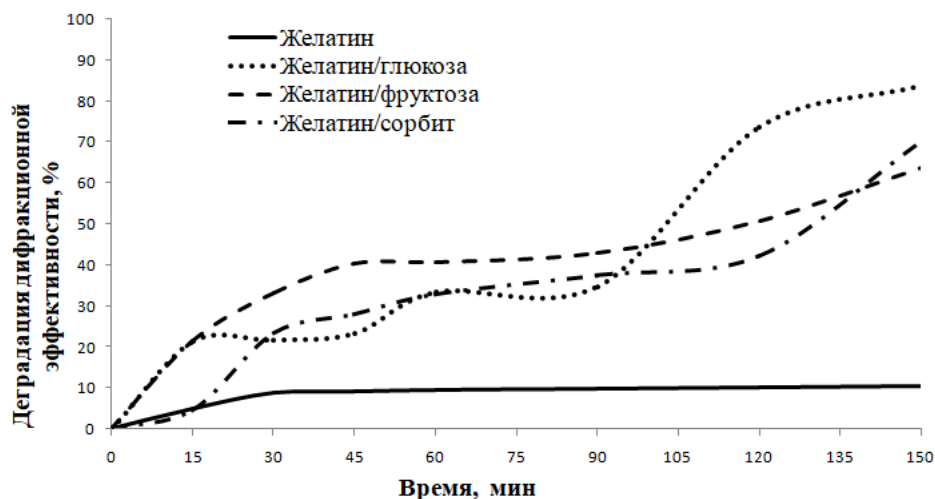


Рис. 1. График деградации дифракционных решеток

По полученным данным видно, что дифракционная эффективность образцов из чистого желатина уменьшается на 10% через полчаса нахождения в условиях агрессивной среды, радужное изображение сохраняется, дальнейших изменений не происходит в течение рассматриваемого временного интервала. Деграляция  $\approx 20\%$  наступает через 15 минут у образцов из желатина с добавлением глюкозы и образцов желатина с добавлением фруктозы. У образцов из желатина и сорбита деграляция  $\approx 20\%$  наступает через 30 минут. Через 150 минут нахождения в среде у образцов с добавлением фруктозы дифракционная эффективность уменьшается на 64%, с добавлением сорбита — на 70%, с добавлением глюкозы — на 84%, при этом радужные изображения слабо различимы глазом. Полное разрушение решетки на образцах с добавками происходит через 210 минут нахождения в рассматриваемых условиях, а деграляция образцов из чистого желатина происходит за 20 дней. То есть используемые добавки позволили значительно повысить чувствительность голографического сенсора к воздействию влажности. При хранении образцов в нормальных условиях — при температуре не выше  $25\text{ }^{\circ}\text{C}$  и влажности не более 50% голограммы из чистого желатина сохраняются в течение года, из желатина с добавками — в течение 6 месяцев. Деграляция дифракционных решеток обусловлена гигроскопическими свойствами глюкозы, фруктозы и сорбита.

Полученные результаты показывают, что голограммы из пищевых биополимеров могут быть нанесены непосредственно на поверхность пищевых и фармацевтических продуктов и использованы в качестве голографических сенсоров — визуальных показателей соблюдения условий хранения.

#### Список источников

- [1] **Sohail, M.** Recent developments in intelligent packaging for enhancing food quality and safety / M. Sohail, D.-W. Sun, Z. Zhu // *Critical Reviews in Food Science and Nutrition*. — 2018. — Vol. 58. — № 15. — 13 p.
- [2] **Naydenova, I.** Holographic Sensors / I. Naydenova // *Optical Holography-Materials, Theory and Applications*. — 2020. — P. 165–190.



- [3] **Marshall, A.** Holographic sensors for the determination of ionic strength / A. Marshall, D. Young, S. Kabilan, A. Hussain, J. Blyth, C. Lowe // *Analytica Chimica Acta*. — 2004. — Vol 527. — № 1. — P. 13–20.
- [4] **Mayes, A.** A holographic alcohol sensor / A. Mayes, J. Blyth, M. Kyrolloinen-Reay, R. Millington, C. Lowe // *Analytical Chemistry*. — 1999. — Vol. 71. — P. 3390–3396.
- [5] **Naydenova, I.** Holographic humidity sensors / I. Naydenova, R. Jallapuram, S. Martin, V. Toal // *Humidity sensors: Types, Nanomaterials and Environmental Monitoring*; Editor C. T. Okada. — Nova Science Publishers, Hauppauge, 2011. — P. 117–141.
- [6] **Ilatovskii, D.** Holographic sol-gel monoliths: optical properties and application for humidity sensing / D. A. Ilatovskii, V. Milichko, A. V. Vinogradov, V. V. Vinogradov // *Royal Society Open Science*. — 2018. — Vol 5. — P. 172465.

V. Объемная голография,  
фоточувствительные  
материалы и  
электрооптика

## 35. Голографическая запись в фоторефрактивных стеклах и кристаллах: сравнительный анализ

*Н. В. Никоноров, В. М. Петров*

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В докладе представлены оригинальные результаты исследования оптических и голографических характеристик большого набора фоточувствительных материалов, используемых в современной оптической голографии: кристаллов (силленитов, ниобата лития и титаната бария, с различными допантами, аддитивно-окрашенного флюорита) и стекол (фото-термо-рефрактивных, пористых, халькогенидных). Обсуждены механизмы голографической записи, представлен сравнительный анализ основных голографических характеристик, показаны преимущества и недостатки фоточувствительных стекол и кристаллов, а также обсуждены области практических применений.

*Ключевые слова:* Силенины, Ниобат лития, Титанат бария, Пористое стекло с фоточувствительными добавками, Фото-термо-рефрактивное стекло, Халькогенидное стекло, Объемные брэгговские решетки, Голографические оптические элементы.

*Цитирование:* **Никоноров, Н. В.** Голографическая запись в фоторефрактивных стеклах и кристаллах: сравнительный анализ / Н. В. Никоноров, В. М. Петров // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 210–219.

### Введение

В настоящее время особое место среди большого разнообразия органических и неорганических фоточувствительных материалов для голографической записи информации занимают неорганические фоторефрактивные кристаллы и стекла. В отличие от тонких голограмм толщиной  $\approx 10$  мкм, которые характеризуются параметром Клейна  $Q \approx 10$ , эти среды позволяют записывать сверхглубокие голограммы толщиной в десятки мм ( $Q > 1000$ ). Кроме того, по сравнению с фоточувствительными полимерами, галоидосеребряными эмульсиями и бихроммированной желатиной, кристаллы и стекла имеют высокие эксплуатационные характеристики (высокая механическая, термическая и оптическая прочность, твердость, абразивоустойчивость, химическая устойчивость и т. д.). Эти характеристики делают кристаллы и стекла крайне востребованными для создания голографических оптических элементов и устройств нового поколения. В свою очередь, у фоторефрактивных кристаллов и стекол есть свои достоинства и недостатки, которые разграничивают и определяют их области применения. Так, например, к достоинствам кристаллов можно отнести их высокие и разнообразные активные характеристики (нелинейно-оптические, электрооптические, фоторефрактивные) по сравнению со стеклами. В тоже время стекла допускают применение к ним технологий, которые невозможны для кристаллов, но которые крайне востребованы для голографических задач. К ним прежде всего, можно отнести вытяжку оптического волокна, напыление, ионный

обмен, прессование и т. д. В настоящем докладе представлены оригинальные результаты исследования оптических и голографических характеристик фоточувствительных материалов, используемых в современной оптической голографии: кристаллов (силлениты, ниобат лития и титанат бария, с различными допантами), а также стекол (фото-термо-рефрактивные, пористые и халькогенидные).

Пожалуй, одной из самых успешных областей применения фоторефрактивных материалов является их использование в качестве эффективной среды для записи толстых (объемных) голограмм, отвечающих условиям дифракции Брэгга. Следует выделить два наиболее характерных примера широкого практического использования таких голограмм (или решёток): это оптические фильтры и динамические (адаптивные) светоделители.

В качестве оптических фильтров используются т. н. «статические», или постоянные отражательные решётки Брэгга, записанные в материале, который способен хранить голограмму практически неограниченное время. Голографические фильтры находят самое широкое применение в волоконно-оптических линиях связи для выделения требуемого частотного канала, а также в полупроводниковых лазерах для управления параметрами излучения. Высокодобротные голографические фильтры оказались чрезвычайно востребованными в системах квантовых коммуникаций.

Отдельно следует выделить отражательные решётки, возникающие в активном веществе (например, в неодимовом стекле) мощных импульсных лазеров при интерференции волн, распространяющихся внутри резонатора. В этом случае время формирования и релаксации решётки определяется характерными временами квантовых переходов вещества. Такие решётки оказывают заметное влияние на спектральные характеристики генерируемого излучения.

В качестве динамических (адаптивных) светоделителей для адаптивной интерферометрии используются решётки, записанные в материалах, в которых времена записи и стирания голограммы находятся в диапазоне от десятков микросекунд до сотен миллисекунд. Это позволяет создавать интерферометры, которые проявляют способность «адаптации» к внешним помехам, что существенно для различных практических применений.

### **1. Фото-термо-рефрактивные стекла**

Новые фторидные, хлоридные и бромидные ФТР стекла разработаны в Университете ИТМО (Санкт-Петербург) [1–3]. В этих стеклах в результате УФ облучения и последующей термообработки вырастают наночастицы серебра и нанокристаллы фторида натрия NaF, хлорида AgCl и бромида AgBr серебра в виде оболочки на серебряной наночастице. Таким образом, ФТР стекло представляет собой гетерофазную структуру, состоящую из основной стеклообразной фазы и распределённой в ней кристаллической фазы. Формирование кристаллической фазы в облученной области приводит к изменению показателя преломления, достигающему значения  $\Delta n \approx 0,001$ . Для фторидных ФТР стекол  $\Delta n$  — отрицательное, для хлоридных и бромидных ФТР стекол  $\Delta n$  — положительное. Наведенные потери в ФТР стеклах обусловлены прежде

всего полосой поглощения наночастиц серебра в спектральной области 420–450 нм. Для фторидных ФТР стекол наведенные потери малы и не превышают  $0,1 \text{ см}^{-1}$ , для хлоридных и бромидных стекол наведенные потери могут превышать  $10 \text{ см}^{-1}$ . Эти потери могут быть уменьшены до  $0,1 \text{ см}^{-1}$  за счет технологии обесцвечивания с использованием импульсного лазерного излучения ( $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$ ) фемтосекундной длительности. Различие в показателях преломления облученной и необлученной области позволяет записывать фазовые (для случая фторидных ФТР стекол) или амплитудно-фазовые (для хлоридных и бромидных ФТР стекол) голограммы.

Можно отметить следующие достоинства ФТР стекол и голограмм на их основе. Голограммы (в том числе, брэгговские решетки) могут быть записаны на большой глубине (0,1–10 мм). Записанные элементы имеют высокую дифракционную эффективность (до 99,9%), а также угловую (0,1 мрад) и спектральную (0,01 нм) селективность. ФТР стекла допускают запись брэгговских решеток с высоким пространственным разрешением (период  $\approx 100 \text{ нм}$ ). Голограммы, записанные в ФТР стекле, обладают высокой химической устойчивостью, механической и термической прочностью, которые близки коммерческому оптическому стеклу К8 (зарубежный аналог ВК7). Кроме того, они выдерживают воздействие мощного непрерывного и импульсного лазерного излучения. Пороги оптического пробоя ФТР стекла близки к порогам пробоя коммерческого оптического стекла ВК7. Голограммы могут выдерживать многократный нагрев до высоких температур ( $500 \text{ }^\circ\text{C}$ ) без потери своих свойств. Достоинством ФТР стекол, как материала для записи голограмм, также является его однородность (флуктуации показателя преломления в объеме порядка  $10^{-5}$ ) и воспроизводимость характеристик как при синтезе исходного стекла, подобно оптическому стеклу К8 (ВК7), так и при фото-термо-индуцированной кристаллизации. ФТР стекла допускают применение традиционных методов механической обработки — шлифование и полирование, а также разнообразные технологии формования (например, прессование, литье в форму и создание асферических поверхностей). Также возможна вытяжка оптического волокна из ФТР стекла.

Отмеченные особенности ФТР стекол позволили в университете ИТМО разработать и продемонстрировать широкий спектр голографических оптических элементов и устройств для лазерной техники и метрологии:

- сверхузкополосные спектральные фильтры для лазерных диодов и твердотельных лазеров,
- фильтры для температурной стабилизации длины волны излучения,
- сумматоры и мультиплексоры лазерных каналов,
- чирпированные решетки для компрессии световых импульсов,
- голографические призмы для высокоточных угловых измерений,
- голографические метки для коллиматорных прицелов.

## 2. Пористые стекла, активированные галогенидами серебра

В последние десятилетия наблюдается повышенный интерес к нанопористым силикатным стеклам оптического качества и значительное расширение спектра их использования для голографических задач. Активированные нанопористые силикатные стекла (занимают особое место среди голографических материалов, так как обладают свойствами, широко востребованными в современных голографических оптических элементах. Это, прежде всего, высокая механическая и лучевая прочность в сочетании с высокой абсорбционной способностью; высокая прозрачность в видимой и ближней ИК областях спектра; возможность реализации широкого диапазона размеров пор и свободного объема пор; возможность регулировать оптические свойства образцов введением в свободный объем пор вещества с заданным показателем преломления; возможность получения композитных материалов с рабочим веществом в виде отдельных наночастиц, распределенных в макрообъеме.

В университете ИТМО разработана технология получения нанопористых стекол с введенными в поры галогенидов серебра [5]. Объемная голографическая среда обладает комплексом свойств традиционных галогенидосеребряных фотоматериалов на подложке: как собственной чувствительностью галогенидов серебра, так и возможностью оптической сенсбилизации в видимом и ближнем ИК диапазоне спектра, а также возможностью использования процессов химико-фотографической обработки. Толщина голографической среды достигает 4–5 мм. Фоточувствительность голографической среды  $\approx 10\text{--}100$  Дж/см<sup>2</sup>, изменение показателя преломления  $\Delta n \approx 0,1$ , срок хранения информации десятки лет. Отличительной особенностью созданной среды, является ограниченный максимальный размер синтезируемых частиц галогенидов серебра и проявленных частиц металлического серебра, который не может превышать максимального размера пор силикатной матрицы (7 нм), что определяет высокое разрешение среды, достигающее более 3000 мм<sup>-1</sup>. Одним из ключевых недостатков такой среды является то, что активированные пористые стекла, как и всякая губка, впитывает из воздуха влагу, органические вещества и поглощающие включения. Это накладывает дополнительные технологические усилия по защите поверхности пористых стекол. Тем не менее разработанное нанопористое стекло с галогенидом серебра может быть использовано в качестве носителей информации в системах оптико-голографической архивной памяти.

## 3. Халькогенидные стекла

Одной из перспективных гомогенных регистрирующих стеклообразных сред являются халькогенидные стекла. Отличительной особенностью данных стекол является высокий уровень пропускания в ближнем, среднем и дальнем ИК диапазонах (1–8 мкм), а также высокий показатель преломления (2,6–2,8) [6]. Важной особенностью халькогенидных стекол является то, что они могут изменять пропускание и показатель преломления под воздействием оптического излучения. Эффекты фотоиндуцированного изменения поглощения и показателя преломления данных стекол вблизи края фундаментального поглощения вызван мгновенными фотоструктурными изменениями, которые приводят к увеличению количества структурных

неоднородностей, приводящих к фотоиндуцированному уменьшению ширины запрещенной зоны. Важно отметить, что изменения носят обратимый характер, и стекло просветляется в процессе отжига вблизи температуры стеклования. Облучение излучением вблизи фундаментального края поглощения халькогенидных стекол приводит к увеличению показателя преломления до  $\Delta n \approx 0,05$  для стекол системы As–S–Ge. На основе халькогенидных стекол возможно создание брэгговских отражателей и различных интегрально-оптических устройств, работающих в ближнем, среднем и дальнем ИК диапазоне. Кроме того, возможна вытяжка оптического ИК волокна и запись в нем брэгговских решеток. Несмотря на большую привлекательность халькогенидных стекол в ИК диапазоне, данные стекла имеют ряд недостатков. Одним из ключевых недостатков халькогенидных стекол и пленок является их токсичность при синтезе, так как в процессе высокотемпературного синтеза образуются летучие токсичные соединения мышьяка, теллура, серы и селена, которые требуют использования специального защитного оборудования, что приводит к значительному удорожанию и усложнению производственного процесса. Кроме того, голограммы на основе халькогенидных стекол не обладают достаточной стойкостью к внешним воздействиям, таких как синее и УФ излучение, а также нагрев выше 200 °С.

#### **4. Аддитивно-окрашенный флюорит**

В университете ИТМО разработан новый голографический материал на основе фторидных кристаллов со структурой флюорита, содержащих фотохромные центры окраски [7]. Характерной особенностью этой структуры является жесткость катионной и высокая лабильность анионной подрешетки, которой благоприятствует огромное количество пустот катионной подрешетки — междоузлий. Кристаллы со структурой флюорита — это широкозонные диэлектрики, прозрачные в широкой спектральной области, включающей видимую и значительную часть УФ и ИК областей спектра. Фторид кальция является одним из основных оптических материалов, который широко используется в оптической технике, в частности, для фотолитографических объективов совместно с эксимерными лазерами в производстве полупроводниковых чипов. Сам по себе, кристалл флюорита нефотохромен, оптическое излучение в области прозрачности этого кристалла не изменяет его оптические свойства. Для придания им этого свойства в нем должны быть созданы фотохромные центры. Создание центров окраски во фториде кальция требует дополнительной — после выращивания кристаллов — процедуры, отжига в восстановительной атмосфере паров металла-катиона. В ходе этой процедуры, именуемой аддитивным окрашиванием, восстановитель реагирует с решёточным фтором у поверхности кристалла. В ходе этой реакции возникают анионные вакансии и электроны, которые диффундируют вглубь кристалла. Диффундирующие в кристалл анионная вакансия и электрон могут рекомбинировать с образованием простейших F-центров окраски, которые в процессе окрашивания могут преобразовываться в более сложные центры, включающие несколько (или много) вакансий и электронов.

В основе фотохромии фторида кальция лежит индуцированное светом преобразование центров окраски из одного типа в другой. Фотохромия легированных кристаллов фторида кальция связана, прежде всего, с ионным движением. Под действием света и тепла происходит перемещение по кристаллу анионных вакансий, отщепившихся от ионизованных центров окраски. Этот процесс приводит, в конечном счете, к формированию центров окраски с другим составом и структурой, нежели до освещения кристалла, и сопутствующему изменению его оптических свойств. Изменение показателя преломления в обесцвеченном флюорите небольшое и составляет  $\Delta n \approx 0,0001$ . Оно обусловлено только изменением поглощения. Аддитивно-окрашенный фторид кальция является высокостабильной голографической средой. Толщина голограмм может достигать нескольких сантиметров. Характерной особенностью таких решеток является их исключительная стабильность — она сохраняется при нагреве кристалла вплоть до 200 °С. При нормальных условиях эксплуатации голограмма, записанная во фториде кальция, сохраняется практически неограниченное время. Это обстоятельство, а также высокая устойчивость флюорита, как матрицы, по отношению к ряду внешних воздействий, позволяет использовать записанные в нем голограммы в элементах метрологического назначения. Одним из таких элементов является голографическая призма — многозначная мера плоского угла.

### 5. Фоторефрактивные кристаллы

В качестве наиболее характерных фоторефрактивных кристаллов можно выделить ниобат лития  $\text{LiNbO}_3$ , титанат бария  $\text{BaTiO}_3$ , и кристаллы группы силленитов:  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  — силикат висмута,  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  — германат висмута  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  — титанат висмута [8].

Все эти материалы являются широкозонными полупроводниками, поэтому механизмы голографической записи определяются способностью фотовозбуждённых фотоэлектронов перемещаться в зоне проводимости. Движение фотоэлектронов происходит за счёт или диффузионного или дрейфового механизмов. Темновая проводимость фоторефрактивных кристаллов  $s_d$  составляет  $10^{-12}$ – $10^{-16}$  см/Ом.

Основные параметры фоторефрактивных кристаллов, влияющие на голографическую запись приведены в таблице 1.

Как следует из данных, приведённых в таблице 1, спектральная чувствительность большинства фоторефрактивных кристаллов, определяемая шириной запрещённой зоны, располагается в сине-зелёной области спектра. Следует отметить, что наличие мелких ловушечных уровней в кристаллах группы силленитов, допускает использование для записи динамических голограмм света из красной области спектра.

Одной из важнейших характеристик, дающей представление о возможности использовать тот или иной материал для голографической записи является голографическая чувствительность, или чувствительность к записываемому свету.

Как правило, в качестве такой универсальной характеристики используют величину энергии, необходимую для записи одной элементарной голограммы площадью 1 см<sup>2</sup>. Однако,



Табл. 1

	Точечная группа	Ширина запрещённой зоны	Эл.-опт. коэфф $r_{ij}$	Показатель преломления $n$	Время записи/ хранения	Примечания
<b>LiNbO<sub>3</sub>, допированный Fe<sup>2+</sup>, <sup>3+</sup></b>	3 m	3–4 эВ	$r_{33} = 32,2$ пм/В	$n_e \approx 2,14$ $n_o \approx 2,21$ $l = 1550$ нм	минуты–сутки (без фиксации)	записанная голограмма требует фиксации
<b>BaTiO<sub>3</sub>, допированный Со</b>	4 mm	3,0 ± 0,5 эВ	$r_{51} = 820$ пм/В	$n_e \approx 2,4$ $n_o \approx 2,46$ $l = 550$ нм	0,1–10 с	
<b>Силлениты</b>	23	3,2 ± 0,5 эВ мелкие ловушки: 1,0–1,5 эВ	$r_{41} = 4,74$ пм/В	$n = 2,25–2,54$	0,01–5 с	оптическая активность 8–30°/мм

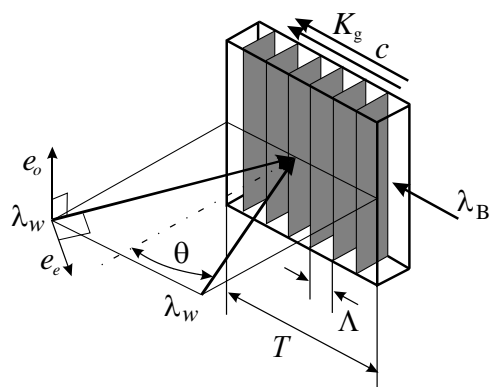
эта характеристика существенным образом зависит, по крайней мере, от двух факторов. Во-первых, она зависит от критерия, по которому определяется уровень записи голограммы. Так, например, может использоваться критерий, когда дифракционная эффективность записанной решётки составляет 1 %, а может использоваться критерий, когда дифракционная эффективность составляет 100 %. Во-вторых, зависит от типа самой записываемой голограммы: «отражательная» или «пропускающая». Более того, довольно часто, при использовании голограммы в качестве элемента некоего устройства, например, в адаптивных интерферометрах, важно не столько абсолютное значение дифракционной эффективности, а величина отношения сигнал-шум, регистрируемого фотоприёмником на выходе голограммы. Поэтому ниже мы приведём некоторые, наиболее часто используемые схемы записи голограмм с указанием конкретных параметров записи.

На рисунке 1 приведена схема записи отражательных голограмм в ниобате лития. Запись производится лучами на длине волны  $\lambda_w$  в пропускающей геометрии (из сине-зелёной области спектра), а считывание — в отражающей геометрии из красной или инфракрасной области спектра.

В этой схеме, для записи голограммы, имеющей 100% дифракционной эффективности в отражательной геометрии при толщине отражательной голограммы  $T = 1$  см, необходимо обеспечить экспозицию записывающим светом на длине волны 0,53 мкм мощностью примерно 10 мВт/см<sup>2</sup> в течение 3–5 минут.

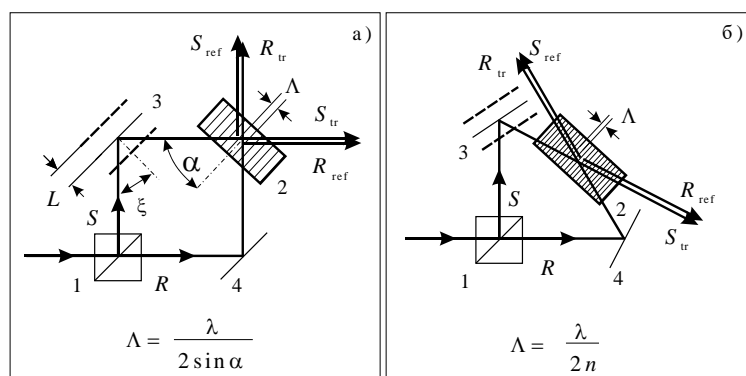
На рисунке 2 показана схема записи и использования динамических голограмм в кристаллах титаната бария и в кристаллах силленитов.

Как видно из данных, представленных на рисунке 3, максимальные значения дифракционной эффективности и максимальная чувствительность интерферометра с использованием титаната бария достигают своего максимального значения при разных толщинах кристалла.



$\theta$  — угол записи на длине волны  $\lambda_w$ ,  $\lambda_B$  — длина волны, используемая для считывания и отвечающая условиям Брэгга в отражательной геометрии,  $T$  — толщина голограммы в отражательной геометрии,  $\Lambda$  — пространственный период голограммы,  $K_g$  — волновой вектор голограммы,  $c$  — оптическая ось кристалла

**Рис. 1.** Схема записи голограммы в пропускающей геометрии для получения отражательных решёток



а) Пропускающая геометрия

б) Отражательная геометрия

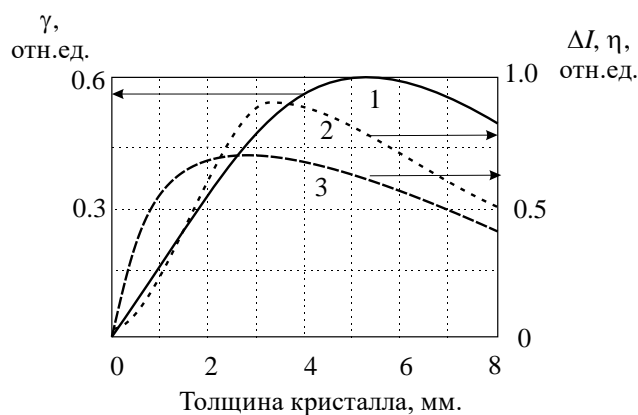
$S$  и  $R$  — сигнальный и опорный пучки,  $1$  — светоделитель,  $2$  — динамическая голографическая решётка, выполняющая роль адаптивного светоделителя,  $3$  и  $4$  — зеркала. Зеркало  $3$  периодически перемещается относительно своего среднего положения на расстояние  $L$ .

**Рис. 2.** Использование динамической отражательной решётки в качестве адаптивного светоделителя в интерферометре Маха — Цендера

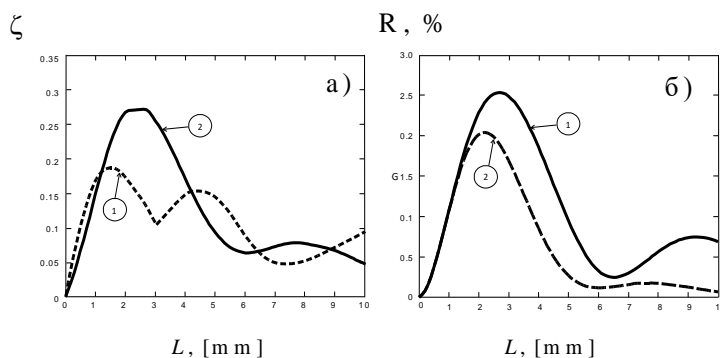
Абсолютное значение дифракционной эффективности достигает своего максимального значения примерно в 30% при величине экспозиции записывающим светом на длине волны 0,53 мкм мощностью примерно 5 мВт/см<sup>2</sup> в течение десятых долей секунд.

Аналогичная схема используется с динамическими отражательными решётками в силленитах. На рисунке 4 показаны зависимости чувствительности интерферометра и дифракционной эффективности на примере динамической голограммы, записанной в кристалле  $Vi_{12}SiO_{20}$ .

В этих экспериментах максимальное значение дифракционной эффективности 3% достигается при величине экспозиции записывающим светом на длине волны 0,53 мкм мощностью примерно 5 мВт/см<sup>2</sup> в течение сотых долей секунд.



**Рис. 3.** Зависимости относительной чувствительности  $\gamma$  интерферометра (1), амплитуды модуляции  $\Delta I$  (2) и дифракционной эффективности решётки  $\eta$  (3) в зависимости от толщины кристалла титаната бария



1 — линейная поляризация S-луча вдоль [100], 2 — S-луч поляризован вдоль [110]

**Рис. 4.** Относительная чувствительность интерферометра (а) и дифракционная эффективность динамической отражательной голограммы (б) в зависимости от толщины  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  кристалла с плотностью ловушек  $N_A = 2,5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , и направлением распространения света вдоль [001]

### Заключение

Рассмотренные в данной статье фоторефрактивные стёкла и кристаллы представляют заметную часть неорганических голографических материалов, используемых в современных применениях.

Голографическая запись в фоторефрактивных материалах происходит за счёт изменения показателя преломления под действием записывающего света. В материале возникает фазовая голограмма, т. е. периодическая решётка изменения показателя преломления. Амплитуда такой решётки может достигать величин  $10^{-2}$ – $10^{-5}$ . Вклад решётки поглощения, которая возникает как следствие соотношения Крамерса-Кронига вместе с фазовой решёткой, в случае фоторефрактивных материалов оказывается пренебрежимо малым. Это обеспечивает высокое качество записанных фазовых голограмм и сохранение высокой прозрачности материала во всех фоторефрактивных материалах.

Заметное различие между фоторефрактивными стёклами и кристаллами наблюдается в величине фоточувствительности к записываемому свету, которая на 2–3 порядка лучше у фоторефрактивных кристаллов. Однако, следует учитывать, что это приводит к гораздо более низкой стойкости и к считываемому свету.

Фоторефрактивные стёкла отличаются высокой стабильностью своих параметров по отношению к изменениям температуры, наличию внешних электрических полей, механическим воздействиям, что является следствием их принадлежности к классу аморфных, оптически изотропных материалов. Фоторефрактивные кристаллы в силу принадлежности к анизотропным материалам являются двулучепреломляющими и обладают целым набором эффектов: электрооптическим, фотогальваническим, пьезоэлектрическим, акустооптическим, эластооптическим и т. д. С одной стороны, это влечёт за собой определённые проблемы при практическом использовании устройств на их основе. Так, например, наличие двулучепреломления у ниобата лития приводит к заметной зависимости дифракции от ориентации поляризации падающего света. С другой стороны — наличие электрооптических свойств у фоторефрактивных кристаллов позволяет осуществлять эффективное электрическое управление условиями дифракции, что востребовано в различных практических применениях.

### Благодарность

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 20-19-00559).

### Список источников

- [1] **Nikonorov, N.** New photo-thermo-refractive glasses for holographic optical elements: properties and applications / N. Nikonorov, S. Ivanov, V. Dubrovin, A. Ignatiev // *Holographic materials and optical systems*; edited by I. Nayadenova, D. Nazarova and T. Babeva. — InTech, 2017. — P. 435–461.
- [2] **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, Y. Sgibnev, A. Sidorov // *Springer Series in Optical Sciences*, Springer Verlag. — 2018. — P. 83–113.
- [3] **Dubrovin, V.** Bromide photo-thermo-refractive glass for volume Bragg gratings and waveguide structure recording / V. Dubrovin, N. Nikonorov, A. Ignatiev // *Optical Materials Express*. — 2017. — Vol. 7. — №7. — P. 2280–2292.
- [4] **Klyukin, D.** Volume Bragg gratings in chloride photo-thermo-refractive glass after femtosecond laser bleaching / D. Klyukin, V. Krykova, S. Ivanov, P. Obraztsov, M. Silvennoinen, N. Nikonorov // *Optical Materials Express*. — 2017. — Vol 7. — №11. — P. 4131–4137.
- [5] **Андреева, О. В.** Объемные голограммы в нанопористых силикатных матрицах с галогенидами серебра : Дис. ... доктора наук / О. В. Андреева. — С.-Петербург, 2020. — С. 211.
- [6] **Savage, J. A.** Infrared optical materials and their antireflection coatings / J. A. Savage. — Bristol : Adam Hilger LTD, 1985. — P. 270.
- [7] **Щеулин, А. С.** Аддитивное окрашивание кристаллов фторидов кальция и кадмия / А. С. Щеулин, Т. С. Семенова, Л. Ф. Корякина, М. А. Петрова, А. К. Купчиков, А. И. Рыскин // *Оптика и спектроскопия*. — 2007. — Том 103. — №4. — С. 673–678.
- [8] **Петров, В. М.** Интерференция и дифракция для информационной фотоники / В. М. Петров, А. В. Шамрай. — С.-Петербург : Лань, 2019. — 460 с.

## 36. Нанопористые силикатные матрицы как основа композиционных материалов широкого применения

О. В. Андреева, Н. В. Андреева, А. О. Исмагилов, Е. П. Быков

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты исследования оптических свойств нанопористых силикатных матриц и рассмотрен ряд их практических применений: в качестве основы для создания капиллярных регистрирующих сред толщиной порядка миллиметра для голографии; в качестве вмещающей матрицы с частицами коллоидного серебра для создания сенсоров показателя преломления аналитов; в качестве подложки для получения поверхностно-усиленного сигнала гигантского комбинационного рассеяния (SERS).

*Ключевые слова:* Нанопористые силикатные матрицы, Серебросодержащие голограммы, Сенсоры показателя преломления аналитов, Поверхностно-усиленная рамановская спектроскопия.

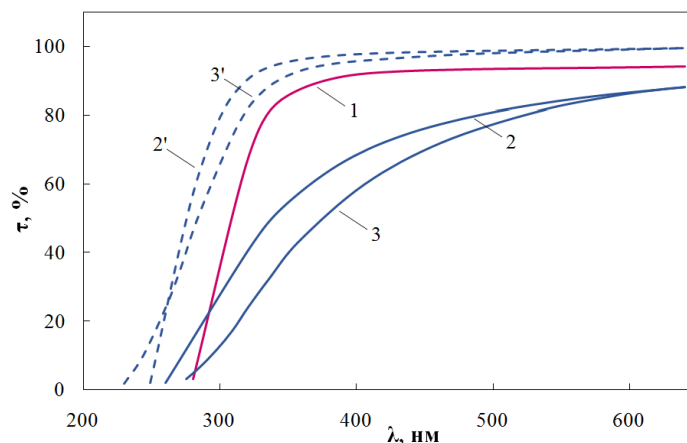
*Цитирование:* Андреева, О. В. Нанопористые силикатные матрицы как основа композиционных материалов широкого применения / О. В. Андреева, Н. В. Андреева, А. О. Исмагилов, Е. П. Быков // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 220–224.

Светочувствительные регистрирующие среды для объемной голографии были созданы на основе принципа композиционной структуры с использованием в качестве жесткого каркаса нанопористых силикатных матриц (НПСМ). Жесткий каркас обладает высокими физико-механическими свойствами и обеспечивает безупрочность образцов толщиной несколько миллиметров. Светочувствительная композиция, располагается внутри каркаса и обеспечивает свойства, необходимые для получения голограмм [1].

Технология получения НПСМ, разработанная для создания высокоразрешающей регистрирующей среды, обеспечивает получение образцов НПСМ с высокой прозрачностью и пористой структурой, позволяющей формировать светочувствительную композицию (рисунок 1). Спектральное пропускание — важнейшая характеристика для образцов, используемых в оптическом эксперименте. В таблице 1 приведены и другие основные характеристики.

Особенностью подхода, аналогов которому до сих пор нет, является капиллярность полученных сред-композиатов: в готовом образце светочувствительная композиция жестко связана со стенками силикатного каркаса, но занимает только часть свободного объема пор и образец имеет сеть сквозных капилляров [2].

Были получены лабораторные образцы капиллярных сред с различными светочувствительными композициями, в том числе бихромированная желатина (БХЖ), хромированный поливиниловый спирт (ХПВС) и галогенидосеребряная композиция (AgHal). Наибольшее внимание привлекает AgHal-среда на основе НПСМ-17 (AgHal/НПСМ). Запись голограмм и пост-



1 — исходное стекло ДВ-1 (относительно воздуха), 2 — НПСМ-7, (относительно воздуха), пористость 26,3%, 3 — НПСМ-17 (относительно воздуха), пористость 50%, 2' — НПСМ-7 в иммерсии с  $n = 1,43$  (относительно иммерсии), 3' — НПСМ-17 в иммерсии с  $n = 1,43$  (относительно иммерсии)

**Рис. 1.** Спектры пропускания образцов толщиной 1 мм

**Табл. 1.** Характеристики образцов нанопористых матриц НПСМ-7 и НПСМ-17

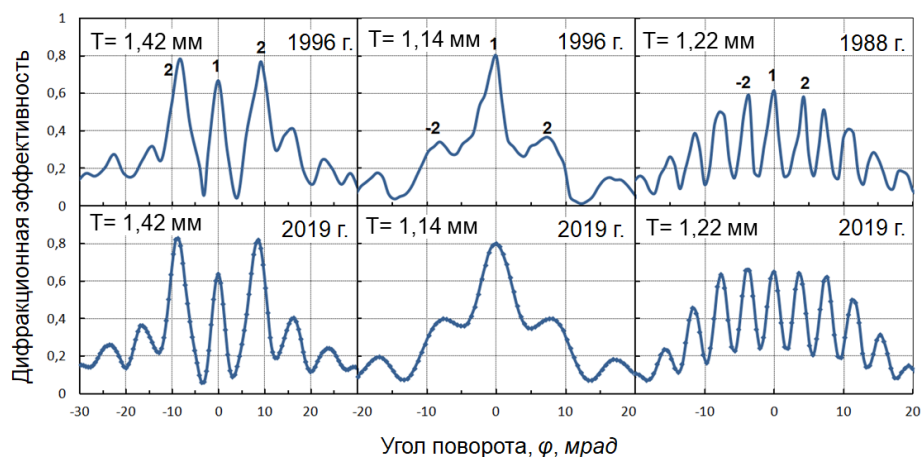
Характеристика	НПСМ-7	НПСМ-17
Средний размер пор, $d$ , нм	7	17
Свободный объём образца ПС, %	26	52–54
Удельная поверхность пор, м <sup>2</sup> /г	100–120	

экспозиционная обработка позволяют получать структуру голограммы в виде пространственного распределения наночастиц коллоидного серебра. Такие голограммы обладают полезными свойствами — высокой прозрачностью и фазовой модуляцией в ближней ИК-области спектра. При длине волны  $\lambda = 1,5$  мкм были получены голограммы с ДЭ  $\approx 50\%$ . Проверка сохраняемости структуры таких голограмм была выполнена при использовании излучения видимого диапазона  $\lambda = 633$  нм. Данные, приведенные на рисунке 2, демонстрируют неизменность структуры голограммы в течение нескольких десятков лет при хранении в офисном помещении.

Свойства голограмм и длительные сроки хранения информации позволяют считать среды AgHal/НПСМ перспективными для систем оптико-голографической архивной памяти.

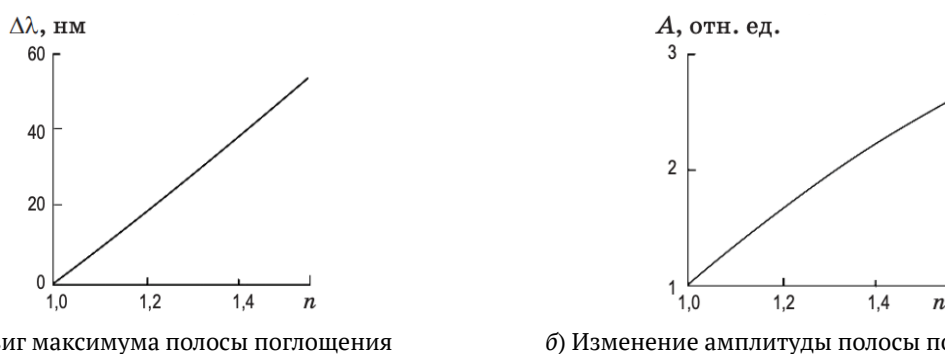
Нанопористые матрицы с частицами коллоидного серебра, сформированными из несветочувствительных солей серебра химическим способом методом прямой лазерной записи (Ag/НПСМ), были использованы в качестве сенсоров показателя преломления аналитов [3]. Преимуществом таких сенсоров является возможность использования малого количества аналита (единицы микролитров) для проведения исследований. Измеряя спектральный сдвиг полосы поглощения образца Ag/НПСМ при введении прозрачного аналита, можно определить его показатель преломления (рисунок 3).

Нанопористые силикатные матрицы — обладающие воспроизводимыми оптическими характеристиками и высокой биосовместимостью, показали свою перспективность в каче-



Верхний ряд — измерения после записи голограмм в 1988 г. и 1996 г.,  
нижний — измерения после хранения в 2019 г.

**Рис. 2.** Контуры угловой селективности голограмм, полученных на образцах AgHal/НПСМ



а) Сдвиг максимума полосы поглощения

б) Изменение амплитуды полосы поглощения

**Рис. 3.** Расчетные зависимости сдвига (а) и амплитуды (б) плазмонной полосы поглощения серебряных наночастиц от показателя преломления аналита, заполняющего поры

стве подложки для получения поверхностно-усиленного сигнала гигантского комбинационного рассеяния (SERS) от аналита с известным рамановским спектром [5]. Подготовка матриц для использования в качестве подложки заключалась в напылении золотого слоя на одну поверхность матрицы. Процесс напыления золота производился методом магнетронного распыления в течение 1–9 минут, что составляло толщину до 150 нм. На рисунке 4 показан поверхностный рельеф образца НПСМ-7, полученный с помощью атомно-силового микроскопа с диаметром зонда 5 нм. В качестве аналита был выбран краситель Crystal Violet (Sigma Aldrich, USA), который имеет выраженный спектр комбинационного рассеяния (рамановский спектр). Как показывают экспериментальные данные, приведенные на рисунке 5 [5], продемонстрирована возможность использования обоих типов матриц для детектирования присутствия данного аналита в концентрации  $10^{-6}$ – $10^{-7}$ .

В заключение следует отметить, что нанопористые силикатные матрицы, разработанные с целью создания безусадочных капиллярных регистрирующих сред для объемной голографии, обеспечивающие высокие эксплуатационные качества таких сред, могут быть использованы гораздо шире. Показано, что объемные голограммы в нанопористых средах с галогени-

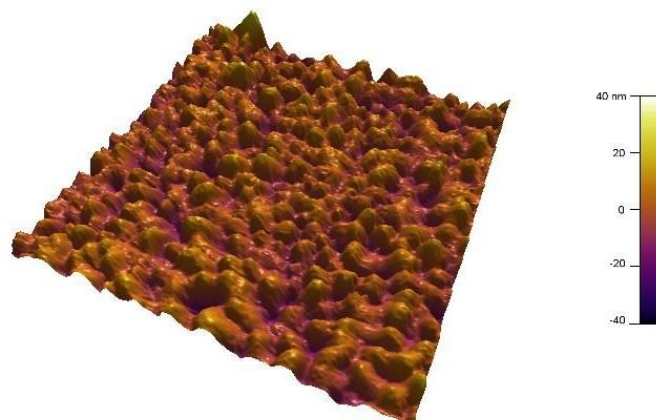


Рис. 4. Поверхностный рельеф нанопористой силикатной матрицы НПСМ-7

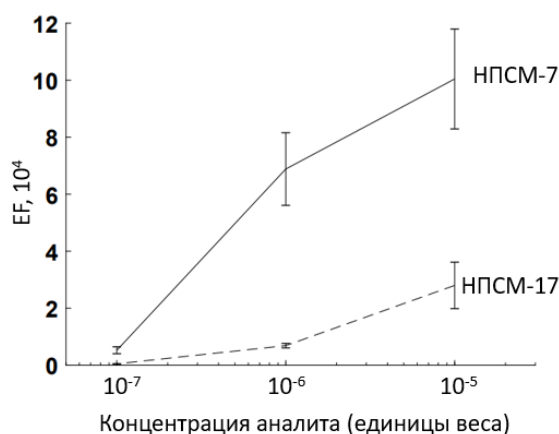


Рис. 5. Усиление сигнала комбинационного (рамановского) рассеяния за счет использования золотого напыления на поверхность матриц НПСМ-7 и НПСМ-17

досеребряной композицией, имеют длительный срок хранения и свойства, которые позволяют считать их перспективным материалом для систем оптико-голографической памяти. Кроме того, матрицы со сквозным характером наноразмерных пор являются удобным материалом для синтеза наночастиц, в том числе наночастиц металлического серебра, и могут быть использованы для создания различного рода сенсоров. Стабильность и воспроизводимость характеристик пористых матриц, а также наноразмерный характер внутренней структуры оказались очень полезны для использования НПСМ в качестве подложек для поверхностно-усиленной рамановской спектроскопии (SERS). Надеемся на новые использования полезных свойств и уникальных особенностей нанопористых силикатных матриц.

#### Список источников

- [1] Суханов, В. И. Объемные капиллярные регистрирующие среды со скрытым изображением / В. И. Суханов, М. В. Хазова, А. М. Курсакова, О. В. Андреева // Оптика и спектроскопия. — 1988. — Том 65. — №2. — С. 474–478.
- [2] Суханов, В. И. Запись объемных фазовых голограмм в светочувствительных системах с капиллярной структурой / В. И. Суханов, М. В. Хазова, О. В. Андреева, А. М. Курсакова, Т. С. Цехомская, Г. П. Роскова // Письма в ЖТФ. — 1988. — Том 14. — №12. — С. 1060–1063.



- [3] **Andreeva, O.** Light-sensitive Media-Composites for Recording Volume Holograms Based on Porous Glass and Polymer / O. Andreeva, O. Bandyuk // Holograms — Recording materials and Applications; Edited by Izabela Naydenova. — IntechOpen, 2011. — С. 45–70.
- [4] **Пшенова, А. С.** Пористые стёкла с наноразмерными частицами серебра как чувствительный материал для сенсоров показателя преломления аналитов / А. С. Пшенова, Д. А. Ключин, А. И. Сидоров, О. В. Андреева // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — №7. — С. 64–67.
- [5] **Ismagilov, A.** Influence of nanoporous silicate matrices surface nanoroughness on the SERS signal / A. Ismagilov, I. Schelkanova, A. Pandya, N. Andreeva, A. Douplik, O. Andreeva // International symposium fundamentals of laser assisted micro- & nanotechnologies: ABSTRACTS. — 2019. — P. 155.

### 37. **О возможности определения параметров голографических сенсоров на основе галоидного серебра по их спектрам пропускания**

А. В. Крайский<sup>1</sup>, А. А. Крайский<sup>1</sup>, М. А. Шевченко<sup>1</sup>, В. А. Постников<sup>2</sup>, Т. В. Миронова<sup>1</sup>,  
М. А. Казарян<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт общей и неорганической химии имени Н. С. Курнакова Российской академии наук, Москва, Россия

Представлен краткий обзор работ авторов касающихся вопросов обеспечения с помощью голографических сенсоров максимальной точности измерения концентрации компонентов раствора. Рассмотрены вопросы изменения формы пика коэффициента резонансного отражения при увеличении дифракционной эффективности в случае идеальной периодической структуры в среде без потерь. Представлены алгоритмы определения параметров голографического слоя (толщины слоя и амплитуды переменной части показателя преломления) по спектру пропускания такого слоя.

*Ключевые слова:* Голографические сенсоры, Дифракционная эффективность, Точность определения длины волны, Форма пика коэффициента отражения, Определение параметров голографического слоя, Светорассеяние, Серебряная эмульсия.

*Цитирование:* Крайский, А. В. О возможности определения параметров голографических сенсоров на основе галоидного серебра по их спектрам пропускания / А. В. Крайский, А. А. Крайский, М. А. Шевченко, В. А. Постников, Т. В. Миронова, М. А. Казарян // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 225–234.

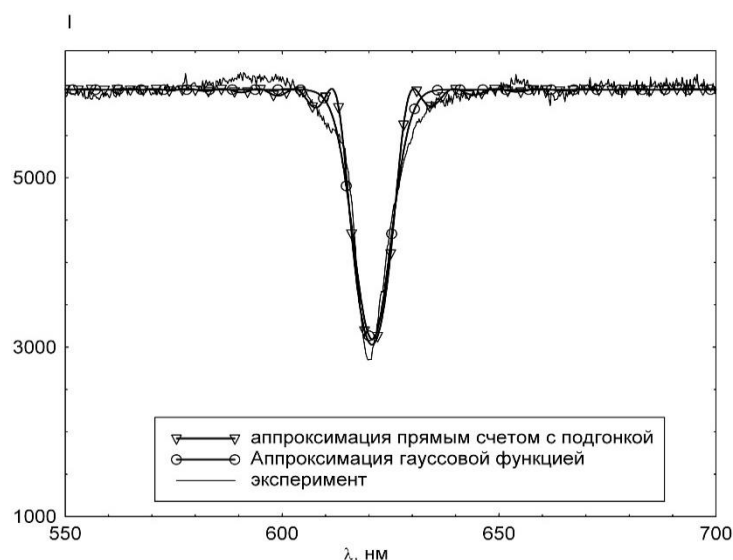
#### **Введение**

В настоящей работе речь идет о голографических сенсорах (ГС) [1–4], предназначенных для анализа содержания различных компонентов растворов в диапазоне концентраций мкмоль/л и выше. Чувствительный слой ГС представляет собой голограмму Денисюка, сформированную в гидрогелевой пленке толщиной 10–20 мкм, расположенной на несущей подложке. Отметим, что в данной статье мы будем рассматривать только одномерные сенсоры, когда интерференционные (периодические) слои представляют собой плоские или почти плоские образования. При толщине голографического слоя 20 мкм ширина пика резонансного отражения при нормальном падении света составляет около 8 нм. В матрицу чувствительного слоя внедрены специальные вещества, в результате взаимодействия которых с тестируемым компонентом раствора происходит изменение толщины чувствительного слоя сенсора тем больше, чем выше концентрация тестируемого вещества. В результате этого смещается положение максимума коэффициента отражения. При освещении голограммы белым светом из-

меняется изменение этой длины волны или цветовых характеристик отраженного голограммой света. По этим изменениям определяется концентрация тестируемого вещества. ГС обладают достаточно высокими измерительными возможностями. В [5] в рамках биофизического эксперимента с помощью ГС мы измеряли содержание глюкозы в плазме крови. При этом проводились измерения в разведенной плазме. Вопросы точности этого эксперимента подробно обсуждались в [6]. Инструментальная прецизионность измерений содержания глюкозы в этом эксперименте составила 0,86 мкмоль/л. Для обеспечения максимальной точности необходимо выполнение некоторых условий. В частности, достаточно очевидно, что ширина линии резонансного отражения должна быть минимальна, для чего система интерференционных слоев голографического слоя должна быть строго периодической. Однако, выполнения этого условия недостаточно. Различные аспекты этой проблемы рассматривались в наших работах [7–9]. В [7] в применении к ГС был поставлен вопрос о точности определения положения максимума длины волны и было показано на примере среды без потерь, что параметры голографического слоя влияют на форму линии отражения, поэтому для понимания условий работы сенсора необходимо определять эти параметры. В настоящей работе представлен краткий обзор полученных нами результатов по определению параметров.

### **1. Форма линии резонансного поглощения и параметры голографического слоя без световых потерь**

Теоретическое рассмотрение распространения света в периодических структурах начинается с работ Рэлея [10–11]. Развитие работ в этом направлении и различные методы расчетов рассмотрены в [12–16]. Однако, ГС обладают некоторыми особенностями, что приводит к необходимости внимательнее изучить их строение и свойства. В [7] сформулированы проблемы, возникающие при экспериментальных исследованиях с помощью голографических сенсоров. Решение прямой задачи, т. е. расчет спектра пропускания или отражения при заданной структуре среды не представляет принципиальных трудностей. В зависимости от типа структуры — идеальная периодическая структура, конкретный вид пространственного профиля, амплитуда модуляции изменения оптических параметров среды — возможен тот или иной способ расчета. В общем случае практически всегда возможен численный компьютерный расчет, когда прохождение света моделируется с помощью решения уравнения Максвелла с соответствующими граничными условиями. При этом требуется провести решение для всего рассматриваемого спектрального диапазона. Но даже в случае идеальной периодической структуры для такого расчета необходимо знать конкретные значения параметров голографического слоя: период, профиль зависимостей оптических параметров материала на периоде в абсолютных величинах, толщину голографического слоя. Отметим, что в экспериментальных спектрах отражения ГС наблюдается колоколообразный пик, который на удивление хорошо аппроксимируется гауссовой функцией. Это удалось объяснить с помощью конечности спектральной ширины аппаратной функции (5 нм при экспериментальном спектре 8–17 нм). В спектре пропускания этому пику соответствует в том же месте провал такой же формы. В [7]

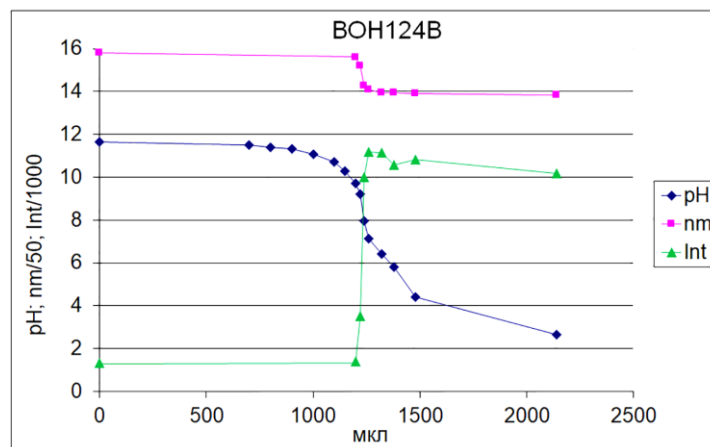


**Рис. 1.** Спектр пропускания фазовой голограммы при слабом отражении и аппроксимации его гауссовой функцией и при помощи прямого счета [7]

мы исследовали параметры пика и провала в достаточно широком диапазоне толщин и амплитуд модуляции. Результаты показали, что ширины пика и провала при коэффициенте отражения до 0,1 слабо зависят от амплитуды модуляции, а при большем коэффициенте отражения заметно увеличиваются. Амплитуда же провала вначале нарастает практически квадратично, а затем выхлтит на насыщение. Тем не менее они изменяются монотонно, что позволяет использовать их при решении обратной задачи, т. е. определении этих параметров методом подгонки, добиваясь согласия их с экспериментально полученными параметрами спектра. Надо учитывать, что при этом требуется знание абсолютных амплитуд пика отражения и амплитуды провала в спектре пропускания. Для получения абсолютной величины амплитуды пика отражения требуется достаточно трудоемкая проблема экспериментального определения ее. Для амплитуды провала в спектре пропускания проблема легко решается. Особенно легко для среды без потерь, когда коэффициент пропускания вне резонансного провала является постоянной величиной.

В [7] для решения этой проблемы в случае идеальной периодической структуры без потерь с синусоидальным профилем показателя преломления мы использовали метод подгонки, т. е. варьируя задаваемые параметры (в нашем случае их всего 2: амплитуда переменной части показателя преломления и толщина голографического слоя) получали наилучшее согласование с экспериментальными значениями.

На рисунке 1 приведен экспериментальный спектр голограммы без потерь (отбеленной голограммы) [7]. Показатель преломления раствора составляет  $n = 1,33$ . Параметры провала определяются при подгонке функцией Гаусса с постоянным фоном:  $\Delta\lambda_{\text{exp}} = 6,16$  нм,  $\lambda_{\text{exp}} = 635,85$  нм, амплитуда  $A_{\text{exp}} = 0,16$ . Амплитуда соответствует среднему отражению (от 10% до 40%, см [7]). Первым определялось значение  $\lambda_{\text{exp}}$ , далее подбирали два оставшихся параметра: относительную глубину провала и его ширину.



○ — изменение pH, □ — положение максимума отражения, △ — интенсивность

**Рис. 2.** Изменение откликов сенсоров при титровании 0,01N NaOH 0,1N HCl. Сенсор на основе матрицы (AA-94моль%, сополимер AA и АМФБ-1%, МВА-3моль%) [3].

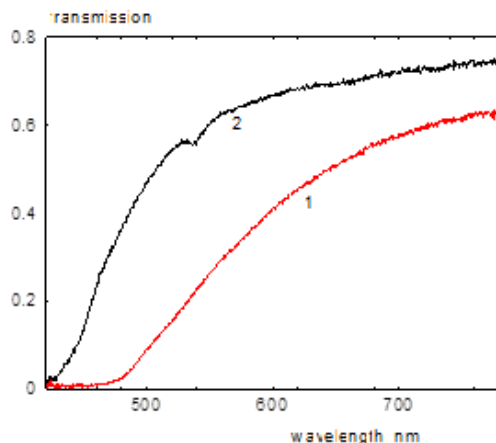
Варьируя толщину  $H$  и амплитуду модуляции показателя преломления  $\Delta n$  проводили минимизацию функции рассогласования рассчитанных и экспериментальных параметров провала. Для ускорения расчета использовался рассчитанный заранее набор данных глубин провала  $A$  и ширины  $\Delta\lambda$  в некоторой области значений толщины голограммы  $H$  и амплитуды модуляции показателя преломления  $\Delta n$ . Полученные в результате значения этих параметров брались в качестве решения.

Значения параметров голограммы для этого спектра составляют:  $\Delta n = 0,0039$ ,  $H = 22,8$  мкм. При простом расчете эффективной толщины голограммы или эффективного числа слоев [7] для этого спектра эффективное число слоев  $N_{\text{eff}} = 0,886 \lambda / \Delta\lambda = 91,4$ , эффективная толщина  $H_{\text{eff}} = \lambda N_{\text{eff}} / 2n = 21,86$  мкм. Толщина, определенная по спектру, превосходит эффективную толщину (чуть более, чем на 4,3%), определяемую по простой формуле для тонких голографических слоев.

Обнаруженное нами в [3] свойство ГС при резком изменении кислотности увеличивать ДЭ почти на порядок (рисунок 2, кривая с треугольными маркерами) заставляет осторожно относиться к вопросу о точности измерения длины волны, чтобы в этом случае не произошло такого повышения ДЭ, что произойдет значительное уширение пика отражения. Поэтому надо знать параметры голограммы в предполагаемых условиях работы.

## 2. Спектр пропускания и параметры голографического слоя на основе серебряных эмульсий

Поскольку мы исследуем сенсоры на основе серебряных эмульсий, то необходимо учитывать потери. Для обработки большого количества спектров для этих целей в [8–9] был разработан упрощенный подход без компьютерного моделирования прохождения света через периодическую структуру на основе достаточно простых представлений. На рисунке 3 показан харак-



1 — эмульсионный слой без голографической структуры,  
 2 — голографический слой с малой ДЭ (около 4%)

**Рис. 3.** Характерный вид спектров пропускания голографического слоя [8]

терный вид спектра пропускания эмульсионного слоя без голографической структуры (кривая 1) и спектра пропускания голографического слоя с малой ДЭ [8–9]. (Следует отметить, что иногда встречаются не столь гладкие спектры).

Нас интересуют характеристики голограммы, которые связаны с параметрами провала. Для их определения надо найти фон в этой зоне. Для этого можно, использовать гладкий спектр пропускания вне зоны провала — его продолжение в зону провала и будет задавать фон в этой зоне. Подробнее это будет изложено ниже. На кривой 2 видно, что при таком положении провала простая интерполяция может заметно исказить параметры провала.

В [8] было показано, что как спектр без голографической структуры, так и спектр вне области провала хорошо описываются, если предположить, что причиной такого спада в коротковолновой области спектра является рэлеевское рассеяние на нанозернах серебра в эмульсии. При этом учитывалось также поглощение света в зернах серебра. Рассеяние рассматривалось в рамках дипольного приближения, что накладывало ограничение на размеры зерен  $r$

$$r \ll \frac{\lambda}{\sqrt{|\epsilon_n|}}, \tag{1}$$

где  $\epsilon_n$  — диэлектрическая комплексная проницаемость материала частицы. Потери, вызванные рэлеевским рассеянием при этом обратно пропорциональны 4-ой степени длины волны, а вызванные поглощением — обратно пропорциональны длине волны.

Кроме того, полагаем расстояние между частицами много меньшим длины волны. Диэлектрическая проницаемость такой композитной среды вычисляется по формуле Максвелла Гарнетта [17–18] и является комплексной величиной

$$\epsilon(z) = \epsilon_m + 3\epsilon_m V_{in} \frac{\frac{\epsilon_n - \epsilon_m}{\epsilon_n + 2\epsilon_m}}{1 - V_{in} \frac{\epsilon_n - \epsilon_m}{\epsilon_n + 2\epsilon_m}} \approx \epsilon_m \left( 1 + 3V_{in}(z) \frac{\epsilon_n - \epsilon_m}{\epsilon_n + 2\epsilon_m} \right), \tag{2}$$

где  $\varepsilon_m$  — диэлектрическая постоянная матрицы эмульсии, которая в нашей работе считается непоглощающей,  $V_{in}$  — объемная доля включений. В качестве диэлектрической проницаемости материала частиц при расчетах использовались характеристики металлического серебра. Мнимая часть показателя преломления среды определяется из (2)

$$\operatorname{Im} n = \frac{\operatorname{Im} \varepsilon}{2\sqrt{\operatorname{Re} \varepsilon}} + O(V_{in}^2) = \frac{\operatorname{Im} \varepsilon}{2n_m} + O(V_{in}^2) = \frac{3}{2} n_m V_{in} \operatorname{Im} \left( \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_m}{\varepsilon_n + 2\varepsilon_m} \right), \quad (3)$$

где  $n_m$  — показатель преломления матрицы. Объединяя потери вследствие рассеяния и поглощения в суммарном коэффициенте экстинкции, можно показать, что в этом случае в качестве аппроксимирующей фон функции можно взять выражение

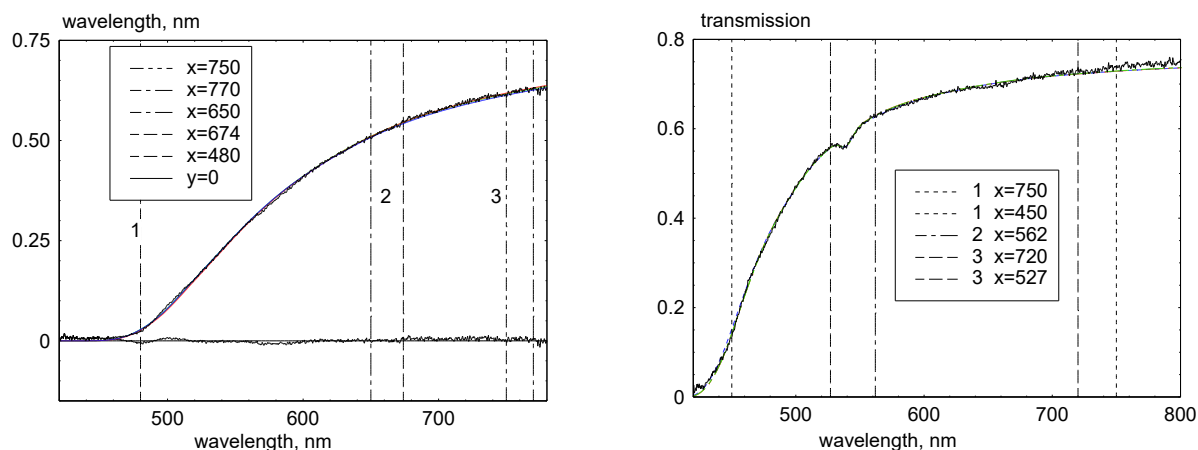
$$I = I_0 \exp \left[ - \left| \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_m}{\varepsilon_n + 2\varepsilon_m} \right|^2 \left( \frac{d}{\lambda} \right)^4 - \operatorname{Im} \left( \frac{\varepsilon_n - \varepsilon_m}{\varepsilon_n + 2\varepsilon_m} \right) \frac{g}{\lambda} \right], \quad (4)$$

где  $I_0$  — уровень, к которому асимптотически приближается коэффициент пропускания с увеличением длины волны,  $d$  — величина, связанная с коэффициентом при 4-ой степени обратной длины волны в показателе экспоненты,  $g$  — параметр, связанный с линейной зависимостью в показателе экспоненты. С помощью метода наименьших квадратов подгонкой логарифма функции (4) (т. е. показателя экспоненты) к логарифму экспериментального спектра можно найти все три свободных подгоночных параметра.

Как мы отмечали, при освещении белым светом в спектре отражения имеется узкая линия, отвечающая брэгговским условиям. Она неплохо аппроксимируется гауссовой функцией [7]. В спектре пропускания ей будет соответствовать провал той же формы (кривая 2 на рисунке 1). При аппроксимации провала на фоне спектра пропускания рэлеевского типа для эмульсии мы также используем гауссову функцию. Она описывается тремя параметрами: амплитудой  $A$ , положением максимума  $\lambda_0$ , шириной на половине высоты  $\Delta\lambda$ . Для аппроксимирующей функции при брэгговском отражении и отсутствии поглощения в [7] было использовано в пределах рабочего интервала выражение

$$I_{br} = I_0 \left( 1 - A \exp \left[ - \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda / 2} \right)^2 \ln 2 \right] \right) \quad (5)$$

с тремя подгоночными параметрами для провала. Подгонка параметров — это обратная задача, поэтому решение ее для такой функции может быть неустойчивым и даже не всегда можно найти решение. Здесь мы в качестве приближения примем простейшую модель описания: в спектре пропускания слоя такой среды тот же провал (5) накладывается на функцию, описывающую спектр пропускания слоя без голографической структуры с комплексным показателем преломления (3). Фактически при расчетах это делается произведением функции (3) и выражения внутри квадратных скобок в (5).



а) Слой без голографической структуры, и аппроксимационная кривая, подогнанная по наибольшему диапазону [8]

б) Слой с голографической структурой [8]

**Рис. 4.** Спектр пропускания эмульсионного слоя и наложенные на него аппроксимационные кривые, полученные для разных диапазонов аппроксимации. Вертикальные линии соответствуют границам диапазонов аппроксимации [8].

### 3. Примеры аппроксимации спектров и определения параметров провала

С помощью полученных выражений были получены аппроксимирующие кривые для эмульсии без голографической структуры (3) и с голографической структурой (5). Примеры аппроксимирующих кривых приведены на рисунке 4. Видно, что полученные кривые аппроксимируют спектр достаточно хорошо. На рисунке 4а приведена также разность между экспериментальной и аппроксимирующей кривой. Аппроксимация проводилась на 3 диапазонах: широком, коротковолновом, и длинноволновом. Для спектра без провала интервалы были: 480–750 нм, 480–674 нм, и 650–770 нм. Для спектра с провалом: 450–750 нм, 450–562 нм, и 537–720 нм. Для спектра с провалом последний попадал в пределы интервала. Аппроксимация проводилась как с подгонкой в области провала, так и с выброшенным провалом при подсчете минимизирующего функционала.

В таблице 1 показаны результаты для спектра с провалом. Видно, что параметры провала аппроксимировались с очень хорошим согласованием параметров для всех трех диапазонов. Самое замечательное, что кривые хорошо аппроксимируют исходный спектр даже далеко за пределами диапазона аппроксимации. Из этого можно сделать вывод, что основные положения приняты правильно. Что касается параметров спектра, то, уровни насыщения совпали очень хорошо для всех трех кривых. Удовлетворительно согласуются значения параметра  $d$ , связанного с рассеянием, для всех трех диапазонов аппроксимации. Однако значения параметра  $g$ , связанного с поглощением, на широком и коротковолновом диапазонах различаются заметно, но меньше, чем на 10%, а на длинноволновом диапазоне он почти в 2 раза меньше. Похожая ситуация наблюдается и для спектра без провала. Тем не менее, основной нашей за-



Табл. 1. Параметры спектра пропускания голографического сенсора

№	Нижняя граница, нм	Верхняя граница, нм	Амплитуда	Длина волны, нм	Ширина, нм	$I_0$	$d$ , нм	$G$ , нм
1	450	750	0,0433	539,4	11,45	0756	257	586
2	450	562	0,0438	539,4	11,78	0755	253	633
3	527	720	0,0421	539,2	10,67	0755	274	309

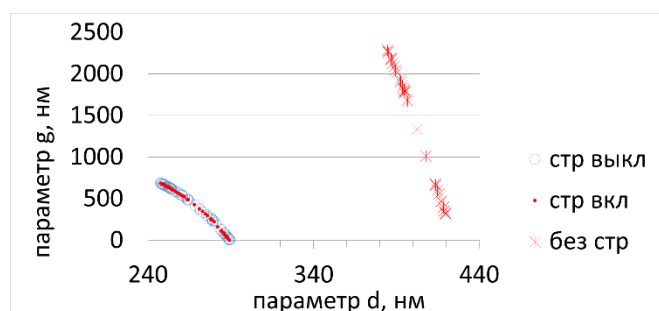


Рис. 5. Взаимозависимость параметров  $d$  и  $g$  для спектра без брэгговского провала (без стр) и спектра с провалом с учетом (стр вкл) и без учета провала (стр выкл) [9]

дачей было определение параметров провала. Для этой задачи подобное приближение хорошо выполняет свою задачу, т. е. такой метод позволяет определять фон достаточно точно.чевидно, что этот метод позволяет определять релеевский фон независимо от формы локализованных спектральных линий при достаточно протяженном рэлеевском фоне.

В [9] было проведено подробное исследование влияния границ диапазона аппроксимации на значение параметров рэлеевского фона и провала. Надо отметить, что не при всех значениях параметров возможна аппроксимация. Тем не менее, для большинства спектров удавалось находить диапазоны, на которых возможна аппроксимация. На таком диапазоне мы смотрели как поведут себя значения параметров при вариации либо нижней границы диапазона, либо верхней.

Значения параметров рэлеевского фона существенно зависят от границ диапазона аппроксимации, хотя в большинстве рассмотренных спектров кривая хорошо аппроксимировала экспериментальный спектр. Параметр  $d$ , связанный с рассеянием, подвержен меньшим изменениям. Параметр  $g$ , связанный с поглощением изменяется достаточно сильно.

На рисунке 5 показаны взаимозависимости обоих параметров. Видно, что точки расположились в виде двух семейств, расположенных каждая на своей линии. Косыми крестами обозначены точки для эмульсии без голографической структуры. Другое семейство относится к голографическому слою. Для него синие круги относятся к случаям, когда область провала не принимала участия в аппроксимации. Точки относятся к случаям, когда область провала включалась в процесс аппроксимации. Видно, что точки практически сливаются. Т. о. область провала может не приниматься во внимание при проведении аппроксимации. Это важно в тех случаях, когда пик отражения имеет сложную форму и его нежелательно подключать при аппроксимации.

## Заключение

В работе показано, что при разработке и использовании голографических сенсоров для обеспечения максимальной точности необходимо контролировать параметры голографического слоя: амплитуду переменной части показателя преломления и толщину слоя.

Представлен алгоритм определения по спектру пропускания параметров голографического слоя в случае идеальной периодической среды, в которой отсутствуют потери. Алгоритм работает в широком диапазоне дифракционных эффективностей.

Продемонстрировано, что в реальном голографическом сенсоре с эмульсией на основе нанозерен серебра спектр пропускания определяется светорассеянием нанозерен серебра и поглощением излучения в них. Спектр имеет вид рэлеевского фона, пропорционального 4-ой степени волнового числа, и узкого брэгговского провала в этом фоне. Параметры провала определяются параметрами голографического слоя — периодом голографической структуры, амплитудой переменной части показателя преломления и толщиной голографического слоя. Предложено простое выражение, позволяющее по спектральным диапазонам вне зоны провала определять параметры рэлеевского фона. Это позволяет задавать его в зоне провала и т. о. выделить провал.

Обнаружено, что найденные таким образом параметры рэлеевского фона, связанные со светорассеянием и с поглощением, полученные при изменении границ диапазонов аппроксимации, взаимосвязаны. Они хорошо аппроксимируют экспериментальный спектр даже вне зоны аппроксимации и в двумерном пространстве своих значений образуют семейство точек, лежащих на одной кривой.

## Список источников

- [1] **Patent 1995026499 A1 WO.** Hologram used as a sensor / C. R. Lowe, R. B. Millington, J. Blyth, A. G. Mayes. — Pub. 05.10.1995.
- [2] **Yetisen, A. K.** Holographic Sensors: Three-Dimensional Analyte-Sensitive Nanostructures and Their Applications / A. K. Yetisen, I. Naydenova, F. da Cruz Vasconcellos, J. Blyth, C. R. Lowe // *Chemical Reviews*. — 2014. — 1409300950.
- [3] **Крайский, А. В.** Голографические сенсоры для диагностики компонентов растворов / А. В. Крайский, В. А. Постников, Т. Т. Султанов, А. В. Хамидулин // *Квантовая электроника*. — 2010. — Том 40. — №2. — С. 178–182.  
**Kraiskii, A. V.** Holographic sensors for diagnostics of solution components / A. V. Kraiskii, V. A. Postnikov, T. T. Sultanov, A. V. Khamidulin // *Quantum Electronics*. — 2010. — Vol. 40 (2). — P. 178–182.
- [4] **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*; ed. Dr. Emilia Mihaylova — InTech, 2013. — ISBN: 978-953-51-1117-7. — P. 103–128. — DOI: 10.5772/53564.
- [5] **Зайцева, Г. В.** Эффекты уменьшения концентрации глюкозы в плазме крови после насыщения крови кислородом / Г. В. Зайцева и др. // *Краткие сообщения по физике ФИАН*. — 2017. — Том 44. — №6. — С. 3.

- [6] **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. — Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 170–173.
- [7] **Крайский, А. А.** Определение параметров голографического слоя по его спектральным характеристикам / А. А. Крайский, А. В. Крайский // Квантовая Электроника. — 2016. — Том 46. — №6. — С. 558–566.  
**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.
- [8] **Крайский, А. В.** [О возможности определения параметров спектров пропускания голографических сенсоров на основе серебряных эмульсий](#) / А. В. Крайский, А. А. Крайский, М. А. Шевченко, В. А. Постников, Т. Т. Султанов, Т. В. Миронова, М. А. Казарян // Оптика атмосферы и океана. — 2018. — Том 31. — №4. — С. 324–329. — DOI: 10.15372/AOO20180412.
- [9] **Kraiski, A. V.** [Influence of approximation range of the hologram transmission spectrum on the inverse problem solution](#) / A. V. Kraiski, A. A. Kraiski, M. A. Shevchenko, V. A. Postnikov, T. T. Sultanov, T. V. Mironova, M. A. Kazaryan // International Conference on Atomic and Molecular Pulsed Lasers XIII : Proc. of SPIE. — 2018. — Vol. 10614. — P. 1061410. — DOI: 10.1117/12.2302808.
- [10] **Lord Rayleigh.** On the Maintenance of Vibrations by Forces of Double Frequency, and on the Propagation of Waves through a Medium endowed with a Periodic Structure / Lord Rayleigh // Phil. Mag. — S. 5. — 1887. — Vol. 24. — P. 145–159.
- [11] **Lord Rayleigh.** On the Remarkable Phenomenon of Crystalline Reflexion described by Prof. Stokes / Lord Rayleigh // Phil. Mag. — S. 5. — 1888. — Vol. 26. — P. 256–265.
- [12] **Бриллюэн, Л.** Распространение волн в периодических структурах / Л. Бриллюэн, М. Пароди. — М. : ИЛ, 1959.
- [13] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. — М. : Наука, 1979.
- [14] **Kogelnik, H.** The Bell System Technical Journal / H. Kogelnik. — 1969. — Vol. 48. — P. 2909–2947.
- [15] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхард, Л. Лин. — М. : Мир, 1973. — 450 с.
- [16] **Ярив, А.,** Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх; пер. с англ. — М. : Мир, 1987. — 616 с.
- [17] **Maxwell Garnett, J. C.** Colours in Metal Glasses, in Metallic Films / J. C. Maxwell Garnett // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character. — 1904. — Vol. 203. — P. 385–420.
- [18] **Maxwell Garnett, J. C.** Colours in Metal Glasses, in Metallic Films, And in Metallic Solutions — II / J. C. Maxwell Garnett // Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character. — 1906. — Vol. 205. — P. 237–288.

### 38. Дифракционный способ измерения динамического диапазона фотоотклика голографического фазового материала

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 предложен дифракционный способ измерения величины фотоотклика голографического материала по структурированной дифракционной картине, основанный на известном эффекте формфактора. Прямое измерение количества колец в исследуемых порядках дифракции, возникающих из-за наличия эффекта формфактора, и регистрация соответствующих нулей функций Бесселя всех зарегистрированных порядков позволяет увеличивать точность полученных измерений фотоотклика до сравнимой с классическими интерференционными методами ( $\lambda/20$ ). При этом используется стандартное оборудование, используемое при записи исследуемой голограммы, что позволяет легко получать кинетику формирования фотоотклика непосредственно в процессе записи голограмм.

*Ключевые слова:* Формфактор, Голография, Голографический фотоотклик, Рельефно-фазовые решетки, Дифракция Брэгга, Дифракция Рамана-Ната.

*Цитирование:* Мешалкин, А. Ю. Дифракционный способ измерения динамического диапазона фотоотклика голографического фазового материала / А. Ю. Мешалкин, С. А. Шойдин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 235–245.

#### Введение

Эффект формфактора голограмм [1, 2] был использован при определении динамического диапазона фотоотклика при изучении регистрирующих сред на основе многослойной структуры халькогенидных стеклообразных полупроводников и в азополимерах [3, 4]. Применять для этого традиционные методики, такие как АСМ [4], или интерферометрия [5] не всегда удобно, поскольку требует прерывания процесса записи голограммы, или создания специализированной комбинированной установки, совмещающей в себе как установку записи голограмм, так и установку измерения фотоотклика. А иногда и просто невозможно, поскольку, например, методы АСМ не могут измерять изменения, происходящие внутри объёма голографического материала, а интерференционными методами измеряются средние изменения показателя преломления, которые могут непропорционально меняться при записи голограмм за счёт сложных компенсационных химических реакций, или массопереноса.

Предлагаемый способ измерения основан на измерении именно компоненты фотоотклика непосредственно дающей вклад в фазовую модуляцию, определяющую дифракционную эффективность голограммы в процессе записи. При этом эффект формфактора, который

присутствует при записи голограмм неоднородными по интенсивности пучками, обычно гауссовыми, приводит к формированию чередующихся темных и светлых колец в дифракционной картине [2]. Измеряя количество колец во всех видимых порядках дифракции можно определить величину фототклика голографического материала. Такие кольца возникают как в объёмных брэгговских голограммах, так и плоских голограммах Рамана — Ната, возникающих при взаимодействии двух нелинейностей [6]. Для брэгговских голограмм это взаимодействие синусоидальной зависимости дифракционной эффективности от экспозиции с гауссовой нелинейностью по полю голограммы при её экспонировании гауссовыми лазерными пучками, а для голограмм Рамана — Ната гауссовой нелинейностью записывающих пучков и нелинейной зависимостью функции Бесселя от экспозиции, которой описывается дифракционная эффективность тонких голограмм [7].

Локальная дифракционная эффективность  $\eta$  нулевого и первого порядка дифракции (1, 2) соответственно, для объёмной брэгговской голограммы толщиной  $T$  определяется фототкликом  $\Delta\varphi$ , связанным с фотоиндуцированным изменением показателя преломления  $\Delta n$  (3).

$$\eta_0 = \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}, \quad (1)$$

$$\eta_1 = \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2}, \quad (2)$$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda \cos \theta} \Delta n T, \quad (3)$$

где  $\lambda$  — длина волны считывающего излучения;  $\theta$  — угол падения и дифракции считывающего излучения (угол Брэгга).

Аналогично, локальная дифракционная эффективность каждого из  $m$  реализованных порядков дифракции тонких голограмм Рамана — Ната (4) описывается соответствующими порядками функции Бесселя.

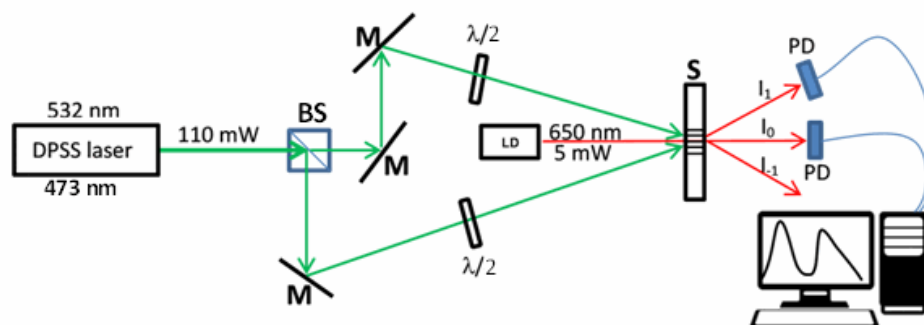
$$\eta_m = J_m^2 \left( \frac{\Delta\varphi}{2} \right), \quad (4)$$

где фототклик  $\Delta\varphi$  для пропускающей и отражающей голограммы (5, 6) соответственно.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda \cos(\theta_m)} (n-1) \Delta h, \quad (5)$$

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\lambda \cos \theta_m} \Delta h, \quad (6)$$

где  $\lambda$  — длина волны считывающего излучения;  $\theta_m$  — угол дифракции считывающего излучения в порядок  $m$ , а  $\Delta h$  — высота фотоиндуцированного поверхностного рельефа голограммы.



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. 1.** Голографическая схема записи рельефно-фазовых решеток

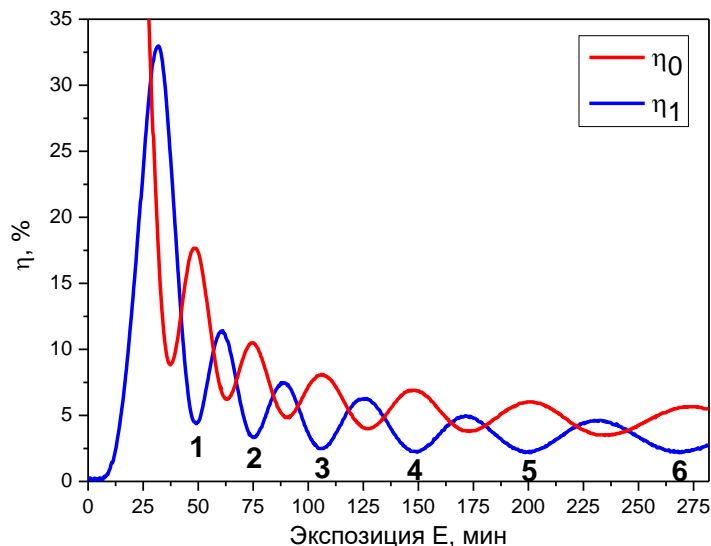
При росте фазовой модуляции в аргументах для всех рассматриваемых случаев (1, 2, 4), графики дифракционной эффективности для каждого порядка дифракции проходят ряд нулевых значений, которые мы и будем брать в качестве реперных точек при определении кинетики фазовой модуляции.

### 1. Схема экспериментальной установки записи и восстановления голограмм гауссовых решеток

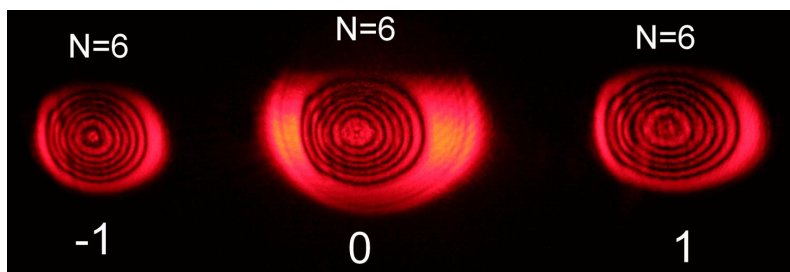
Голографические решетки с периодом 5,0 мкм (200 л/мм) были записаны с помощью двух сходящихся лучей ( $\lambda = 532$  нм) по схеме Лейта — Упатниекса. Для записи использовались нерасширенные лучи с гауссовым распределением интенсивности по полю луча. Запись проводилась на многослойных структурах на основе халькогенидного стеклообразного полупроводника  $As_2S_3-Se$  (толщиной 2940 нм). Экспонирование многослойной структуры формируемой интерференционной картины приводит к формированию поверхностного рельефа, т. е. к формированию рельефно-фазовой дифракционной решетки [8]. Дифракционная эффективность измерялась в нулевом и первом дифракционном порядке на пропускание с помощью красной лазерной указки ( $\lambda = 650$  нм,  $P = 1$  мВт) при перпендикулярном падении считывающего луча. Интенсивность в нулевом и первом дифракционных порядках регистрировалась с помощью кремниевых фотодиодов ФД-24к и системой электронного усиления сигналов. Дифракционные картины регистрировались на пропускание с помощью красной лазерной указки. Интенсивность в нулевом и первом дифракционных порядках регистрировалась с помощью кремниевых фотодиодов ФД-24к и системой электронного усиления сигналов. Радиус записывающих лучей равной интенсивности составлял около 1,5 мм, при этом диаметр считывающего луча составлял в пределах 0,1 мм.

На рисунке 1 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  $6,1^\circ$  были выбраны для получения ин-



а)



б)

**Рис. 2.** Экспериментально измеренные кинетики дифракционной эффективности нулевого и первого порядка при голографической записи решетки Рамана — Ната в течение 280 минут (а) и соответствующая записанной решетки дифракционная картина нулевого и первых порядков (б)

терференционной 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. Измерения дифракционной эффективности  $\eta_m$  проводились непосредственно в процессе записи полупроводниковым лазерным диодом LD.

На рисунке 2 показаны экспериментально-измеренные кинетики дифракционной эффективности нулевого и первого порядка при голографической записи решетки в течение 280 минут и соответствующая записанной решетки дифракционная картина нулевого и первых порядков.

При использовании гауссовых пучков для записи решеток дифракционная картина такой решетки структурируется, каждый порядок которой состоит из темных и светлых колец, количество которых  $N$  в каждом порядке соответствует количеству экстремумов с минимальной и максимальной интенсивностью. На рисунке 2а по кинетике дифракционной эффективности нулевого и первого порядков видно, что количество пройденных экстремумов с минимальной интенсивностью в каждом порядке равно шести, что соответствует шести темным кольцам в соответствующих дифракционных порядках, показанных на рисунке 2б.

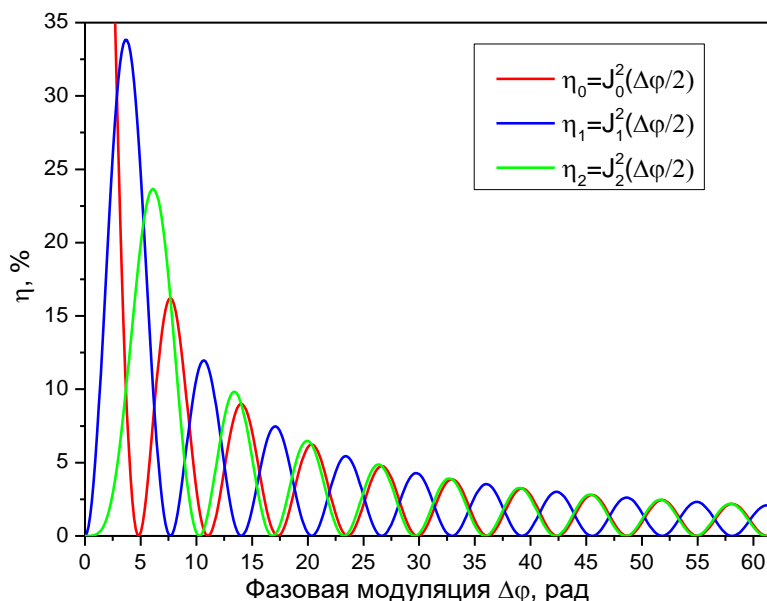


Рис. 3. Зависимость ДЭ от фазовой модуляции тонкой решетки для дифракционных порядков  $m = 0-2$

## 2. Измерение фотоотклика по количеству колец в дифракционной картине

Дифракция на тонких решетках известна как дифракция Рамана — Ната, при этом дифракционная эффективность зависит от фазовой модуляции решетки и описывается функцией Бесселя соответствующего порядка  $m$  (4). Согласно данной зависимости, дифракционная эффективность любого порядка в зависимости от глубины фазовой модуляции решетки имеет осциллирующий характер с прохождением через экстремумы, как показано на рисунке 3 для первых трех порядков ( $m = 0-2$ ).

По данным графикам были определены значения фазовой модуляции для каждого минимума ДЭ, т. е. корня уравнения  $\eta_m = J_m^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) = 0$  и были построены зависимости количества  $N$  пройденных минимумов (нулей  $\eta$ ) от величины фазовой модуляции  $\Delta\varphi$ . Данные зависимости могут быть описаны линейной функцией типа

$$N = \frac{\Delta\varphi_N + A}{B}. \quad (8)$$

Нетрудно видеть, что по количеству пройденных нулей (колец) можно определить и фазовую модуляцию

$$\Delta\varphi_N = BN - A. \quad (9)$$

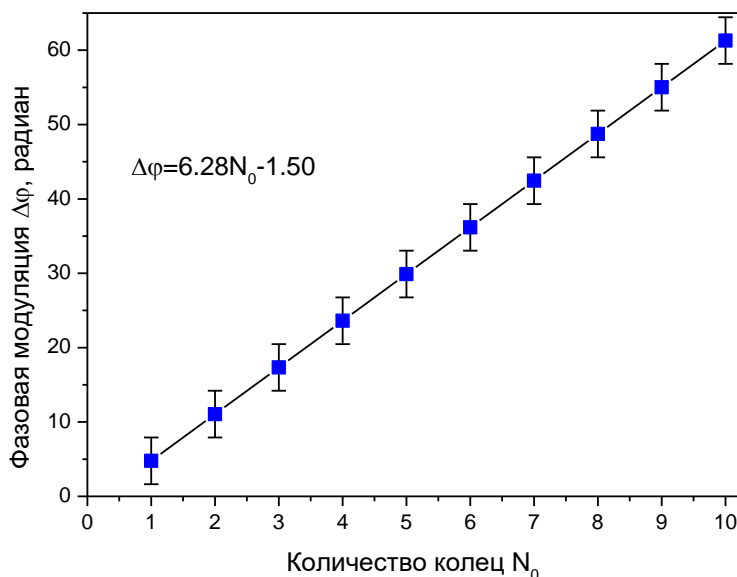
В таблице 1 приведены данные зависимости для нулевого и первого дифракционных порядков.

Подставляя количество пройденных нулей (колец) в соответствующую формулу можно построить следующую зависимость измерения фазовой модуляции от количества пиков. На



**Табл. 1.** Зависимости количества  $N$  (пройденных нулей  $\eta$ ) от величины фазовой модуляции  $\Delta\varphi$  и величины фазовой модуляции  $\Delta\varphi$  от количества  $N$  для нулевого и первого дифракционных порядков

Порядок дифракции $m$	Количество пиков $N(\Delta\varphi)$	Фазовая модуляция $\Delta\varphi(N)$	Погрешность измерения $\Delta\varphi(N)$
0	$N = (\Delta\varphi_N + 1,530)/6,280$	$\Delta\varphi_N = 6,280N - 1,530$	3,140
1	$N = (\Delta\varphi_N - 1,43)/6,298$	$\Delta\varphi_N = 6,298N + 1,43$	3,149



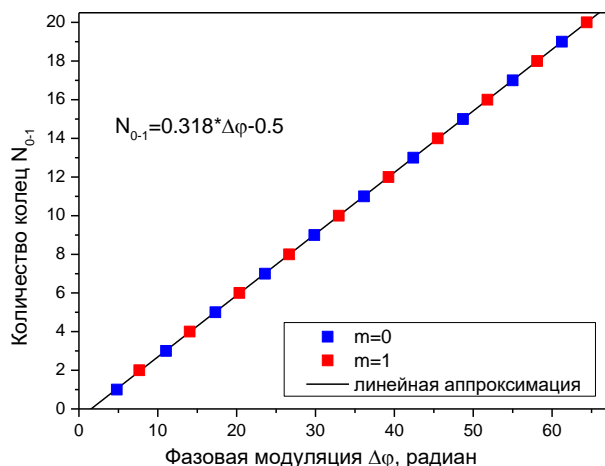
**Рис. 4.** Зависимость значения измеряемой фазовой модуляции от количества пиков для нулевого порядка дифракции с указанием погрешности измерения

рисунке 4 показана зависимость величины фазовой модуляции для нулевого порядка дифракции с указанием погрешности.

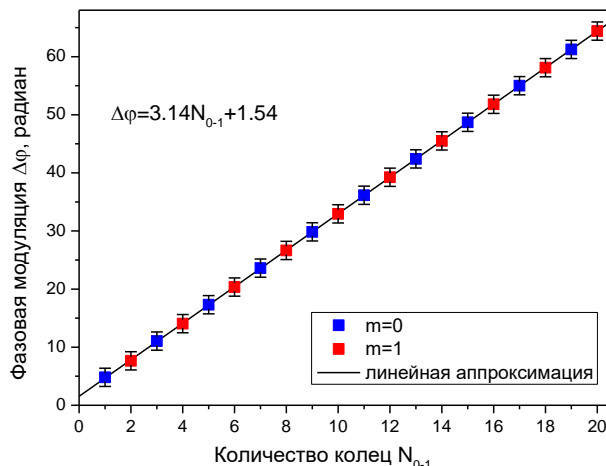
Таким образом, по анализу кинетики  $\eta$  с подсчетом количества пройденных минимумов интенсивности  $\eta$  каждого отдельного порядка дифракции можно оценить величину фазовой модуляции и, соответственно, фотоотклика с точностью около  $\pi$  радиан.

Рассмотрим точность измерения фазовой модуляции по двум дифракционным порядкам. С целью увеличения количества реперных точек были построены зависимости суммарного в двух порядках количества пройденных нулей  $N_{0-1}$  в двух дифракционных порядках (нулевого и первого) от величины фазовой модуляции  $\Delta\varphi$ . На рисунок 5 показана зависимость количества колец в этих двух порядках  $N_{01}$  по мере роста фазовой модуляции  $\Delta\varphi$ .

Как видно, на том же диапазоне фазовой модуляции количество пиков удвоилось по сравнению с анализом только по одному дифракционному порядку (рисунок 4). Соответственно шаг измерений уменьшился в два раза, что увеличило точность измерения до  $\pi/2$  радиан. Линейная зависимость при этом сохраняется. Аналогично оценку точности сделали для всех других порядков, или комбинаций порядков, увеличивая тем самым количество реперных точек. В таблице 2 приведены зависимости суммарного количества колец  $N_{0-m}$  в нескольких по-



**Рис. 5а.** Зависимость количества колец в двух порядках  $N_{0-1}$  во мере роста фазовой модуляции  $\Delta\phi$  от 0 до 65 радиан



**Рис. 5б.** Зависимость значения измеряемой фазовой модуляции от количества колец для нулевого и первого порядков

**Табл. 2.** Функции зависимости количества колец  $N_{0-m}$  и фазовой модуляции  $\Delta\phi$  от количества исследуемых порядков дифракции  $k(0-m)$

Количество порядков дифракции $k(0-m)$	Количество колец $N_{0-m}(k, \Delta\phi)$	Фазовая модуляция $\Delta\phi(k, N_{0-m})$	Погрешность измерения $\Delta\phi(k)$
1 (0)	$N = 1(\Delta\phi_N + 1,530)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/1 - 1,530$	$\pi/1$
2 (0-1)	$N = 2(\Delta\phi_N - 1,547)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/2 + 1,547$	$\pi/2$
3 (0-2)	$N = 3(\Delta\phi_N - 3,482)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/3 + 3,482$	$\pi/3$
4 (0-3)	$N = 4(\Delta\phi_N - 5,051)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/4 + 5,051$	$\pi/4$
5 (0-4)	$N = 5(\Delta\phi_N - 6,473)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/5 + 6,473$	$\pi/5$
6 (0-5)	$N = 6(\Delta\phi_N - 7,780)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/6 + 7,780$	$\pi/6$
7 (0-6)	$N = 7(\Delta\phi_N - 9,019)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/7 + 9,019$	$\pi/7$
8 (0-7)	$N = 8(\Delta\phi_N - 10,189)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/8 + 10,189$	$\pi/8$
9 (0-8)	$N = 9(\Delta\phi_N - 11,317)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/9 + 11,317$	$\pi/9$
10 (0-9)	$N = 10(\Delta\phi_N - 12,392)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/10 + 12,392$	$\pi/10$
11 (0-10)	$N = 11(\Delta\phi_N - 13,432)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/11 + 13,432$	$\pi/11$
$k(0-m)$	$N = k(\Delta\phi_N - A)/2\pi$	$\Delta\phi_N = 2\pi N/k + A$	$\pi/k$

рядках дифракции от фазовой модуляцией решетки  $\Delta\phi$ , и обратные зависимости фазовой модуляции решетки  $\Delta\phi$  от суммарного количества колец  $N_{0-m}$  и от количества исследуемых порядков дифракции  $k$ .

На рисунке 6 показана зависимость точности измерения от количества исследуемых порядков  $k$  (от 1 до 11). Видно, что с увеличением количества исследуемых дифракционных порядков погрешность измерения, определяемая расстоянием между соседними значениями

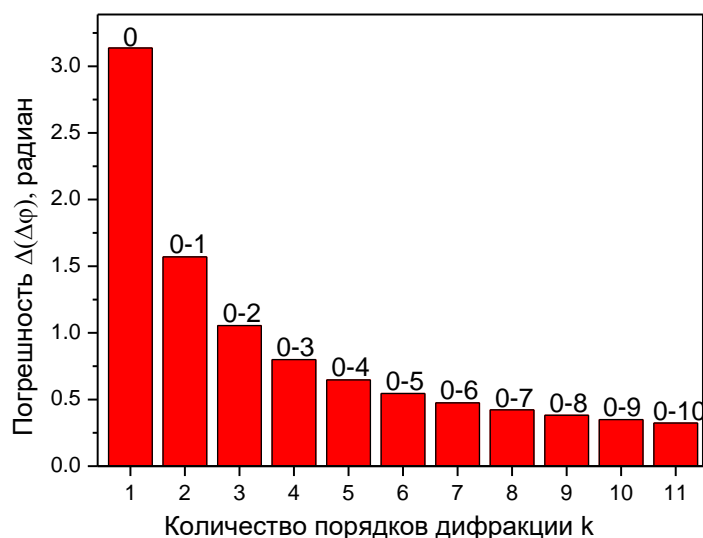


Рис. 6. Зависимость погрешности измерения от количества исследуемых порядков  $k$  (до 11)

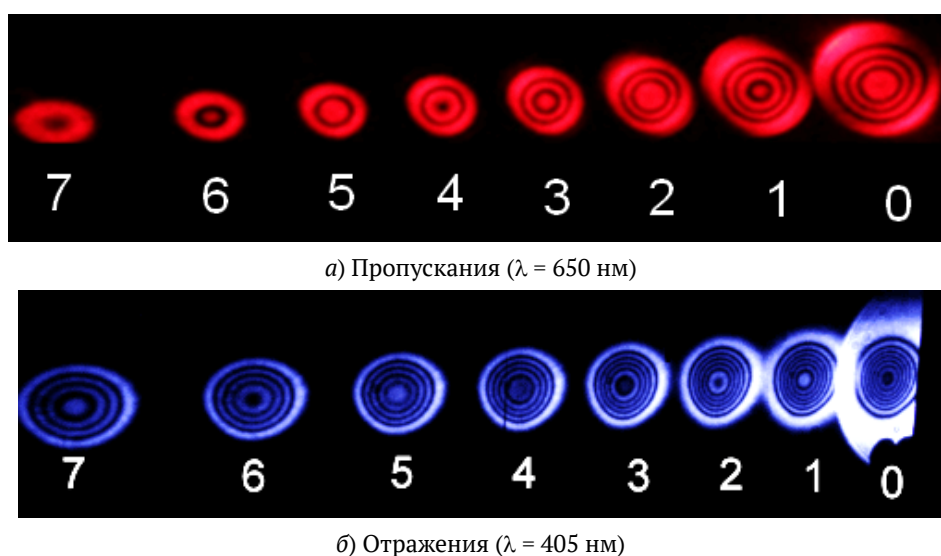


Рис. 7. Дифракционные картины первых восьми порядков ( $m = 0-7$ ), зарегистрированные в режиме

измеряемого  $\Delta\varphi$  по сумме нулевых значений (колец) во всех наблюдаемых порядках дифракции уменьшается, тем самым увеличивая точность измерения.

Рассмотрим для примера тонкую рельефно-фазовую решетку, записанную гауссовыми пучками на многослойной структуре  $As_2S_3$ -Se. Дифракционные картины первых восьми порядков ( $m = 0-7$ ), зарегистрированные в режиме пропускания ( $\lambda = 650$  нм) и в режиме отражения ( $\lambda = 405$  нм), показаны на рисунках 7а и 7б соответственно.

Как видно из рисунка 7 количество наблюдаемых колец в дифракционной картине для одной и той же решетки увеличивается в случае отражения за счет двойного набега фазы и более короткой длины волны. Следует отметить, что количество колец в нулевом и первом порядках на отражении равно удвоенному числу колец в пропускании, а в сторону более высоких порядков  $m \geq 2$  данное соотношение меняется за счет того, что увеличивается угол дифракции  $\theta_m$  в более высокие порядки  $m$ , что согласно формулам (5) и (6) ведет к более высокой

фазовой модуляции за счет более короткой длины волны ( $\lambda_{\text{отражение}} < \lambda_{\text{пропускание}}$ ), и соответственно большему количеству колец  $N$  в более высоких дифракционных порядках.

Вычислим значение фазовой модуляции решетки  $\Delta\varphi$  по одному порядку дифракции ( $m = 0$ ), по двум ( $m = 0-1$ ), по шести ( $m = 0-5$ ) и по всем наблюдаемым восьми порядкам ( $m = 0-7$ ) согласно формулам  $\Delta\varphi(k, N_{0-m})$  из таблицы 2, как для дифракционных картин полученных на пропускание, так и на отражение.

Подставляя количество измеренных колец  $N$  в соответствующих порядках оценим величину фазовой модуляции в режиме пропускания и величину глубины поверхностного рельефа  $\Delta h$  по формуле (5) для каждого способа измерения. Показатель преломления многослойной структуры был оценен из спектров пропускания и был равным 2,65 для данной длины волны ( $\lambda = 650$  нм).

$$\Delta\varphi_{N0} = 17,31 \pm 3,14 \text{ радиан, } \Delta h_{N0} = 1,09 \pm 0,20 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-1} = 20,40 \pm 1,57 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-1} = 1,28 \pm 0,10 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-5} = 20,35 \pm 0,536 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-5} = 1,28 \pm 0,04 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-7} = 21,18 \pm 0,40 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-7} = 1,33 \pm 0,03 \text{ мкм.}$$

Аналогично были вычислены величина фазовой модуляции и глубины поверхностного рельефа в режиме отражения ( $\lambda = 405$  нм) используя выражение (6).

$$\Delta\varphi_{N0} = 42,45 \pm 3,14 \text{ радиан, } \Delta h_{N0} = 1,37 \pm 0,10 \text{ мкм.}$$

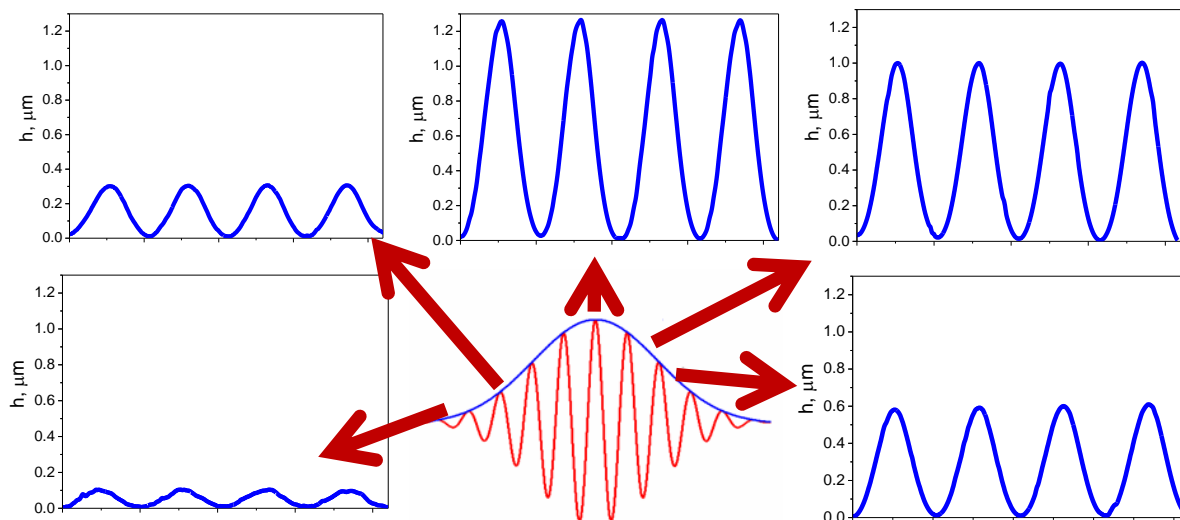
$$\Delta\varphi_{N0-1} = 42,39 \pm 1,57 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-1} = 1,37 \pm 0,05 \text{ мкм.}$$

$$\Delta\varphi_{N0-5} = 41,29 \pm 0,536 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-5} = 1,33 \pm 0,02 \text{ мкм.}$$

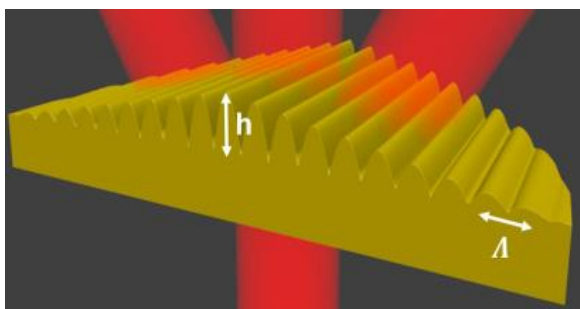
$$\Delta\varphi_{N0-7} = 40,82 \pm 0,40 \text{ радиан, } \Delta h_{N0-7} = 1,32 \pm 0,01 \text{ мкм.}$$

Как видно, увеличение количества рассматриваемых порядков приводит к увеличению точности измерения фазовой модуляции решетки и соответственно фотоотклику регистрирующей среды. При этом метод оценки на пропускание и отражение дают похожие результаты, а более короткая длина волны дает большую точность. Для верификации полученных результатов глубина поверхностного рельефа была измерена на атомно-силовом микроскопе. В виду гауссового распределения глубины поверхностного рельефа измерение проводили в различных точках вдоль решетки (от края до середины), как показано на рисунке 8. Размер области сканирования составил  $25 \times 25$  мкм.

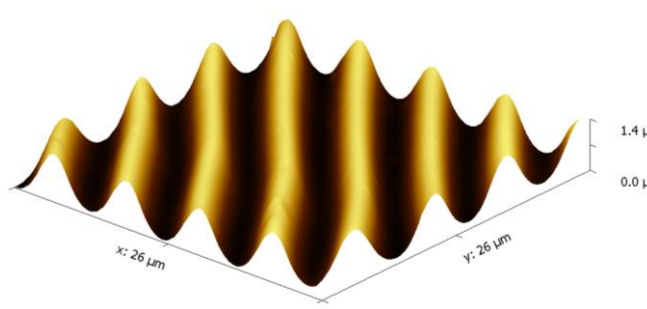
Данные исследования АСМ показывают, что глубина профиля решетки увеличивается от края к середине, в середине глубина поверхностного рельефа составила 1260 нм. Расхождение результатов, померенных описанным выше дифракционным способом, и с помощью АСМ, и составляющее около 60 нм (до 5% от глубины рельефа) можно объяснить достаточно маленькой областью сканирования на АСМ ( $25 \times 25$  мкм), что при диаметре решетки около 2000 мкм и гауссовом распределении глубины решетки поиск центра решетки с максимальной глубиной является достаточно трудной задачей. Можно предполагать, что измеренный участок решетки с глубиной 1260 нм, не является центром решетки, а находится где-то рядом.



**Рис. 8а.** Профили поверхностного рельефа, измеренные с помощью атомно-силового микроскопа на различных участках вдоль решетки (от края до середины)



**Рис. 8б.** Схематичная топография решетки с гауссовым распределением глубины рельефа



**Рис. 8в.** Топография поверхностного рельефа участка в центре решетки

### Заключение

1. Предложен способ измерения величины фотоотклика голографического материала по структурированной дифракционной картине, основанный на известном эффекте фактора.

2. Показано, что запись голограмм неоднородными по интенсивности пучками, обычно гауссовыми, приводит к структурированию формированию дифракционной картины, а именно к появлению чередующихся темных и светлых колец.

3. Была определена зависимость количества колец в исследуемых порядках дифракции от фазовой модуляции решетки, что позволяет вычислить значение фотоотклика голографической среды по измеренному количеству колец. При этом используется стандартное оборудование, используемое при записи исследуемой голограммы, что позволяет анализировать дифракционную картину непосредственно в процессе записи голограмм.

4. Увеличение количества рассматриваемых дифракционных порядков для анализа фазового фотоотклика позволяет увеличить точность измерения в  $k$  раз, где  $k$  — количество дифракционных порядков [от  $\lambda/2$  ( $\pi$  радиан) для одного дифракционного порядка до  $\lambda/20$

( $\pi/10$  радиан) для 10 порядков], что сравнимо или иногда даже превосходит точность классических интерференционных методов.

5. Предложенный метод прямого дифракционного измерения фотоотклика был использован при определении динамического диапазона фотоотклика голографического материала при изучении регистрирующих сред на основе многослойной структуры ХСП. Результаты, полученные этим методом, подтвердилось с помощью других методов исследования, в частности атомно-силовой микроскопии.

Как показано, описанный способ экспериментального определения величины фотоотклика голографического материала может быть использован при разработке и исследовании новых материалов для голографии, исследовании кинетики записи голограмм и при отработке режимов их записи, создании голографических оптических элементов и дисплеев, в голографической интерферометрии и дефектоскопии, а также при голографической записи информации. Нетрудно показать, что данный метод может быть использован и для анализа динамического диапазона показателя преломления как для тонких, так и для объемных голограмм.

#### Список источников

- [1] **Шойдин, С. А.** Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — №5. — С. 65–75.
- [2] **Мешалкин, А. Ю.** Формфактор голограмм в режиме дифракции Рамана — Ната / С. А. Шойдин, А. Ю. Мешалкин // Тезисы докладов XVI международной конференции HOLOEXPO 2019. — Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 248–257.
- [3] **Мешалкин, А. Ю.** Реверсивная поляризационная голографическая запись в многослойных наноструктурах  $As_2S_3$ -Se // Elektronnaya obrabotka materialov. — 2017. — Том 53. — №6. — С. 97–104. — DOI: 10.5281/zenodo.1051276
- [4] **Meshalkin, A.** Carbazole-based azopolymers as media for polarization holographic recording / A. Meshalkin, C. Losmanschii, A. Prisacar, E. Achimova, V. Abashkin, S. Pogrebnoi, F. Macaev // Advanced Physical Research. — 2019. — Vol. 1. — №2. — P. 86–98.
- [5] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. — М. : Наука, 1973. — С. 288.
- [6] **Шойдин, С. А.** Метод достижения максимальной дифракционной эффективности голограмм на основе оптимизации формфактора // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — №4. — С. 501–507.
- [7] **Goodman, J. W.** Introduction to Fourier Optics / 2nd Edition. — New York : McGraw-Hill, 1996. — P. 340.
- [8] **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, V. Katkovnik, I. Shevkunov, D. Claus, G. Pedrini // Applied Optics. — 2018. — Vol. 57. — №3. — P. 507–513.

### 39. Цифровой голографический микроскоп для записи структур сетчатки глаза человека в живую

С. Захаровас<sup>1,2</sup>, М. Сухеймат<sup>1</sup>, Д. А. Атчисон<sup>1</sup>, Э. Дж. Ламберт<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Квинслендский Технологический Университет, Брисбен, Квинсленд, Австралия

<sup>2</sup> Университет Де Монфорт, Лестер, Великобритания

<sup>3</sup> Университет Нового Южного Уэллса, Канберра, Австралия

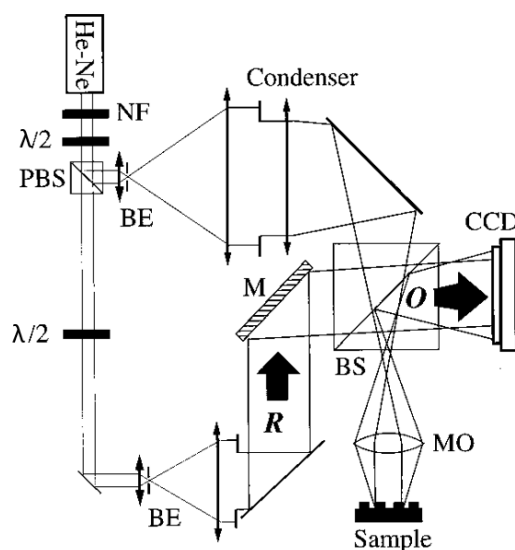
Мы представляем цифровой голографический микроскоп для записи в естественных условиях структур сетчатки глаза человека. Существующие технологии визуализации глаз не могут обеспечить изображения с разрешением менее 1 мкм на глубине до нескольких сотен микрометров. Это можно улучшить с помощью цифровой голографии, поскольку голограмма глаза, снятая цифровой камерой, содержит информацию о структурах на всей глубине глаза. Эта информация может быть реконструирована как оптически, так и численно. Сложности голографической записи структур сетчатки человеческого глаза в естественных условиях вызваны очевидным фактом, что объекты, подлежащие голографии, находятся за хрусталиком и роговицей. Наша схема записи голограммы использует принципы работы внеосевого цифрового голографического микроскопа, предназначенного для исследования отражающих микрообъектов. В качестве объектива микроскопа мы используем роговицу и хрусталик человеческого глаза. Это позволило нам записывать в естественных условиях цифровые голограммы сетчатки человеческого глаза с разрешением при реконструкции менее 1 мкм.

*Ключевые слова:* Цифровая голография, голографический микроскоп, сетчатка глаза, роговица, хрусталик глаза, изображение сетчатки глаза.

*Цитирование:* Захаровас, С. Цифровой голографический микроскоп для записи структур сетчатки глаза человека в живую / С. Захаровас, М. Сухеймат, Д. А. Атчисон, Э. Дж. Ламберт // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 246–252.

#### Введение

Исследования человеческого зрения и диагностика глазных патологий в значительной степени зависят от оптической визуализации человеческого глаза. Существует несколько методов визуализации, различающихся по полю зрения, разрешению, контрасту и той части глаза, которая визуализируется [1]. Методы визуализации сетчатки, такие как фундус-камеры [2], сканирующая лазерная офтальмоскопия [3] и оптическая когерентная томография [4], могут сочетаться с адаптивной оптикой для получения изображений более высокого разрешения. Однако все известные методы визуализации глаз не могут одновременно предоставить изображения с разрешением ниже 1 мкм и на глубине до нескольких сотен микрометров. Более того, все упомянутые методы визуализации сетчатки основаны на сложном и дорогостоящем оборудовании, и существует необходимость в предоставлении экономически эффективных решений, позволяющих исследовать внутренние структуры человеческого глаза с таким же или лучшим разрешением и на большей глубине.



NF — фильтр нейтральной плотности, PBS — поляризационный делитель пучка, BE — расширитель пучка с пространственным фильтром,  $\lambda/2$  — полуволновая пластина, M — зеркало, BS — делитель пучка, MO — объектив микроскопа, Condenser — конденсор, Sample — образец, O — объектный пучок, R — опорный пучок [10]

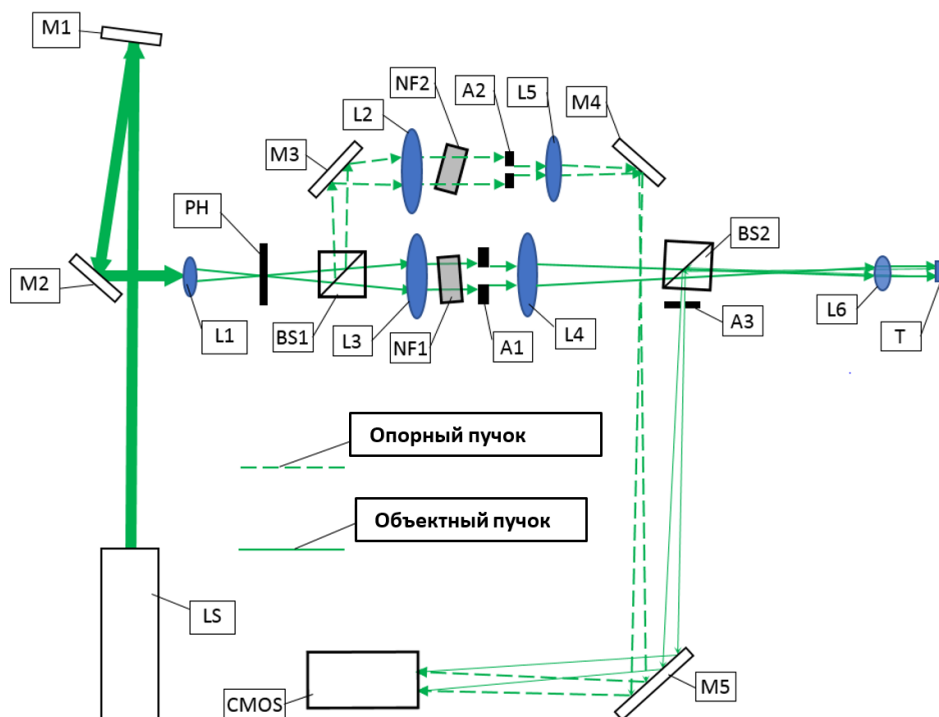
**Рис. 1.** Схема внеосевого голографического микроскопа для получения изображения отражающих объектов

В последнее время для визуализации сетчатки начали применяться методы цифровой голографии. Широкополосная лазерная доплеровская голография была применена для исследования кровотока сетчатки и выявила пульсацию сетчатки в человеческом глазу с временным разрешением 1,6 мс [5–7]. Абберационная объемная визуализация сетчатки в естественных условиях с помощью высокоскоростной ПЗС-камеры позволила получить осевое разрешение около 10 мкм и латеральное разрешение 2,6 мкм [8]. Детали одиночных фоторецепторов вблизи фовеолы были разрешены с помощью цифровой голографической записи в живую и последующей оптической реконструкции цифровых голограмм [9].

В настоящей работе по визуализации сетчатки человека мы применили принципы работы внеосевых цифровых голографических микроскопов. Классический внеосевой голографический микроскоп показан на рисунке 1 [10].

Для записи отражательных голограмм он содержит длиннофокусную линзу, которая помещается между расширителем пучка лазерного излучения и объективом микроскопа. Эта линза действует как конденсор, и ее положение регулируется таким образом, чтобы осветить образец коллимированным пучком. Этот конденсор очень важен для визуализации сетчатки, потому что, если мы будем использовать оптическую систему глаза в качестве микроскопического объектива — сетчатка будет находиться вблизи фокальной плоскости данного объектива. В этом случае расстояние между изображением сетчатки и объективом микроскопа бесконечно, голограмма записывается с помощью преобразования Фурье поля объекта, а реконструкция может быть выполнена простым вычислением преобразования Фурье голограммы.





LS — лазер, M1–M5 — зеркала, L1 — фокусирующая линза с пространственным фильтром, PH — пинхол, L2 и L3 — коллимирующие линзы пространственного фильтра, NF1 и NF2 — нейтральной фильтры, BS1 и BS2 — неполяризующие делители луча, A1–A3 — диафрагмы, L4 — конденсор, L5 — линза регулировки расходимости опорного пучка, L6 — линза имитирующая оптическую систему глаза или живой глаз, T — мишень или живая сетчатка, CMOS — камера с КМОП-матрицей

**Рис. 2.** Схема модифицированного голографического микроскопа для исследования отражающих объектов

### 1. Оптическая установка

Схема цифрового голографического микроскопа, показанная на рисунке 1, была модифицирована и адаптирована нами для записи голограмм сетчатки глаза человека, как показано на рисунке 2. В нашей установке оптика глаза (роговица и хрусталик) выступает в качестве объектива микроскопа. Для улучшения интерференционной картины на датчике, расходимости объектного и опорного пучка должны быть одинаковыми. Установка позволяет независимо регулировать расходимость опорного пучка так, чтобы она соответствовала расходимости объектного. На рисунке 2 показана принципиальная схема нашей установки.

Постоянное лазерное излучение с длиной волны 543,5 нм пространственно фильтруется линзой L1 и пинхолом PH. Затем оно расщепляется неполяризующим делителем пучка BS1, и два пучка коллимируются отдельно линзами L2 и L3. Интенсивность каждого пучка регулируется нейтральными фильтрами NF1 и NF2. Диафрагмы A1 и A2 позволяют независимо регулировать диаметр каждого пучка. Линза L4 имеет фокусное расстояние 400 мм и действует как конденсор, таким образом, лазерный луч, освещающий мишень коллимируется линзой L5. На пути к объективу L5 лазерный луч проходит через светоделительный куб BS2. Лазерный луч, отраженный от мишени и содержащий теперь информацию о форме мишени (объектный

пучок), отражается этим же светоделительным кубом BS2 в сторону зеркала M5, которое направляет объектный пучок на КМОП-камеру. Опорный пучок также направляется на КМОП-камеру зеркалами M4 и M5. Зеркала M3 и M4 позволяют точно настраивать углы между опорным и объектным пучками.

Интерференция двух световых волн на датчике камеры создает интерференционные полосы с интервалом  $d$ , определяемым следующим уравнением [11].

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны интерферирующих световых пучков, а  $\alpha$  — угол между ними. Поскольку датчик нашей камеры имеет размер пикселя  $6,5 \times 6,5$  мкм в диаметре, наибольший угол между объектным и опорным пучками для такого датчика не может быть больше  $\approx 2,4^\circ$ . Требуется точная настройка угла между Объектным и Опорным лучами — мы хотим иметь большее разделение между реконструируемыми реальным и виртуальным изображениями, что достигается за счет увеличения угла между вмешивающимися лучами; но в то же время мы хотим зарегистрировать более тонкую структуру интерференционных полос.

## 2. Настройка оптической установки

Для модифицированной оптической установки линза L6 имеет фокусное расстояние 16,67 мм, соответствующее фокусному расстоянию оптической системы глаза в воздухе [12]. В качестве мишеней для настройки установки мы использовали:

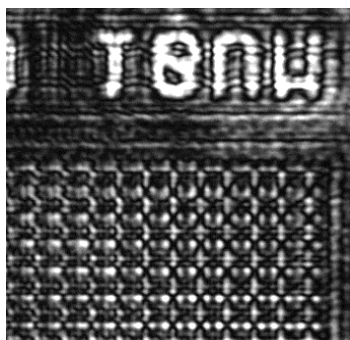
1. Положительную тестовую мишень R1L1S1P от Thorlabs, содержащую сетку с линиями шириной 1,5 мкм, расположенными на расстоянии 10 мкм.

2. Образец ткани печени человека, содержащий клетки известных размеров и формы.

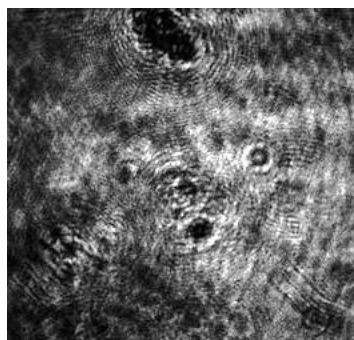
Коллимированный лазерный луч, освещающий мишени, имел диаметр  $\approx 1$  мм. Изображения мишеней фокусировались на сенсоре камеры, где хорошо видны детали всех мишеней (рисунок 3). Кроме того, изображение ткани печени, полученное при установке нашего цифрового микроскопа, сопоставимо с микрофотографией гепатоцитов печени [13]. Это означает, что линза, оптическая сила которой аналогична оптической силе человеческого глаза, может быть использована в цифровом голографическом микроскопе для получения изображений мишеней с разрешением лучше 1,5 мкм (толщина линий сетки на мишени R1L1S1P) без необходимости использования дополнительной оптики.

## 3. Запись и восстановление голограмм

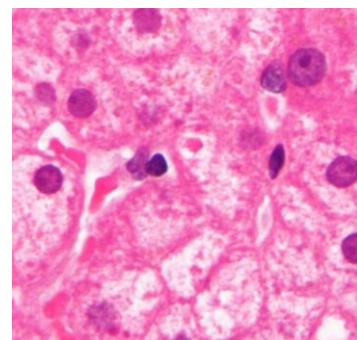
После добавления опорного пучка голограмма мишени R1L1S1P была записана и восстановлена в цифровом виде. Нам не удалось восстановить записанную голограмму образца ткани печени, так как ткань находилась между двумя стеклянными пластинками, на которые не было нанесено антибликового покрытия, что приводило к образованию четырех паразитных опорных волн по оси объектного пучка, препятствовавших правильному восстановлению. На



а) изображение сетки на мишени R1L1S1P

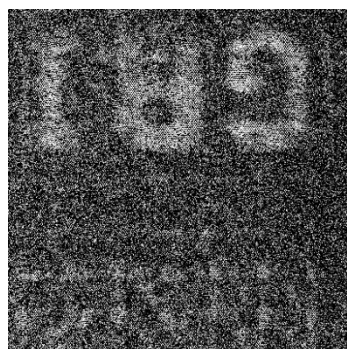


б) изображение образца ткани печени человека



в) изображение ткани печени человека из Wikilectures [13]

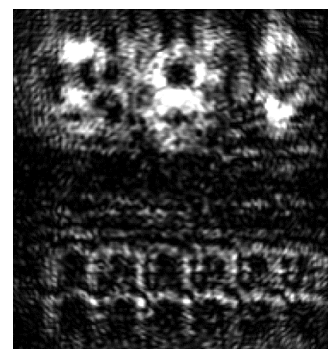
**Рис. 3.** Изображения, полученные на установке, показанной на рисунке 2 и из открытых источников



а) Изображение записанной цифровой голограммы



б) Восстановленная амплитуда голограммы, на расстоянии, где буквы находятся в фокусе



в) Восстановленная амплитуда голограммы, на расстоянии, где сетка находится в фокусе

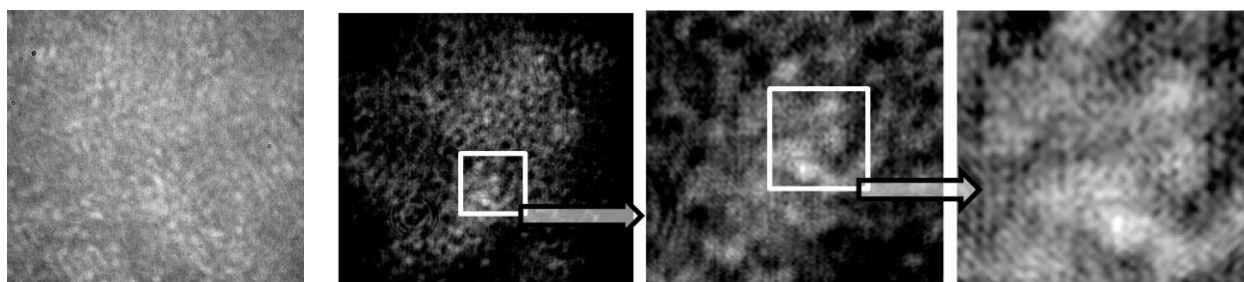
**Рис. 4.** Изображения голограммы части мишени R1L1S1P и ее восстановления

рисунке 4 показано изображение записанной голограммы, а также ее реконструкция на различных позициях вдоль оси Z. Буквы на мишени и сетка имеют разную высоту, а цифровая реконструкция голограммы позволяет заметить эту разницу высот.

Для численного восстановления голограмм мы использовали среду MATLAB и процедуры восстановления голограмм, аналогичные описанным в литературе [14, 15]

#### 4. Запись и восстановление голограммы сетчатки глаза в живую

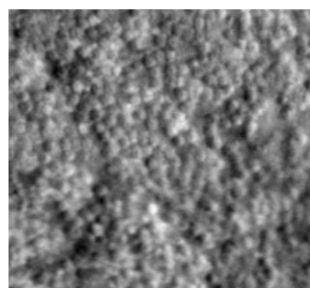
Убедившись, что голограмма мишени, расположенной за обычной линзой, имеющей оптическую силу равную оптической силе человеческого глаза, может быть успешно записана и восстановлена с точностью до 1,5 мкм, мы записали голограмму человеческой сетчатки на живо и восстановили ее в цифровом виде. Следует заметить, что мы не применяли средств для расширения зрачка. На рисунке 5 восстановленная амплитуда голограммы показана с тремя увеличениями. Колбочки сетчатки становятся видимыми на двух правых изображениях. На рисунке 6 показана структура фовеальных колбочек, снятая с помощью сканирующей световой



а) Изображение записанной цифровой голограммы

б) Изображения цифровой реконструкции голограммы с различными увеличениями

**Рис. 5.** Изображения записанной цифровой голограммы ее цифровой реконструкции с различными увеличениями



**Рис. 6.** Изображение конусов сетчатки, полученное методом адаптивной оптической сканирующей офтальмоскопии [16]

офтальмоскопии с применением адаптивной оптики (AOSLO) [16]. Очевидно, что наши первые результаты голографии сетчатки сравнимы с результатами гораздо более сложной и хорошо развитой сканирующей световой офтальмоскопии (AOSLO).

### Выводы

Методы цифровой голографии впервые были применены для записи живой структуры колбочек сетчатки и ее цифрового восстановления.

Методы цифровой внеосевой голографии могут быть применены для исследования человеческого глаза на живо без дополнительного расширения зрачка.

### Благодарность

Работа выполнена при поддержке Австралийского исследовательского совета. Грант: Открытие DP 190103069.

### Список источников

- [1] **Masters, B. R.** [Optical devices in Ophthalmology and Optometry: technology, design principles and clinical applications](#) / B. R. Masters // Journal of Biomedical Optics. — 2014. — Vol. 19. — №7. — P. 079901. — DOI: 10.1117/1.JBO.19.7.079901.
- [2] **DeHoog, E.** [Fundus camera systems: a comparative analysis](#) / E. DeHoog, J. Schwiegerling // Applied Optics. — 2009. — Vol. 48. — P. 221-8. — DOI: 10.1364/ao.48.000221.

- [3] **Kotecha, A.** [Ultrastructural Imaging](#) / A. Kotecha, G. Roberti, F. Fitzke // Glaucoma (Second Edition). — 2015. — Vol. 1. — P. 666–673. — DOI: 10.1016/B978-0-7020-5193-7.00065-0.
- [4] **Campbell, J.** [Detailed vascular anatomy of the human retina by projection-resolved optical coherence tomography angiography](#) / J. Campbell, M. Zhang, T. Hwang, et al. // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7. — P. 42201. — DOI: 10.1038/srep42201.
- [5] **Puyo, L.** In vivo laser Doppler holography of the human retina / L. Puyo, M. Paques, M. A. Fink, J.-A. Sahel, M. Atlan // Biomedical Optics Express. — 2018. — Vol. 9. — P. 4113–4129.
- [6] **Puyo, L.** Ultrafast digital holography for in vivo retinal blood flow imaging and assessment of flow resistance / L. Puyo, M. Paques, M. A. Fink, J.-A. Sahel, M. Atlan // Digital Holography and Three-Dimensional Imaging 2019 : OSA Technical Digest. — 2019. — P. Th1A.2.
- [7] **Rivet, J.** Motion compensation in digital holography for retinal imaging / J. Rivet, G. Tochon, S. Meimon, et al. // 16th International Symposium on Biomedical Imaging. — 2019. — P. 1428–143.
- [8] **Hillmann, D.** [Aberration-free volumetric high-speed imaging of in vivo retina](#) / D. Hillmann, H. Spahr, C. Hain, et al. // Scientific Reports. — 2016. — Vol. 6. — P. 35209. — DOI: 10.1038/srep35209.
- [9] **Suheimat, M.** In-vivo holographic imaging and reconstruction of the human eye / M. Suheimat, A. J. Lambert, D. A. Atchison // Investigative Ophthalmology & Visual Science. — 2018. — Vol. 59. — №9. — P. 5864–5864.
- [10] **Cuche, E.** Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms / E. Cuche, P. Marquet, C. Depeursinge // Applied Opt. — 1999. — Vol. 38. — P. 6994–7001.
- [11] **Ostrovsky, Y. I.** Interferometry by Holography / Y. I. Ostrovsky, M. M. Butusov, G. V. Ostrovskaya // Springer Series in Optical Sciences. — 1980. — Vol. 20. — P. 11.
- [12] **Atchison, D. A.** Optics of the human eye / D. A. Atchison, G. Smith. — Butterworth-Heinemann, Oxford, 2000. — P. 253–254.
- [13] URL: [www.wikilectures.eu/w/Cells\\_of\\_Liver#/media/File:Ground\\_glass\\_hepatocytes\\_high\\_mag\\_cropped.jpg](http://www.wikilectures.eu/w/Cells_of_Liver#/media/File:Ground_glass_hepatocytes_high_mag_cropped.jpg) (06.05.2020).
- [14] **Seifi, M.** HoloRec3D: A free Matlab toolbox for digital holography / M. Seifi, C. Fournier, L. Denis. — 2012.
- [15] **Latychevskaia, T.** Practical algorithms for simulation and reconstruction of digital in-line holograms / T. Latychevskaia, H.-W. Fink // Applied Optics — 2015. — Vol. 54. — P. 2424–2434.
- [16] **Langlo, C.** [Repeatability and longitudinal assessment of foveal cone structure in Cngb3-associated achromatopsia](#) / C. Langlo, L. Erker, M. Parker, et al. // Retina (Philadelphia, Pa.). — 2017. — Vol. 37. — №10. — DOI: 10.1097/IAE.0000000000001434.

## 40. Мультиплексные брэгговские дифракционные решетки для световодов системы дополненной реальности

*М. В. Шишова, А. Ю. Жердев, Д. С. Лушников, В. В. Маркин, С. Б. Одинок*

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

В статье описана запись мультиплексных брэгговских дифракционных решеток для световодных дисплеев по методу оптического копирования с фазовой маски. Световоды в данном эксперименте изготовлены из фото термо рефрактивного стекла. Проводится сравнение записи с помощью рельефной и брэгговской фазовых масок. Экспериментально подтверждена эффективность применения рельефно-фазовой маски.

*Ключевые слова:* Брэгговские решетки, Дифракционные решетки, Мультиплексирование, Фото термо рефрактивное стекло, Световод, Волновод, Дополненная реальность.

*Цитирование:* **Шишова, М. В.** Мультиплексные брэгговские дифракционные решетки для световодов системы дополненной реальности / М. В. Шишова, А. Ю. Жердев, Д. С. Лушников, В. В. Маркин, С. Б. Одинок // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 253–263.

### Введение

В статье рассматриваются оптические волноводы, совмещенные с дифракционными решетками, которые представляют собой плоскопараллельные пластины. Внутри них излучение распространяется с помощью полного внутреннего отражения (ПВО). Дифракционные решетки могут быть рельефными или объемными, но угол дифракции внутри подложки должен удовлетворять условию ПВО. Такие волноводы применяются в дисплеях дополненной реальности [1, 2], интегрированных фотонных устройствах, для мультиплексирования с разделением по длине волны, оптических соединителях и оптических ответвителях и др. [3]. Представленные в статье волноводы с объемными дифракционными решетками относятся к плоским изображающим оптическим системам дополненной реальности. В конфигурациях таких систем на основе дифракционных решеток, дифракция света используется для введения излучения в стеклянную пластину. При этом применение объемных голографических решеток позволяет увеличить оптической эффективности системы [4, 5]. Объемные голографические решетки имеют высокую угловую и спектральную селективность, поэтому для реализации AR-дисплея на их основе требуется голографические материалы с хорошими свойствами по модуляции показателя преломления и пространственное мультиплексирование. Создание такого рода объемной решетки непосредственно внутри подложки является задачей исследования.

Исследование оптических волноводов, представленное в данной работе, основано на применении фото-термо-рефрактивного (ФТР) стекла в качестве голографической объемной среды. Этот материал является уникальным с точки зрения для интеграции фазовых дифракционных элементов с волноводной платформой [6]. ФТР стекло является отличным материалом для прозрачных AR дисплеев, поскольку позволяет избежать различных проблем в связи с внешними воздействиями (температурой, влажностью и давлением) [7]. Объемные брэгговские решетки, записанные в этом стекле, демонстрируют высокую угловую и спектральную селективность, высокую дифракционную эффективность в сочетании с высокой механической и оптической прочностью, высокая термическая и химическая стойкость (близкие к оптическому стеклу BK7). Фазовая структура формируется непосредственно внутри среды, поэтому нет необходимости ламинировать волновод, чтобы он был устойчивым к различным чистящим средствам. Стеклоподложка представляет собой голографический материал, поэтому мы можем записывать голограммы по всей толщине подложки, что в текущем исследовании составляет пару миллиметров. Неоспоримым преимуществом ФТР стекла для голографии является отсутствие усадки. Тогда записанная структура будет проявлена без искажений и будет соответствовать установленным параметрам.

Создание мультиплексированных брэгговских решеток для волноводов из ФТР стекла является целью исследования. Для этого предложен метод записи с помощью фазовой маски. Этот метод стабилен и удобен для получения брэгговских дифракционных решеток высокого разрешения [3, 8–11]. Обычно для этой цели используется коллимированный лазерный пучок, когда он падает по нормали или в соответствии с условием Литрова [8, 9]. Но эта техника записи через фазовую маску не ограничена этими двумя случаями. Представленные исследования отличаются конической подсветкой фазовой маски одним записывающим лазерным лучом для изготовления наклонных объемных решеток AR-волноводных дисплеев. В статье рассматриваются два типа фазовых масок: неселективные рельефно-фазовые дифракционные решетки и селективные объемные дифракционные решетки. Чтобы дать рекомендации о том, как их применять, проводится сравнение на базе дифракционных характеристик изготовленных одиночных и мультиплексированных брэгговских решеток. Чтобы подтвердить эффективность предложенного метода, дифракционные волноводы были успешно изготовлены.

### 1. Принципы записи

Запись с использованием фазовой маски обладает рядом преимуществ по сравнению со стандартной интерференционной записью, когда реализован интерферометр с делением по амплитуде. Существует несколько аргументов в пользу применения фазовой маски независимо от его типа:

1. Для обеспечения высоких частот брэгговских решеток требуются высокие углы сведения записывающих пучков [12]. Это легко реализовать с помощью дифракционной решетки в качестве фазовой маски, где углы схождения представляют собой углы дифракции.

2. Плоский равномерный волновой фронт должен быть создан только для одной ветви. В описанном эксперименте объемные решетки изготавливаются в широком пучке диаметром не менее 50 мм. Запись всей площади дифракционного волновода регистрируется одновременно. Создание однородного плоского волнового фронта такого размера становится нетривиальной задачей для ультрафиолетового излучения.

3. Требования к виброустойчивости установки записи снижены. Поскольку образец и шаблон объединены в единый элемент, механические колебания возникают относительно «сэндвича» фазовой маски и ФТР подложки, и интерференционная картина не смещается во время записи из-за этих вибраций. Необходимо стабилизировать относительное смещение механических компонентов в схеме только в одной ветви. Для сравнения, при получении голографических дифракционных решеток вибрации не должны превышать погрешность изготовления периода дифракционной решетки. Этот момент выгоден для продолжительных экспозиций.

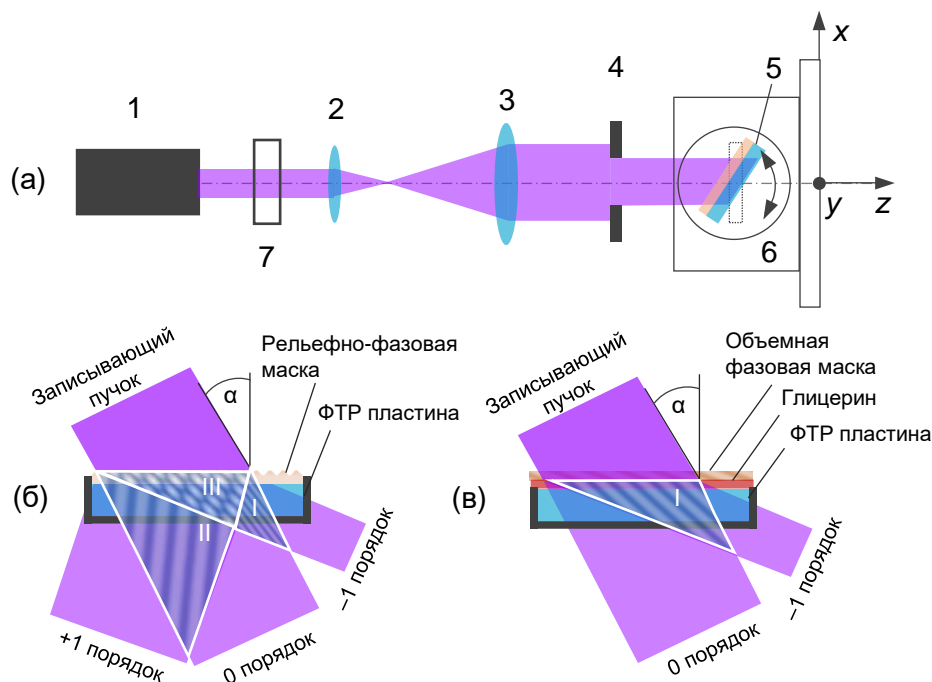
### 1.1. Запись с помощью фазовой маски

В предложенном методе записи дифракционные решетки применяются как фазовые маски для создания интерференционной картины в ближнем поле внутри фоточувствительной подложки. Одиночный когерентный лазерный пучок освещает фазовую маску и формирует накладывающиеся пучки в дифракционных порядках, таким образом фазовая маска копируется в толстослойный голографический материал. Это также называется голографическим или оптическим копированием [13, 14], если длина волны записывающего лазера при копировании такая же, как и при записи фазовой маски. В этом разделе подробно описываются общие рекомендации по записи через рельефную и объемную фазовые маски с несколькими последовательными экспозициями [15]. Рисунок 1а иллюстрирует схему настройки записи.

Излучение с длиной волны 0,325 мкм (He–Cd лазер 1) расширяется и коллимируется с помощью линз 2 и 3. Диафрагма 4 пропускает центральную часть записывающего луча с удовлетворительной равномерностью интенсивности излучения. «Сэндвич» с фазовой маской и ФТР стеклянной подложкой 5 установлен на моторизованном угловом позиционере 6, который контролирует угол падения  $\alpha$ . Сначала когерентная плоская волна падает на одномерную решетку (фазовую маску) в плоскости, нормальной к штрихам решетки. Область экспонирования в записывающем пучке контролируется смещением в плоскости  $xy$ . Вся процедура записи с необходимыми угловыми и планарными положениями осуществляется с помощью программного управления приводами в стенде записи. Доза излучения при экспозиции обеспечивается с помощью электромеханического затвора 7.

На рисунках 1б и 1в представлены области записи в ближнем поле, сформированные после рельефной и объемной решеток соответственно. Фазовая маска должна быть непосредственно наложена на волновод или стыковаться с подложкой с помощью иммерсионной жидкости, чтобы правильно реализовать условия сведения для больших углов [16]. Дифракция на





1 — He–Cd лазер, 2 и 3 — линзы, 4 — диафрагма, 5 — «сэндвич» с фазовой маской и световодом в наклонном освещении, 6 — угловой позиционер, 7 — затвор

**Рис. 1.** Схема записи. Область записи ближнего поля, образованная при однократной экспозиции (б) рельефно-фазовой маски и (в) брэгговской фазовой маски.

неселективной рельефной решетке (рисунок 1б) в качестве фазовой маски приводит к появлению трех пучков, которые распространяются внутри стеклянной подложки: проходящий (0-й порядок дифракции) и два дифрагированных (+1-й и –1-й порядки). Поэтому в подложке формируются три области интерференции: область I соответствует интерференции +1-го и 0-го порядков дифракции, область II с интерференцией 0-го и –1-го порядков дифракции и область III с интерференцией всех трех +1-го, 0-го и –1 дифракционных порядков. На практике область III занимает большую часть объема записи из-за относительно небольшой толщины волновода ( $\approx 2$  мм) и состоит из трех периодичностей. Рабочая периодичность дифракционного волновода формируется интерференцией 0-го и –1-го порядка дифракции. Дифракция на селективной объемной решетке (рисунок 1в) в качестве фазовой маски приводит к формированию двух пучков, которые распространяются внутри подложки: проходящая волна (0-й порядок) и дифрагированная волна (–1-й порядок).

Этапы подготовки включают почернение его задней поверхности и граней, как представлено на рисунке 1б и 1в. Чернение необходимо для устранения неблагоприятных переотражений при последующей голографической записи. Постэкспозиционная процедура для ФТР стекла заключается из высокотемпературной обработке ( $\approx 500^\circ\text{C}$ ). Завершающим этапом является обесцвечивание путем прямого сканирования с использованием импульсного фемтосекундного мощного излучения зеленого лазера ( $\lambda = 515$  нм), необходимого для повышения

прозрачности изготавливаемой волноводной пластины. Отбеливание происходит за счет фотодеструкции наночастиц серебра и не влияет на записанную структуру.

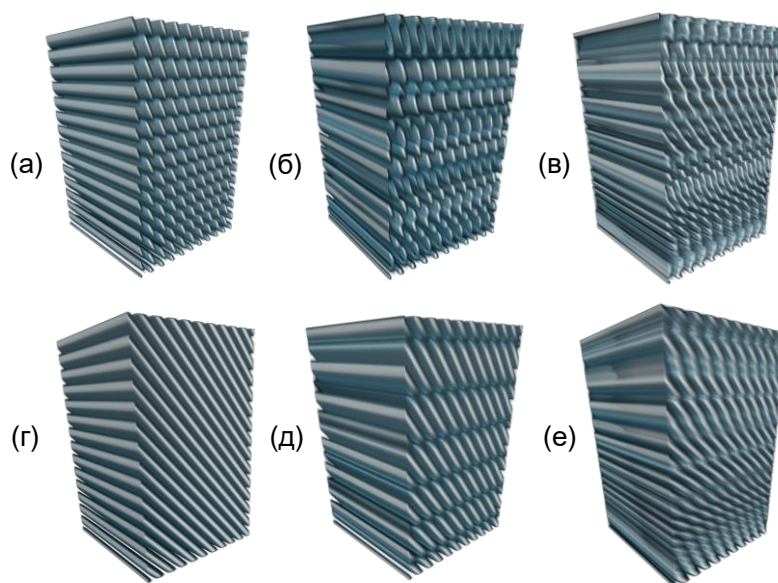
## 1.2. Мультиплексирование

Брэгговские дифракционные элементы для дисплеев дополненной реальности состоят из нескольких мультиплексированных объемных решеток. На рисунке 1 представлен шаг единичной экспозиции. Угловой шаг для мультиплексирования определяется угловой селективностью записанной брэгговской решетки и спектральным диапазоном светодиода при работе волновода. Экспериментальная задача при мультиплексировании заключается в том, чтобы эффективно использовать модуляцию показателя преломления  $\Delta n$ , которая отвечает за весь динамический диапазон. Он распределяется при  $N$ -кратном мультиплексировании на  $n_1, n_2, \dots, n_N$ . Дифракционная эффективность отдельной решетки в мультиплексе уменьшается примерно в квадратный корень из  $N$  раз.

Согласно результатам интерполяции экспериментальных измерений показатель преломления стекла определяется функцией  $n(\lambda) = 4332 \cdot \lambda^{-2} + 1,484$  до записи и  $n(\lambda) = 4353 \cdot \lambda^{-2} + 1,483$  после термообработки. Показатель преломления неэкспонированной области после термообработки соответствует показателю преломления до записи. Показатели преломления и модуляции показателя преломления для разных спектральных диапазонов, следующие:  $n_B = 1,5035$ ,  $\Delta n_B = 4,51 \cdot 10^{-4}$  для длины волны  $\lambda_B = 461$  нм;  $n_G = 1,4991$ ,  $\Delta n_G = 4,61 \cdot 10^{-4}$  для  $\lambda_G = 520$  нм;  $n_R = 1,4936$ ,  $\Delta n_R = 4,74 \cdot 10^{-4}$  для  $\lambda_R = 640$  нм.

Рисунок 2 иллюстрирует результаты моделирования для регистрируемых интерференционных структур. Рисунки 2а–2в соответствует структурам, полученным с помощью поверхностной фазовой маски. Одиночная запись соответствует «поленнице», как показано на рисунке 2а. Увеличение количества мультиплексов приводит к наложению по интенсивности структур, полученных при единичном экспонировании. Это проиллюстрировано на рисунке 2б для пяти мультиплексов и на рисунке 2в для десяти мультиплексов. Рисунки 2г–2е соответствует структурам, полученным с помощью брэгговских фазовых масок. При единичной записи формируется обычная наклонная объемная дифракционная решетка (рисунок 2г). На рисунках 2д и 2е показаны результирующие изменения показателя преломления после процедуры мультиплексирования для пяти и десяти экспонирований соответственно.

Мультиплексирование более целесообразно для применения поверхностной фазовой маски. Перестановка интерференционной записи, настроенной на широкий диапазон углов мультиплексирования, является сложной. Но записав фазовую маску один раз и выполнив процедуру копирования, мы поворачиваем только один компонент в записывающем пучке. Фоторезистивную рельефно-фазовую маску можно нанести непосредственно на ФТР пластину. ФТР стекло не является светочувствительным к излучению, что актиночному для фоторезиста. В другом случае селективная фазовая маска не может быть использована для углового мультиплексирования, необходимо заменить фазовую маску для каждого нового мульт-



**Рис. 2.** 3D-модели записанных объемных структур с помощью рельефно-фазовой маски для однократной экспозиции (а), для пяти последовательных экспозиций (б) и для десяти последовательных экспозиций (в); с помощью брэгговских фазовых масок: для однократной экспозиции (г), для пяти последовательных экспозиций (д) и для десяти последовательных экспозиций (е)

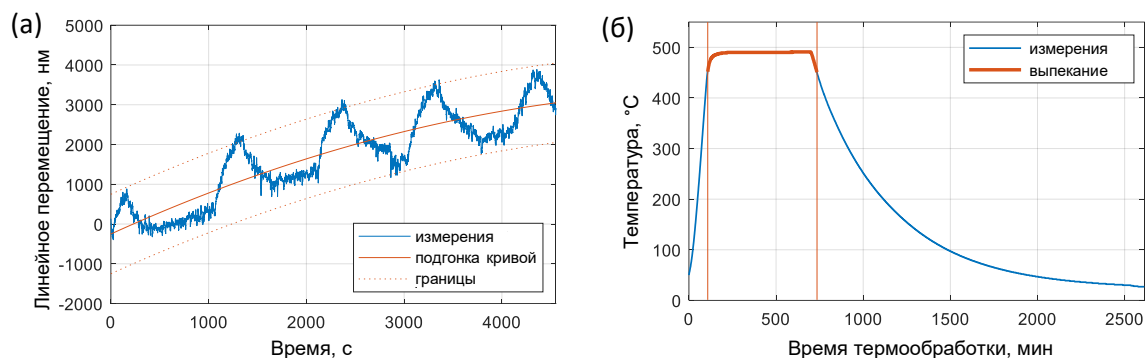
типлексирования и, соответственно, создать столько масок, сколько необходимо для мультиплексирования. Расчет самой фазовой маски не является предметом представленных исследований. Он основан на уравнении дифракции и начинается с периодов и углов наклона записываемой брэгговской решетки, которые необходимо реализовать.

## 2. Экспериментальные результаты

### 2.1. Условия записи и постобработки

Стенд по голографическому копированию является виброустойчивым. Запись проходила в вибрационных условиях, показанных на рисунке 3а. На графике показаны отклонения, контролируемые микроинтерферометром в течение 1,25 часа. Измерения проводились с использованием датчика перемещения Numerical Vision Displacement Meter и лазера Cobolt Flamenco DPSS (660 нм, 100 мВт). Время одной экспозиции с мультиплексной записью намного меньше, оно длится две минуты. Линейные смещения значительно превышают период записанных брэгговских дифракционных решеток.

Постэкспозиционная обработка для ФТР стекла заключается в высокотемпературной выдержке в печи. В представленных экспериментах использовалась электрическая муфельная печь SNOL 7,2 / 1100L с керамической камерой. Выпекание заняло 10 часов при температуре  $\approx 500^\circ\text{C}$ , график температуры показан на рисунке 3б. Для контроля температуры в процессе обработки был использован термометр температуры Center 520.



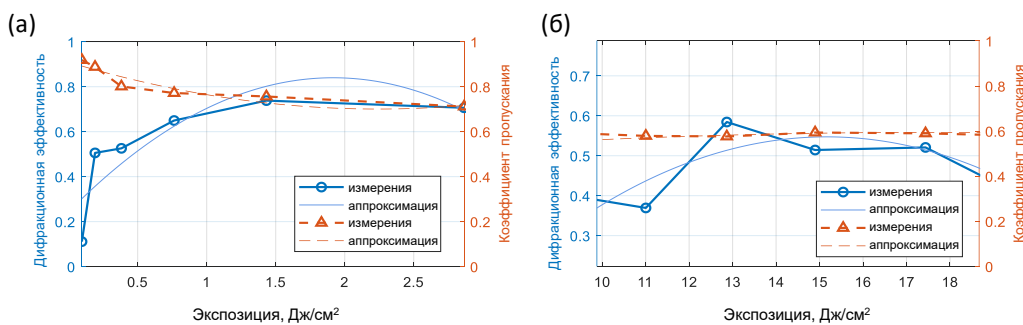
**Рис. 3.** Вибрационные условия при записи в виде зависимости линейного перемещения образца в зависимости от времени (а) и зависимость температуры в печи в зависимости от времени термообработки (б)

## 2.2. Измерения дифракционной эффективности

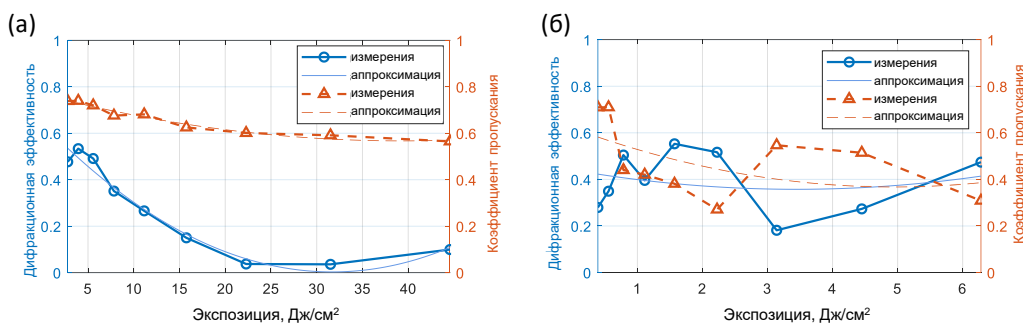
В этом разделе рассматриваются эксперименты по записи с позиции сравнения двух типов фазовых масок. Дифракционная эффективность представлена как функция от дозы экспозиции. Фазовые маски были сконструированы таким образом, чтобы создавать волноводную моду зеленого спектра для углов падения от  $-15^\circ$  до  $15^\circ$  для удовлетворения условий ПВО внутри подложки. Углы записи для мультиплексирования варьировались в диапазоне от  $0^\circ$  до  $30^\circ$ .

На рисунках 4 и 5 показаны экспозиционные кривые, полученные при проведении записи через рельефные и брэгговские фазовые маски соответственно. Для записи использовался He–Cd лазер Kimmon IK3501R-G мощностью 50 мВт и длиной волны 325 нм. Показанные на графиках значения экспозиции относятся к излучению, приходящему на фазовую маску, после расширения пучка мощность излучения составляла около 2 мВт. Распределение энергии в дифракционных порядках отвечает за контраст при записи. Максимальный единичный контраст может быть достигнут только при использовании брэгговской фазовой маски. Синие экспозиционные кривые для левой оси представляют зависимость дифракционной эффективности от дозы излучения, для правой оси красным цветом показана аналогичная зависимость для коэффициента пропускания, параметра, важного для дисплеев дополненной реальности. Особенностью волноводных дифракционных решеток является сложность прямых измерений дифракционной эффективности из-за того, что первый дифракционный порядок «захвачен» внутрь подложки. Поэтому исследование основано на косвенном контроле ослабления по измерению мощности проходящего луча. Измерения проводились с помощью зеленого лазера MSL-FN-532 (200 мВт), измерителя мощности Ophir Photonics PD300 и поворотного позиционера Standa 8MR191 с разрешением  $4,5''$  шагом  $1/8$ .

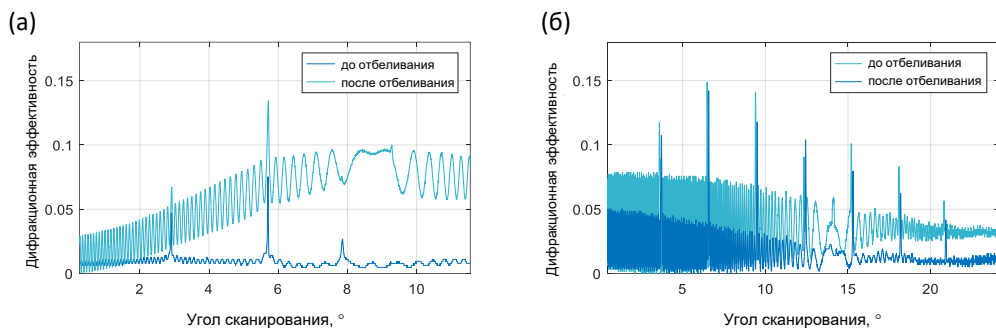
Показано, что для обоих типов фазовых масок рационально использовать дозы излучения  $1-2 \text{ J/cm}^2$ . На рисунке 6 показаны результаты косвенного измерения для мультиплексных брэгговских дифракционных решеток и представлено влияние отбеливания. Хотя фазовые маски Брэгга должны обеспечивать лучший контраст при записи, хорошие результаты по



**Рис. 4.** Экспозиционные кривые для решеток, изготовленных с помощью рельефно-фазовой маски для низких (а) и высоких (б) экспозиций

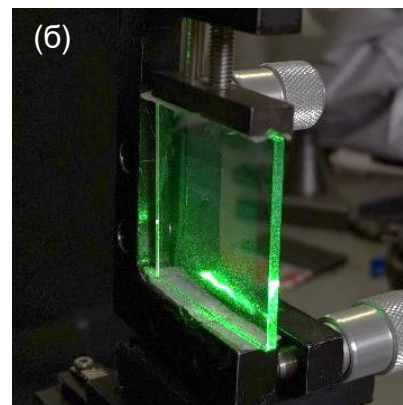
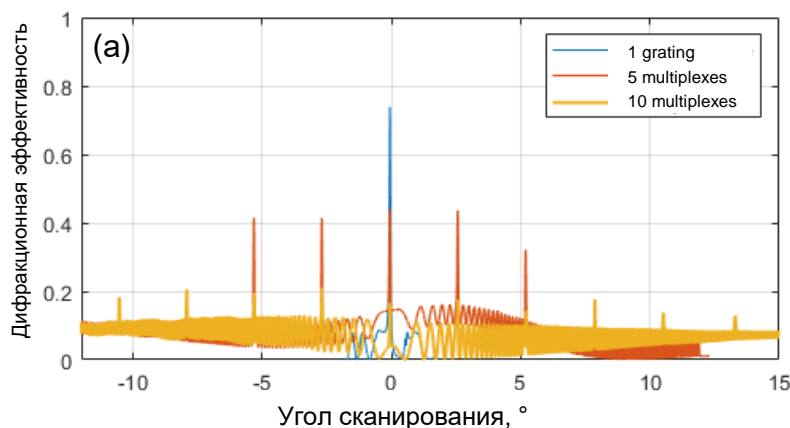


**Рис. 5.** Экспозиционные кривые для решеток, изготовленных с помощью брэгговской фазовой маски для широкого диапазона экспозиций (а) и для низких экспозиций (б)



**Рис. 6.** Угловая характеристика дифракционной эффективности для мультиплексных брэгговских решеток, записанных с помощью селективных фазовых (а) и рельефно-фазовой (б) маскок

мультиплексированию не были достигнуты. Дальнейший эксперимент по увеличению количества мультиплексов проводился только для рельефно-фазовой маски. Отбеливание осуществлялось импульсным 250 фс лазером Avesta ATsG 1030C с энергией импульса 10 мДж на длине волны 515 нм с использованием прямого сканирования лучом со скоростью 0,02 мм/с. Благодаря фотодеструкции наночастиц серебра внутри ФТР стекла это способствует уменьшению рассеяния и поглощения, увеличивая прозрачность. Дифракционная эффективность возросла на пару процентов, а пропускание на 10–12%.



а) Угловая характеристика дифракционной эффективности для мультиплексных брэгговских решеток, записанных с помощью фазовой маски

б) Внешний вид световода

Рис. 7

Дифракционная эффективность фазовой маски определяет контраст формируемой интерференционной структуры. Контраст должен быть максимальным из-за эффективного использования динамического диапазона показателя преломления ФТР стекла. Моделирование показало, что даже при очень низкой дифракционной эффективности рельефно-фазовой решетки (в пределах 3%) контраст интерференционной картины при трехлучевой интерференции остается выше 0,6.

Рисунок 7а показывает результат мультиплексирования при использовании рельефной фазовой маски. Показано как увеличение количества мультиплексов влияет на дифракционную эффективность при сохранении суммарной экспозиции. Дифракционная эффективность единичной решетки показано синим. Красным и желтым показано распределение дифракционной эффективности для пяти и десяти мультиплексных дифракционных решеток соответственно. Эксперименты показали, что для применяемого 2 мм волновода удалось достичь дифракционную эффективность 10–20% в каждом из 10 мультиплексов. На рисунке 7б показан внешний вид полученного волновода с волноводной модой.

### Заключение

В работе описана мультиплексная запись в ФТР стеклах через фазовые маски. В ходе исследования проводилось сравнение рельефно-фазовой неселективной и объемной селективной фазовых масок. Ожидалось, что применение брэгговской решетки в качестве фазовой маски приведет к более эффективной модуляции показателя преломления среды, когда можно добиться выравнивания дифракционной эффективности в двух дифракционных порядках. Тем не менее, трудности, связанные с нанесением иммерсионной жидкости и стыковкой различных селективных масок, усложняют процесс и оказывают негативное воздействие. В ходе эксперимента не удалось достичь положительных результатов в мультиплексировании с использованием брэгговских фазовых масок из-за увеличения технологической сложности.

Для рельефной фазовой маски, несмотря на неравенство дифракционной эффективности в порядках, обеспечивается качественная мультиплексная запись. Такие фазовые маски показывают те же результаты по экспозиции, что и брэгговские фазовые маски, но их применение намного удобнее благодаря свободному контролю угла записи при отсутствии угловой селективности маски. Голографическое копирование рельефно-фазовой маски является подходящим методом мультиплексной записи для наклонных объемных дифракционных решеток.

Представленный метод уменьшает период регистрируемых фазовых структур в 1,5 раза по сравнению с периодом фазовой маски и не требует сильной виброизоляции из-за отсутствия интерферометрических ветвей в оптической схеме записи. Представленный метод можно применять для записи брэгговской решетки в оптических волокнах. Исследуемые мультиплексированные объемные решетки могут быть адаптированы для передачи изображения для плоских AR волноводов. ФТР стекло помогает интегрировать объемные голографические решетки внутри плоской диэлектрической подложки.

### Благодарность

Авторы выражают благодарность Владимиру Маркину за проведение расчетов фазовых масок, Дмитрию Кузьмину, Павлу Ханевичу и Екатерине Дроздовой за помощь в технических вопросах. Авторы также благодарят Николая Никонорова и Сергея Иванова за консультации по работе с фото термо рефрактивными стеклами.

### Список источников

- [1] **Zhang, Y.** Development of planar diffractive waveguides in optical see-through head-mounted displays / Y. Zhang, F. Fang // Precision Engineering. — 2019. — Vol. 60. — P. 182–496.
- [2] **Lee, Y.-H.** Prospects and challenges in augmented reality displays / Y.-H. Lee, T. Zhan, S.-T. Wu // Virtual Reality & Intelligent Hardware. — 2019. — Vol. 1. — № 1. — P. 10–20.
- [3] **Hsu, F.-H.** Prism-hologram-prism sandwiched recording method for polarization-selective substrate-mode volume holograms with a large diffraction angle / F.-H. Hsu, C.-Y. Han, K.-H. Chen, K.-Y. Hsu, J.-H. Chen // Optics Express. — 2018. — Vol. 26. — № 16. — P. 20534–20543.
- [4] **Yu, C.** Highly efficient waveguide display with space-variant volume holographic gratings / C. Yu, Y. Peng, Q. Zhao, H. Li, and X. Liu // Applied Optics. — 2017. — Vol. 56. — № 36. — P. 9390–9397.
- [5] **Shen, Z.** Volume holographic waveguide display with large field of view using a Au-NPs dispersed acrylate-based photopolymer / Y.-H. Lee, T. Zhan, S.-T. Wu // Optical Materials Express. — 2020. — Vol. 10. — № 2. — P. 312–322.
- [6] **Odinokov, S. B.** Augmented reality display based on photo-thermo-refractive glass planar waveguide / S. B. Odinokov, M. V. Shishova, V. V. Markin, D. S. Lushnikov, A. Y. Zherdev, A. B. Solomashenko, D. V. Kuzmin, N. V. Nikonorov, S. A. Ivanov // Optics Express. — 2020. — Vol. 28. — № 12. — P. 17581–17594.
- [7] **Nikonorov, N.** New Photo-Thermo-Refractive Glasses for Holographic Optical Elements: Properties and Applications / N. Nikonorov, S. Ivanov, V. Dubrovin, A. Ignatiev // Holographic Materials and Optical Systems. — 2017. — P. 435–461.
- [8] **Park, T.-H.** Polymer-waveguide Bragg-grating devices fabricated using phase-mask lithography / T.-H. Park, S.-M. Kim, M.-C. Oh // Current Optics and Photonics. — 2019. — Vol. 3. — № 5. — P. 401–407.

- [9] **Weichelt, T.** Resolution enhancement for advanced mask aligner lithography using phase-shifting photomasks / T. Weichelt, U. Vogler, L. Stuerzebecher, R. Voelkel, U. D. Zeitner // *Optics Express*. — 2014. — Vol. 22. — №13. — P. 16310–16321.
- [10] **Smith, B. W.** Design and analysis of a compact EUV interferometric lithography system / B. W. Smith // *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS*. — 2009. — Vol. 8. — №2. — P. 021207.
- [11] **Shaoxin, S.** Volume holographic waveguide display with large field of view using a Au-NPs dispersed acrylate-based photopolymer / S. Shaoxin, X. Ren, S. Liu, Z. Yang, Y. Zhang // *Optical Engineering*. — 2013. — Vol. 52. — №9. — P. 095103.
- [12] **Bobrinev, V. I.** Investigation of the properties of a beam reconstructed from volume holographic optical elements used in optical observation devices // V. I. Bobrinev, M. S. Kovalev, S. B. Odinsonov, G. R. Sagatelyan // *Russian Physics Journal*. — 2016. — Vol. 52. — №9. — P. 1457–1466.
- [13] **Ванин, В. А.** Копирование голограмм (обзор) / В. А. Ванин // *Квантовая электроника*. — 1978. — Том 5. — №7. — С. 1413–1428.
- [14] **Одиноков, С. Б.** Запись брэгговских дифракционных решеток в фоточувствительных материалах методом оптического копирования // С. Б. Одиноков, А. Ю. Жердев, М. В. Шишова, А. Б. Соломашенко, Д. С. Лушников, В. В. Маркин // *Квантовая электроника*. — 2020. — Том 50. — №7. — С. 653–657.
- [15] **Zhai, Q.** Investigation on mechanism of multiple holographic recording with uniform diffraction efficiency in photopolymers / Q. Zhai, S. Tao, T. Zhang, X. Song, D. Wang // *Optics Express*. — 2009. — Vol. 17. — №13. — P. 10871–10880.
- [16] **Bourgin, Y.** 100 nm period grating by high-index phase-mask immersion lithography / Y. Bourgin, Y. Jourlin, O. Parriaux, A. Talneau, S. Tonchev, C. Veillas, P. Karvinen, N. Passilly, A. R. M. Zain, R. M. De La Rue, J. Van Erps, D. Troadec // *Optics Express*. — 2010. — Vol. 18. — №10. — C. 10557–10566.



## 41. Новое в технологии обработки слоев бихромированного желатина для голографии

*Н. М. Ганжерли<sup>1</sup>, С. Н. Гуляев<sup>2</sup>, И. А. Маурер<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Предложен новый способ формирования рельефно-фазовой голографической структуры на слоях бихромированного желатина (БХЖ). В основе метода лежит применение двух видов альтернативного воздействия на желатин: структурирования с помощью избирательного светового дублирования когерентным излучением He–Cd лазера и деструкции, осуществляемой облучением слоёв коротковолновым УФ-излучением. Для получения высокоэффективных голографических рельефных структур в области высоких пространственных частот, вплоть до  $1500 \text{ мм}^{-1}$ , ранее была предложена сокращенная по времени водная обработка образцов, прерываемая изопропаноловой ванной. В настоящей работе предлагается отказаться от водной обработки слоев БХЖ и заменить ее нагревом образца во время облучения коротковолновым УФ-излучением. В ходе экспериментов получено устойчивое возрастание дифракционной эффективности независимо от пространственной частоты и толщины слоя БХЖ, что объясняется образованием рельефной голографической структуры вследствие испарения и усадки деструктурированных УФ-излучением участков желатина под воздействием высокой температуры.

*Ключевые слова:* Структурирование, Деструкция, Голографические дифракционные решётки, Поверхностный рельеф, Коротковолновое УФ-излучение, Бихромированный желатин, Термическая обработка.

*Цитирование:* Ганжерли, Н. М. Новое в технологии обработки слоев бихромированного желатина для голографии / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 264–270.

### Введение

Получение высокоэффективных рельефно-фазовых голографических структур на желатиносодержащих средах подробно описано в [1, 2]. При этом ключевой операцией обработки является облучение слоев коротковолновым УФ-излучением ртутно-кварцевой лампы, которое приводит к фотодеструкции желатина и, в конечном итоге, переводе его в растворимое в воде состояние. Формирование рельефной структуры на поверхности желатинового слоя в соответствии с первоначально записанной интерференционной картиной зависит от типа светочувствительной желатиносодержащей среды. Для галоидосеребряной фотоэмульсии наличие серебряного изображения интерференционной картины модулирует степень облучения и фотодегradации верхних слоев фотоматериала УФ-излучением. Для БХЖ интерференционная

картина первоначально регистрируется в виде переменной задубленности слоя по всей толщине. Поскольку более задубленные участки желатина сопротивляются разрушающему воздействию УФ-излучения более эффективно, то действие облучения на поверхностный слой желатина, так же как и для галодосеребряной фотоэмульсии, модулировано в соответствии с интерференционной картиной голограммы. В конечном итоге, для обоих случаев поверхностный рельеф образуется за счет вымывания (травления) наиболее разрушенных участков желатина водой. Однако наличие водной обработки является фактором, препятствующим получению необходимой глубины поверхностного рельефа на пространственных частотах голографической структуры, превышающих величину  $200\text{--}300\text{ мм}^{-1}$  [3]. Это обстоятельство вызвано тем, что желатин в водных растворах набухает, размягчается и при сушке мокрого коллоида силы поверхностного натяжения разглаживают поверхностный рельеф. Для слоев БХЖ проблему удалось решить, сократив время водной обработки до минимума (10 сек) и введя процедуру быстрого обезвоживания с помощью изопропанола [4]. Это позволило получить рельефно-фазовые голографические решетки с пространственной частотой  $1500\text{ мм}^{-1}$  и высокой дифракционной эффективностью (ДЭ), превышающей 50%.

В настоящей работе предложен вариант обработки слоев БХЖ, который на стадии формирования поверхностного рельефа голографической структуры исключает водную процедуру вообще. Действительно, удаление разрушенных коротковолновым УФ-излучением участков желатина можно осуществить не только погружая слой БХЖ в воду, но и используя для этой цели сильный нагрев, поскольку известно, что при температурах, превышающих  $150\text{ °C}$ , желатин начинает разлагаться с образованием легко летучих компонентов.

В более ранних зарубежных работах были попытки использовать термическое разложение и удаление желатина с подложки для создания рельефных структур (без применения облучения образцов коротковолновым УФ-излучением). Авторы работы [5] использовали галодосеребряную фотоэмульсию, на которой методами фотолитографии регистрировалась бинарная пространственная структура. При воздействии на образцы потоком горячего воздуха ( $375\text{--}425\text{ °C}$ ) в течение 15–30 мин удавалось полностью удалить желатин из мест, свободных от соединений серебра, в то время как участки, содержащие серебряное изображение, оставались практически нетронутыми. В указанной работе авторам удалось получить на фотоэмульсии Kodak High Resolution Plate с первоначальной толщиной 6 мкм бинарные структуры с пространственной частотой порядка нескольких десятков лин/мм. В работе [6] для записи голографических решеток с низкой пространственной частотой  $7\text{ мм}^{-1}$  использовалось когерентное инфракрасное излучение  $\text{CO}_2$  лазера с плотностью мощности порядка  $25\text{ Вт/см}^2$ . При времени экспонирования около нескольких секунд на желатиновых пленках толщиной 20–50 мкм, закрепленных в специальных оправках, регистрировались рельефно-фазовые решетки с максимальной ДЭ в 30%, близкой к теоретическому пределу для тонких фазовых голограмм при длине волны считывающего пучка  $\lambda = 0,63\text{ мкм}$ .

В отношении применения термической обработки для слоев БХЖ при их облучении УФ-излучением можно сказать, что процесс теплового разложения и испарения желатина должен

идти более эффективно в участках, подвергшихся наиболее сильному воздействию коротковолнового УФ-излучения, т. е. в наименее задубленных участках слоя БХЖ, соответствующих минимумам интерференционной картины голограммы. Эти участки будут впадинами формирующегося при термической обработке поверхностного рельефа. Поскольку сухой желатин при высоких температурах обладает большой вязкостью и ведет себя скорее как твердое тело, а не жидкость или гель, предполагается, что новую, предложенную в данной работе, методику обработки слоев БХЖ можно применить и для формирования рельефных голографических структур с высокой пространственной частотой, превышающей  $1000 \text{ мм}^{-1}$ .

### 1. Методика эксперимента

Для осуществления термической обработки слоев БХЖ во время облучения УФ-излучением была создана специальная установка. Обрабатываемый образец помещался на массивный электрический нагреватель, на который подавалось переменное напряжение в пределах 0–220 В. Изменяя питающее напряжение можно было регулировать температуру нагревателя в пределах 20–200 °С. Тепловой контакт между образцом и нагревателем обеспечивался с помощью теплопроводящей пасты. В качестве источника коротковолнового УФ-излучения использовалась ртутная лампа ДРТ-220 электрической мощностью 250 Вт. Промежуток между лампой и поверхностью образца составлял 8 см. Для охлаждения ртутной лампы применялся вентилятор, создававший поток воздуха между лампой и образцом. Калибровка и настройка установки осуществлялась с помощью стеклянных фотопластинок, покрытых галоидосеребряной фотоэмульсией. Для экспериментов использовались фотопластинки Микрат ВР-Л и ПФГ-01 с толщиной слоя  $T = 6\text{--}14 \text{ мкм}$ , на которых ранее с помощью стандартных процессов проявления и фиксирования были зарегистрированы амплитудные голографические структуры типа решеток или зонных пластинок Френеля. Указанные голограммы обладали большой оптической плотностью  $D$ , превышающей единицу, т. е. представляли собой достаточно темные объекты на просвет.

В таблице 1 представлены параметры обработки и характеристики голографических структур. Высота поверхностного рельефа  $h$ , как полный перепад между гребнями и впадинами периодической структуры, определялась по интерферограммам, полученным с помощью микроинтерферометра МИИ-4 (рисунок 1).

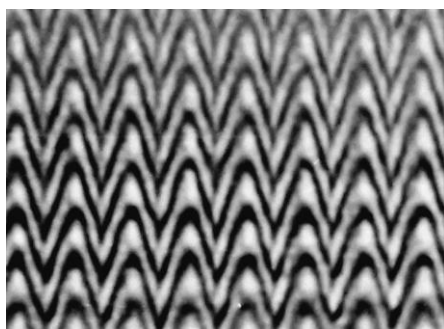
Высота рельефа бинарной структуры, приведенной в таблице 1, определялась как разница толщин фотоэмульсионного слоя в облученных и не облученных УФ-излучением местах. Для задержки УФ-излучения использовался специальный экран.

Эксперименты позволили установить, что с ростом температуры нагревателя вплоть до 170 °С глубина конечного рельефа заметно возрастает. В интервале температур нагревателя 170–190 °С прирост глубины конечного рельефа замедляется, а, начиная со 190 °С, глубина конечного рельефа падает, и на образцах появляются участки, покрытые трещинами и искажениями поверхности желатинового слоя.

**Таб. 1.** Параметры голографических рельефных структур на галоидосеребряной фотоэмульсии

Тип голографической структуры	Пространственная частота, $\text{мм}^{-1}$	Начальный рельеф $h$ , мкм	Температура нагревательного элемента, $^{\circ}\text{C}$	Время тепловой обработки и облучения УФ-излучением, мин	Конечный рельеф $h$ , мкм
Бинарная структура	0	0	175	100	1,37
Зонная пластинка Френеля	0–40	< 0,3	175	90	0,80
Решетка*	110	< 0,1	190*	30*	0,55
Решетка	200	< 0,15	175	90	0,60
Решетка	250	< 0,15	170	90	0,40

\* эти данные относятся к более ранней работе [7], в которой термическая обработка амплитудной голографической структуры, записанной на фотоэмульсии Микрат ВР-Л, осуществлялась в термостате при температуре  $190^{\circ}\text{C}$  после облучения образца УФ-излучением



**Рис. 1.** Интерферограмма поверхности голографической решетки с пространственной частотой  $250 \text{ мм}^{-1}$  после термической обработки фотоэмульсии и облучения ее УФ-излучением

Как видно из таблицы 1, высота поверхностного рельефа, получаемого в результате термической обработки низкочастотных (менее  $250 \text{ мм}^{-1}$ ) голографических структур, составляет величину порядка длины волны видимого света, что вполне достаточно для получения высоких значений ДЭ голограмм, работающих на пропускание [2, стр. 8]. Однако использовать описанные в таблице 1 голографические структуры в качестве дифракционных элементов невозможно из-за их большой оптической плотности.

Проведенные предварительные эксперименты с фотоэмульсионными слоями, подвергшимися одновременно тепловой обработке и облучению УФ-излучением, позволили установить ориентировочные значения оптимальных температур нагревателя и времени обработки образцов, что было использовано в последующих экспериментах по созданию высокочастотных голографических решеток на слоях БХЖ.

**Табл. 2.** Коэффициент пропускания образцов по интенсивности  
для длины волны  $\lambda = 0,63$  мкм

Образец	Толщина образца* вне области решетки, мкм	Коэффициент пропускания, %
1	5,6	85
2	5,7	84
3	12,0	84
4	14,7	83
5	60,0	77

\* указанная толщина образца не учитывает толщину стеклянной подложки

## 2. Результаты

Для проведения экспериментов по термической обработке образцов на БХЖ мы располагали слоями разной толщины, на которых с помощью He–Cd лазера ( $\lambda = 0,44$  мкм) были записаны голографические решетки по симметричной оптической схеме. Приготовление слоев БХЖ и методика регистрации первичной голографической структуры осуществлялись стандартными методами и достаточно подробно изложены, например, в [8]. Так же, как и для галоидосеребряных фотоэмульсий, для слоев БХЖ термическая обработка образца одновременно сочеталась с его облучением УФ-излучением. При этом удаление фотодеструктурированного желатина нагреванием преимущественно из наименее задубленных мест первичной голографической структуры давало доступ УФ-излучения к более глубоким слоям желатина и, в конечном итоге, способствовало получению большей глубины поверхностного рельефа.

Время термической обработки для большинства образцов составляло примерно 90 мин. Температура нагревателя была выбрана несколько меньше, чем для экспериментов с галоидосеребряными фотоэмульсиями ( $\approx 163^\circ\text{C}$ ), из опасения получить чрезмерное потемнение слоев желатина из-за термического разложения. В таблице 2 приведены коэффициенты пропускания образцов на длине волны света He–Ne лазера  $\lambda = 0,63$  мкм. Данные говорят о том, что в диапазоне толщин 5–15 мкм степень потемнения образцов незначительна и лишь для толщины в несколько десятков мкм (образец 5) поглощение света, вызванное термической обработкой ( $\approx 14\%$ ), становится больше потерь света на френелевские отражения ( $\approx 8\text{--}10\%$ ).

Основным измеряемым параметром для высокочастотных голографических решеток являлась ДЭ, которая определялась как отношение интенсивности света в первом порядке дифракции к интенсивности падающего пучка. В качестве освещающего пучка использовалось излучение He–Ne лазера с длиной волны  $\lambda = 0,63$  мкм, которое падало на образец под углом, примерно соответствующем условию Брэгга. На рисунке 2 представлены зависимости ДЭ  $\eta$  образцов до и после термической обработки и облучения УФ-излучением от времени экспонирования слоев БХЖ  $t_{\text{He-Cd}}$  когерентным излучением He–Cd лазера (кривые 1 и 2, соответственно). Все образцы содержали голографические решетки с высокой пространственной ча-

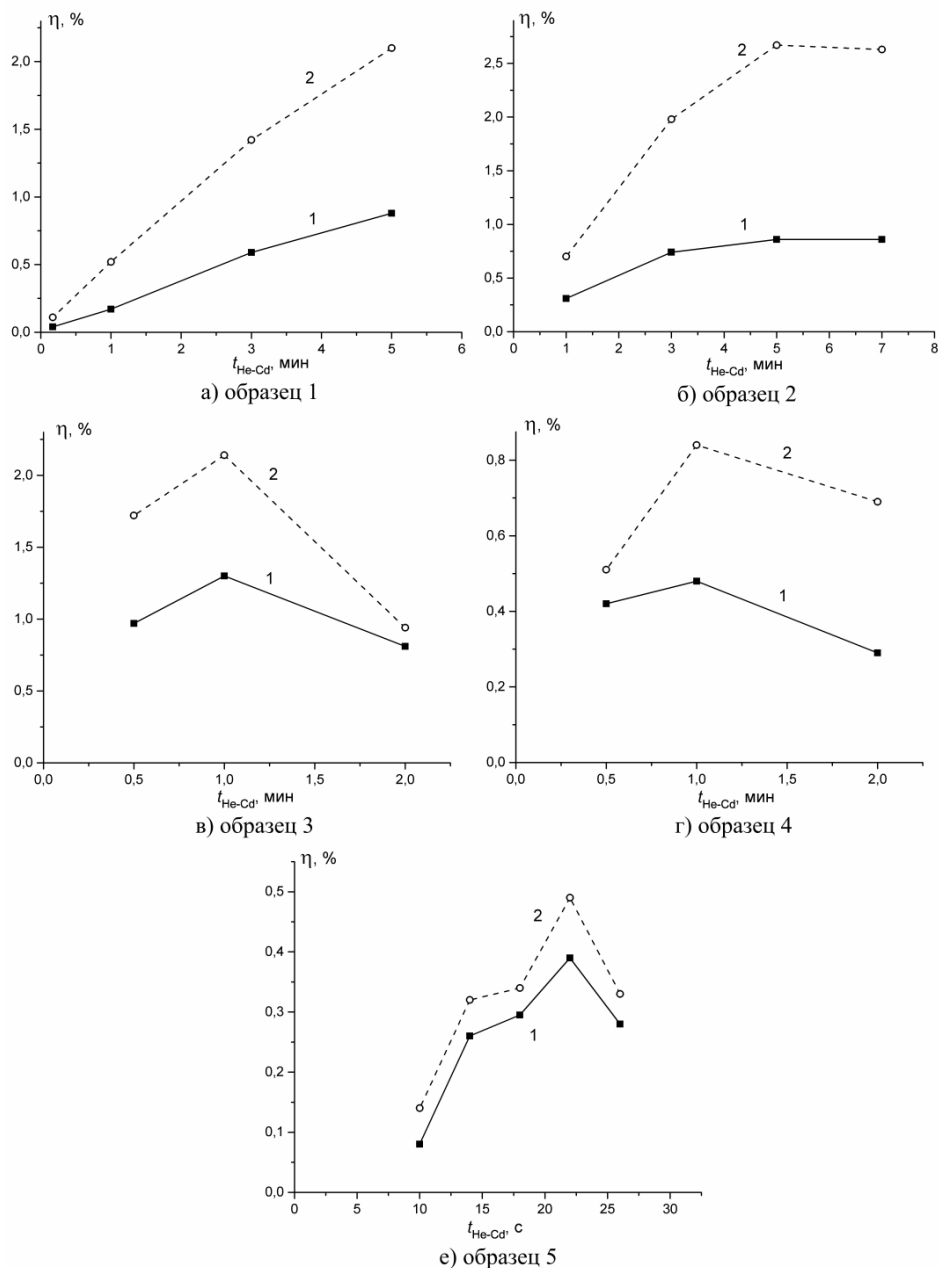


Рис. 2. Зависимости ДЭ образцов  $\eta$  до (кривая 1) и после (кривая 2) термической обработки и облучения УФ-излучением. Пространственная частота  $1500 \text{ мм}^{-1}$  (а–г) и  $220 \text{ мм}^{-1}$  (е).

Толщины образцов указаны в таблице 2.

стотой  $1500 \text{ мм}^{-1}$  кроме образца №5 с повышенной толщиной около  $60 \text{ мкм}$ , решетка которого имела пространственную частоту  $220 \text{ мм}^{-1}$ . Как видно из рисунка, все образцы вне зависимости от толщины и пространственной частоты после проведения термической обработки демонстрируют увеличение ДЭ, наиболее сильное для образца №2 (в 3,1 раза). Исходя из гипотез и экспериментальных фактов, изложенных в предыдущих разделах, мы связываем такое значительное увеличение ДЭ с формированием поверхностной рельефной структуры.

### Заключение

Полученное увеличение ДЭ образцов пока не достаточно для практического применения голографических структур на слоях БХЖ, прошедших термическую обработку и одновременное облучение коротковолновым УФ-излучением. Однако проведенные эксперименты намечают пути решения данной проблемы. Это, во-первых, применение, первичных голографических структур на БХЖ, зарегистрированных с гораздо большим контрастом, чем у использованных в данной работе образцов. Во-вторых, переход к более тонким образцам, вплоть до толщин слоя БХЖ порядка 2 мкм и менее, и, отсюда, возможность повышения температуры термической обработки без опасения чрезмерного потемнения образцов.

### Список источников

- [1] **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. — № 1. — С. 62–70. — DOI: 10.21883/OS.2018.07.46268.73-18.
- [2] **Calixto, S.** [Gelatin as a photosensitive material](#) / S. Calixto, N. Ganzherli, S. Gulyaev, S. Figueroa-Gerstenmaier // *Molecules*. — 2018. — № 23. — P. 2064. — DOI: 10.3390/molecules23082064.
- [3] **Гуляев, С. Н.** Формирование поверхностного рельефа голографических структур, полученных при воздействии коротковолнового УФ излучения на фотоэмульсию / С. Н. Гуляев // Научно-технические ведомости СПб ГПУ. — 2008. — Vol. 3. — № 59. — С. 105–114.
- [4] **Ганжерли, Н. М.** [Высокочастотные рельефно-фазовые голографические решётки на обработанном коротковолновым УФ-излучением бихромированном желатине](#) / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Р. Хазвалиева // Письма в ЖТФ. — 2019. — Том. 45. — № 12. — С. 30–32. — DOI: 10.21883/PJTF.2019.12.47915.17787.
- [5] **Patent 3639125 US.** Process for producing photographic relief patterns / N. Chand. — Pub. 01.02.1972.
- [6] **Calixto, S.** Infrared recording with gelatin films / S. Calixto // *Applied Optics*. — 1988. — Vol. 27. — № 10. — P. 1977–1983.
- [7] **Гуляев, С. Н.** Рельефно-фазовые голограммы на фотоэмульсионных слоях, облученных ультрафиолетовым излучением. Дис. : канд. физ.-мат. наук / С. Н. Гуляев. — СПб., 2006. — 196 с.
- [8] **Ганжерли, Н. М.** Влияние УФ-излучения на свойства дифракционных решёток на бихромированном желатине / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Письма в ЖТФ. — 2016. — Том. 42. — № 19. — С. 26–30.

## 42. Особенности мультиэкспозиционной записи голографических решеток в фотополимере Bayfol

*В. Н. Борисов, Р. А. Окунь, А. Е. Ангервакс, Г. Н. Востриков, Н. В. Муравьев, М. В. Попов*  
ООО «Исследовательский центр Самсунг», Москва, Россия

Рассмотрена задача мультиэкспозиционной записи голографических решеток в фотополимерном материале Bayfol HX. Продемонстрированы особенности такой записи, связанные как с техникой проведения эксперимента (изменение угла азимута и угла места между экспозициями), так и со свойствами самого материала (нарушение закона взаимозаменяемости, темновые процессы, диффузия кислорода, усадка), а также реализованы методики подавления нежелательных эффектов.

*Ключевые слова:* Объемная голография, Голографические оптические элементы, Мультиэкспозиция, Фотополимер, Bayfol.

*Цитирование:* **Борисов, В. Н.** Особенности мультиэкспозиционной записи голографических решеток в фотополимере Bayfol / В. Н. Борисов, Р. А. Окунь, А. Е. Ангервакс, Г. Н. Востриков, Н. В. Муравьев, М. В. Попов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 271–274.

К настоящему времени, голографические материалы позволяют получить достаточно высокую ( $10^{-2}$ – $10^{-1}$ ) модуляцию показателя преломления, и, как следствие, добиться дифракционной эффективности, близкой к 100%, при сравнительно небольшой (десятки мкм) толщине. Данное свойство делает голографические оптические элементы (ГОЭ) конкурентоспособными на рынке дифракционных оптических элементов (ДОЭ). При этом ГОЭ обладают возможностью варьирования селективности в широком диапазоне, что является серьезным конкурентным преимуществом ГОЭ перед ДОЭ. Селективные свойства ГОЭ определяют спектрально-угловой диапазон, в котором излучение испытывает дифракцию (рабочий диапазон ГОЭ). Посредством варьирования характеристик ГОЭ, возможно изменять как спектрально-угловое положение данного диапазона, так и его ширину. Таким образом, ГОЭ демонстрируют большую гибкость в отношении настройки их параметров и, тем самым, обладают высоким потенциалом применимости в различных научно-технических областях.

Положение рабочего диапазона ГОЭ определяется углом наклона изофазных голографических поверхностей относительно границы материала (ориентацией вектора решетки), в то время как его ширина определяется эффективной толщиной голографической решетки, которая, в большинстве случаев, связана с толщиной ГОЭ. Изменение ширины рабочего диапазона посредством варьирования толщины голографического материала — сложно реализуемая задача. Для массового использования ГОЭ необходим более эффективный инструмент точного управления шириной рабочего диапазона.



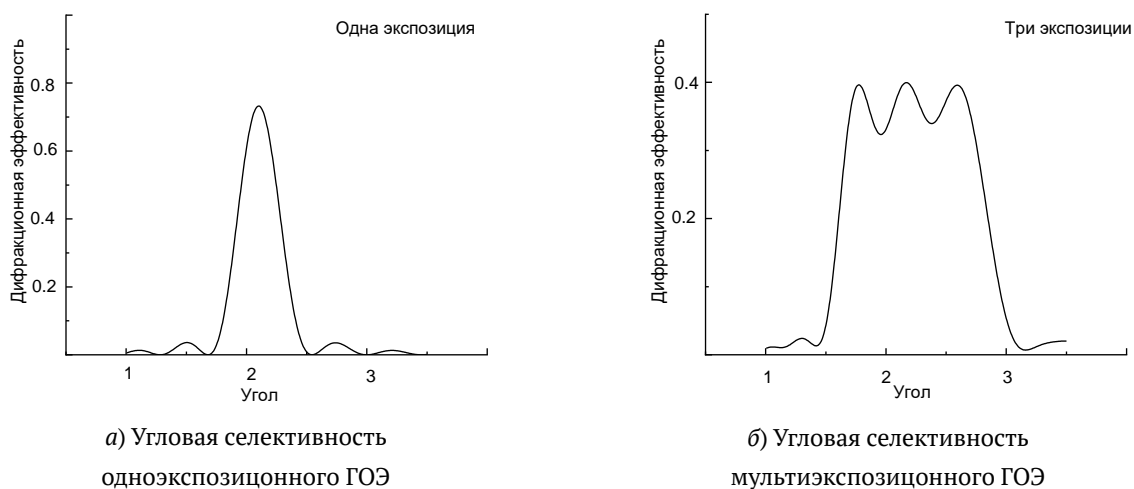


Рис. 1. Сравнение активного диапазона одноэкспозиционного и мультиэкспозиционного ГОЭ

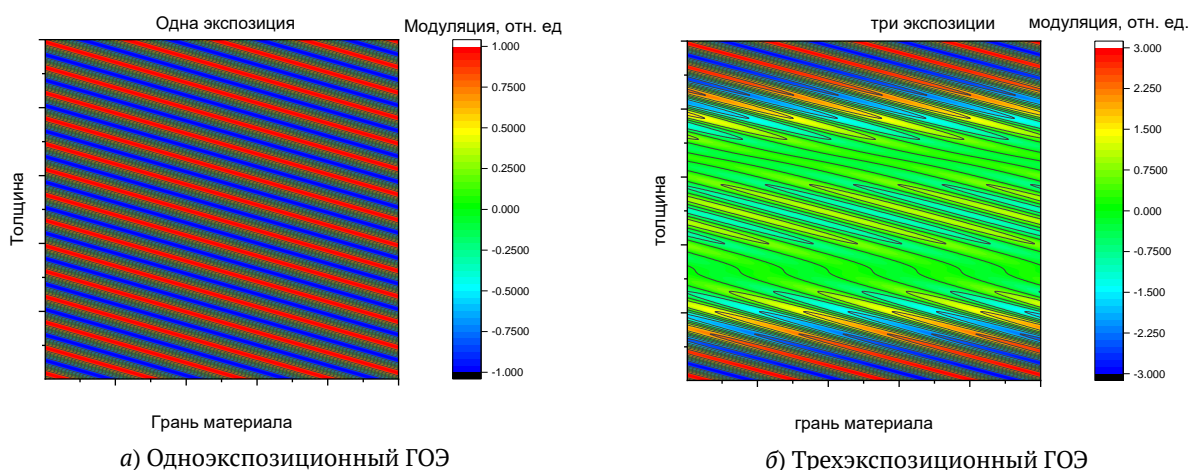


Рис. 2. Влияние мультиэкспозиции на распределение модуляции показателя преломления внутри ГОЭ и эффективную толщину голографических решеток

Одним из таких инструментов может являться мультиэкспонирование — последовательная запись серии голографических решеток с сохранением поверхностного периода интерференционной картины и изменением угла наклона голографических плоскостей относительно границ ГОЭ. Каждая голографическая решетка в такой серии активна в ограниченном спектрально-угловом диапазоне, а сохранение поверхностного периода всех дифракционных решеток гарантирует непрерывную угловую связь между референтным и дифрагированным лучами при работе ГОЭ (рисунок 1).

Изменение селективных свойств ГОЭ посредством мультиэкспонирования можно интерпретировать, как уменьшение эффективной толщины голографических решеток. При наложении нескольких интерференционных картин с одинаковым поверхностным периодом создаются пространственные участки, в которых картины интерференции находятся в противофазе, что приводит к отсутствию модуляции показателя преломления (рисунок 2). Таким образом, происходит запись голографической решетки не во всей толщине голографического материала, что расширяет ее рабочий диапазон.

Последовательная запись серии голографических решеток — комплексная задача, которая должна решаться с учетом специфики голографического материала. В настоящей работе задача мультиэкспонирования рассмотрена на примере голографического материала Baufol HX, обладающего особенностями записи, характерными для сухих голографических фотополимеров. Материал Baufol HX выпускается в виде светочувствительного слоя толщиной от 4 до 25 мкм, заключенного между двумя более толстыми полимерными пленками, одна из которых может быть удалена, давая возможность закрепить светочувствительный слой на стеклянной подложке.

Во время записи активированный фотоинициатор прежде всего реагирует с находящимся в композиции и более химически активным кислородом, что препятствует полимеризации [1]. Диффузия кислорода через покрывающую светочувствительный слой полимерную пленку обеспечивает его постоянный приток, из-за чего для Baufol HX характерен порог фотополимеризации по плотности мощности экспозиции. Пороговое значение плотности мощности зависит от длины волны излучения, материала покровного слоя и его толщины, и составляет 0,1–2 мВт/см<sup>2</sup>. Помимо пороговой плотности мощности, Baufol HX также обладает пороговой плотностью энергии экспозиции, которая зависит от длины волны излучения и составляет 1–2 мДж/см<sup>2</sup>.

Формирование голограмм в Baufol HX основано на процессе фотоиндуцированного разделения фаз [2], сочетающего в себе фотополимеризацию и диффузию. Благодаря данному механизму максимально возможная модуляция показателя преломления, рассматриваемого материала при голографической записи  $\Delta n \approx 0,035$ , что является рекордно высоким значением для голографических фотополимеров. Это позволяет достигать значений дифракционной эффективности более 50% в материале толщиной порядка единиц мкм. Однако наличие массопереноса, как основного механизма формирования голограмм, приводит к нарушению закона взаимозаменяемости — зависимости дифракционной эффективности голограммы не только от плотности энергии экспозиции (дозы) но и от плотности мощности экспозиции или времени экспозиции с сохранением дозы.

В настоящей работе рассмотрены как преимущественно технические особенности реализации мультиэкспозиционной записи в материале Baufol HX (изменение угла азимута и угла места между экспозициями), так и особенности работы с материалом Baufol HX применительно к мультиэкспозиционной записи (нарушение закона взаимозаменяемости, темновые процессы, диффузия кислорода, усадка).

Изменение угла азимута между экспозициями приводит к формированию голографических решеток с разным поверхностным периодом. В свою очередь изменение угла места — к повороту интерференционной картины на поверхности ГОЭ вокруг нормали к этой поверхности. Одним из проявлений описанных различий голографических решеток в составе мультиэкспозиционного ГОЭ является нарушения непрерывной работы ГОЭ, т. е. немонотонная

связь референтного и дифрагированного лучей. Другим же — появление низкочастотных интерференционных биений (муара), вызванных наложением структур с близкими, но различающимся поверхностными периодами.

Нарушение закона взаимозаменяемости и наличие темновых процессов приводят к трудностям при подборе условий экспонирования для равномерной и равной эффективности отдельных голографических решеток [3]. Наконец, усадка влияет на финальные параметры ГОЭ, ведет к рассинхронизации откликов отдельных голографических решеток друг относительно друга [4]. Упомянутые особенности мультиэкспозиционной записи, а также реализованные методики подавления нежелательных эффектов рассмотрены в настоящей работе.

### Благодарность

Авторы выражают благодарность Dr. F. K. Bruder (Covestro AG) за предоставленные образцы фотополимера Bayfol и полезные консультации.

### Список источников

- [1] **Bruder, F. K.** [The chemistry and physics of Bayfol® HX film holographic photopolymer](#) / F. K. Bruder, T. Fäcke, T. Rölle // *Polymers*. — 2017. — Vol. 9. — № 10. — P. 472. — DOI: 10.3390/polym9100472.
- [2] **Lee, J. C.** [Polymerization-induced phase separation](#) // *Physical Review E*. — 1999. — Vol. 60. — № 2. — P. 1930. — DOI: 10.1103/PhysRevE.60.1930.
- [3] **Borisov, V. N.** [Theory of holographic formation in multicomponent photopolymer-based nanocomposites](#) / V. N. Borisov, V. V. Lesnichii // *Оптика и спектроскопия*. — 2020. — Том 128. — № 8. — С. 1201. — DOI: 10.21883/OS.2020.08.49732.1023-20.
- [4] **Борисов, В. Н.** [Экспериментальный метод определения направления усадки при голографической записи в среде Bayfol HX](#) / В. Н. Борисов, Р. А. Окунь, Л. Н. Бородина, В. В. Лесничий // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*. — 2020. — Том 20. — № 3. — С. 307–317. — DOI: 10.17586/2226-1494-2020-20-3-307-317.

VI. Голографическая  
интерферометрия и  
ОПТИКО-  
голографическая  
обработка  
информации

### 43. Моделирование квантово-подобных когнитивных феноменов методом голографии Фурье: многошаговые игры и механизмы выбора

*А. В. Павлов*

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена  $bf$  схема голографии Фурье резонансной архитектуры применительно к задаче выбора как оценки альтернатив. Показано, что радиус корреляции есть квадратичная мера на алгебре решений и дана модель формирования условной и безусловной оценок голографической схемой. Дан анализ формирования условной оценки при редуцировании когнитивного диссонанса, возникающего при противоречивости оцениваемого решения и условия. Показан механизм нарушения классического закона полной вероятности для несовместных событий и определены параметры голографической схемы как когнитивной системы, обуславливающие его выполнение или нарушение. Теоретические выводы подтверждены сравнением результатов численного моделирования на примере некооперативной игры «Дилемма заключенного» с опубликованными результатами экспериментов.

*Ключевые слова:* Голография Фурье, Квантово-подобный феномен, Когнитивный диссонанс, Дизъюнкция, Квантовая вероятность, Некооперативные игры, Немонотонная логика, Свобода выбора.

*Цитирование:* Павлов, А. В. Моделирование квантово-подобных когнитивных феноменов методом голографии Фурье: многошаговые игры и механизмы выбора / А. В. Павлов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 276–286.

#### Введение

В последние годы в научном сообществе, в том числе физическом, вновь дискутируется возможность наличия квантовой природы, явлений и механизмов у мышления, сознания и мозга как их материального носителя [1–4]. Активации этих обсуждений, наряду с другими факторами, способствовал и тот успех в аналитическом описании некоторых феноменов, выявленных в ряде экспериментов по принятию решений в условиях неопределенности [5–9], что был достигнут формальным применением математики квантовой механики. В частности, в работах [10, 11] дано описание нарушения классической формулы полной вероятности для несовместных событий, основанное на применении квантово-механического формализма.

Но с позиции принципа физической обоснованности математической модели обращает на себя внимание то, что применение математического аппарата квантовой-механики в статьях [10, 11] имело место на сугубо формальном уровне и не сопровождалось апелляцией к физике феномена, т. е. к собственно квантовым явлениям или механизмам. Поэтому, строго говоря, вопрос квантовой природы нарушения формулы полной вероятности с физической

точки зрения остается открытым и, исходя из принципа «бритвы Оккама», представляется целесообразным поиск максимально простых механизмов данного феномена.

В настоящем докладе показано, что нарушение классического закона полной вероятности для несовместных событий (классической формулы дизъюнкции) имеет место в определенном диапазоне отношений параметров эталонных образов, представляющих альтернативы в  $bf$  схеме голографии Фурье кольцевой архитектуры, порождающей логику с исключением, фурье-дуальным основному правилу вывода монотонной логики.

## 1. Анализ проблемы и выбор подхода к её решению

### 1.1. Анализ проблемы

Пусть имеется две альтернативы  $A$  и  $B$  такие, что

$$\begin{aligned} A \wedge B &= \emptyset, \\ A \vee B &= U, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\wedge$  и  $\vee$  — логические умножение и сложение,  $U$  — полный набор альтернатив. Имеется шкала оценок  $\mu : \{A, B\} \rightarrow \{L, P\}$ , где  $L$  — низкая оценка,  $P$  — высокая, в простейшем случае  $\mu \in [0, 1]$ .

Альтернативы и их оценки связаны парой правил, например, если первое правило:

$$\mu(A) = L, \quad (2)$$

то из (2) следует эталонная оценка альтернативы  $B$  как дополнения  $A$  до полного набора:

$$\mu(B) = P. \quad (3)$$

Правила (2) и (3) описывают абсолютную (безусловную) оценку. Обсуждаемая проблема актуальна при формировании условной оценки в ситуации, когда условие противоречит оцениваемой альтернативе. Например, в «Игре в кости» — оценивается решение продолжать игру при условии, что перед принятием решения случился проигрыш, в «Дилемме заключенного» — оценивается решение предать если известно, что подельник молчит, в «Каникулах после экзамена» — улететь на каникулы, несмотря на то что экзамен не сдан, etc.

При анализе [5, 9–11] как оценка  $\mu$  использована вероятностная мера  $\text{Pr}$ , для которой в классической теории вероятности при несовместности альтернатив (1), имеет силу

$$\text{Pr}(B_i) = \text{Pr}(B_i | A_{i-1}) \cdot \text{Pr}(A_{i-1}) + \text{Pr}(B_i | B_{i-1}) \cdot \text{Pr}(B_{i-1}), \quad (4)$$

где нижние индексы указывают номер шага, на котором имела место соответствующая альтернатива. Например, в «Дилемме заключенного»  $i$ -й шаг — решение, принимаемое игроком,  $(i - 1)$ -й шаг — решение, принятое другим игроком (подельником). Выражение (4) известно в классической теории вероятности как формула полной вероятности.

Проблема здесь в том, что согласно (4) полная вероятность может принимать значение только из интервала, ограниченного вероятностями условными, но результаты экспериментов устойчиво давали иной порядок — безусловная оценка оказывалась вне этого интервала. Например, для «Дилеммы бандита», где  $A$  — «молчать» и  $B$  — «предать», был получен порядок

$$\text{Pr}(B_i | B_{i-1}) > \text{Pr}(B_i | A_{i-1}) > \text{Pr}(B_i). \quad (5)$$

Аналогичные порядки экспериментально были получены и для других игр — цифры в разных экспериментах различались, но порядок у всех исследователей был один и тот же.

### 1.2. Подход к решению проблемы

В статьях [5–11] противоречие экспериментально наблюдавшегося порядка (5) и определяемого классическим законом (4), анализировалось так: полученные в экспериментах условные вероятности  $\Pr(B_i | B_{i-1})$  и  $\Pr(B_i | A_{i-1})$ , задающие границы диапазона, внутри которого должна лежать полная вероятность  $\Pr(B_i)$ , принимались как факты, рассчитывалась согласно (4) безусловная вероятность  $\Pr(B_i)$  и сравнивалась с экспериментально полученным значением.

Подойдём к проблем с другой стороны и взглянем на неё с иной точки зрения — примем вероятности  $\Pr(B_i)$  и  $\Pr(B_i | B_{i-1})$ , т. е. безусловную и условную при условии, не противоречащем оцениваемой альтернативе, как данности и попытаемся найти механизм, который может поместить условную вероятность  $\Pr(B_i | A_{i-1})$  в пределы диапазона  $[\Pr(B_i | B_{i-1}), \Pr(B_i)]$ .

В контексте задачи моделирования выбора человеком очевидно, что такой механизм должен моделировать и иные атрибуты процесса оценивания альтернатив человеком. Согласно [10], важнейшим из них является когнитивный диссонанс, возникающий при восприятии условия, противоречащего уже имеющемуся правилу оценивания, при этом в «Дилемме заключенного» оценка формируется на первых итерациях редуцирования когнитивного диссонанса — в полиции времени на долгие раздумья не дают.

Учет условия, противоречащего имеющемуся правилу, формально описывается логикой с исключением, относящейся к классу немонотонных логик. Таким образом, задача заключается в поиске реального физического механизма, удовлетворяющего критерию биологической мотивированности, порождающего логику с исключением и моделирующего когнитивный диссонанс во всей полноте — как возникновение, так и редуцирование.

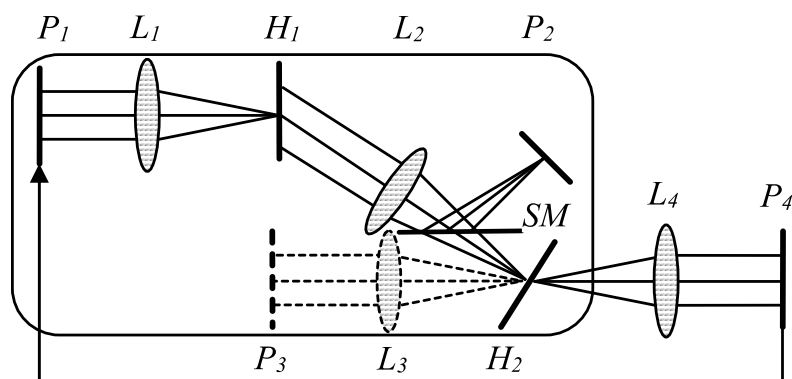
В статьях [12, 13] показано, что логика с исключением порождается  $bf$  схемой голографии Фурье, а в работе [14] показано, что при придании этой схеме динамического характера посредством организации кольцевой архитектуры, показанной на рисунке 1, схема моделирует возникновение и редуцирование когнитивного диссонанса.

### 1.3. Выбор метода записи голограммы монотонной логики и меры на алгебре событий

Согласно правилу Борна, вероятность события  $B_{x,y}$ , например, нахождения частицы в точке с координатами  $(x, y)$  определяется как скалярное произведение его волновой функции или амплитуды вероятности  $\psi$  [15]

$$\Pr_{\psi}(B_{x,y}) = \langle \psi(x,y), \psi(x,y) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки — символ скалярного произведения. Таким образом, вероятность как квадратичная мера математически строго эквивалентна мощности, применительно к схеме рисунка 1 — амплитуде корреляционного отклика в плоскости  $P_2$  с координатами нулевого сдвига, т. е. амплитуде глобального максимума автокорреляционной функции (ГМ АКФ).



$P_1$ – $P_4$  — плоскости: входная, корреляций, эталона для записи голограммы  $H_2$  и выходная, связанная с входной видеотрактом (стрелка вниз), соответственно;  $L_1$ – $L_4$  — фурье-преобразующие линзы;  $H_1$  и  $H_2$  — голограммы Фурье, хранящие альтернативы и расположенные в задних фокальных плоскостях линз  $L_1$  и  $L_2, L_3$ , соответственно;  $SM$  — светоделитель (полупрозрачное зеркало); рамкой со скругленными углами выделена  $4f$  схема; внеосевой плоский опорный пучок, используемый для записи голограммы  $H_1$ , на схеме не показан

**Рис. 1.**  $6f$  схема голографии Фурье резонансной архитектуры

Мера должна удовлетворять аксиоме монотонного неубывания. Но при записи голограммы  $H_1$ , хранящей правило монотонной логики (2) «Если ..., то ...» (правило логического вывода «Обобщенный Мовус Ропенс»), зависимость меры от смысла значения оцениваемой альтернативы  $B$  будет иметь вид

$$\langle B(x, y), A(x, y) \rangle < \langle A(x, y), A(x, y) \rangle, \quad (7)$$

противоречащий с учетом парного правила (3) аксиоме монотонного неубывания оценки.

Аксиома неубывания выполняется при записи голограммы  $H_1$  согласно правилу (3)

$$\langle A(x, y), B(x, y) \rangle < \langle B(x, y), B(x, y) \rangle, \quad (8)$$

но в силу ограниченности динамического диапазона экспозиционных характеристик голографических регистрирующих сред при этом получаем существенное сужение диапазона изменения оценок сравнительно с записью голограммы  $H_1$  согласно (2).

Примем биологически мотивированное допущение, что образы альтернатив  $A(x, y)$  и  $B(x, y)$  имеют идентичные спектры фаз и отличаются только спектрами амплитуд. Тогда, если спектры амплитуд упорядочены следующим образом:

$$\forall \alpha \in [0.1]: v_\alpha^B < v_\alpha^A, \quad (9)$$

где  $v$  — пространственная частота на уровне  $\alpha$ , то в силу свойств преобразования Фурье имеем

$$(v_\alpha^B < v_\alpha^A) \stackrel{F}{\Leftrightarrow} (r_\alpha^{B \otimes B} > r_\alpha^{A \otimes A}), \quad (10)$$

где  $r$  — радиус корреляции, определяемый как полуширина глобального максимума функции автокорреляции (ГМ АКФ) по заданному уровню  $\alpha$  от его максимального значения.



$$r_\alpha = \Delta_\alpha : \frac{C(\Delta)}{C(0)} = \alpha. \quad (11)$$

Таким образом, с учетом результатов, представленных в [16–18], имеем в пространстве оценок требуемый аксиомой монотонности порядок

$$r_\alpha^{B \otimes B} > r_\alpha^{A \otimes B} > r_\alpha^{A \otimes A}. \quad (12)$$

В силу (10) определенный таким образом порядок в пространстве Фурье (левая часть (10)) с учетом ограниченности динамического диапазона экспозиционных характеристик голографических регистрирующих сред однозначно определяет более узкий частотный диапазон голограммы, хранящей вариант (3) правила логического вывода «Обобщенный Modus Ponens» (верхний индекс GMP), т. е. для «Дилеммы заключенного»: «предать — хорошо»

$$H_{BP}^{GMP}(v_x, v_y) = F^*(B(x, y)) \cdot F(P(x, y)) \quad (13)$$

сравнительно с голограммой

$$H_{AL}^{GMP}(v_x, v_y) = F^*(A(x, y)) \cdot F(L(x, y)), \quad (14)$$

хранящей правило в варианте (2): «молчать — плохо». Отсюда следует, что диапазон изменения параметров откликов, обеспечиваемых голограммой (13), хранящей правило (3), существенно уже, чем диапазон их изменения, обеспечиваемых голограммой (14): ширина этого диапазона при обучении правилом (3) находится в обратной зависимости от отношения частот заданного уровня спектра амплитуд эталонных образов для (2) и (3).

Проблема разрешается при использовании в качестве квадратичной меры не скалярного произведения, а радиуса корреляции  $r$ , вкуче с записью голограммы согласно (14): при этом получаем удовлетворяющий аксиоме монотонности для меры порядок (12), а частотный диапазон голограммы (14), хранящей правило (2), будет максимален.

В [18] показано, что радиус корреляции для функций одной переменной и площадь корреляции для функций двух переменных связан со скалярным произведением обратной зависимостью. Поскольку и мощность логического заключения, т. е. амплитуда ГМ АКФ, формируемого голограммой (14), также имеет обратную зависимость при порядке (9), то при записи голограммы  $H_1$  по модели (14), радиус (площадь) корреляции может быть принят (принята) как квадратичная мера на алгебре решений, т. е. как оценка решения (альтернативы)

$$r(B) = \mu(B) = \Pr(B).$$

#### **1.4. Реализация логики с исключением и моделирование когнитивного диссонанса**

Логика с исключением строится добавлением к правилу монотонной логики «Если ..., то ...» правила исключения «..., если ... не ...». В схеме рисунка 1 это правило хранится голограммой  $H_2$ , которая записывается откликом голограммы  $H_1$  на эталонный образ исключения и фурье-образом эталона, использованного при записи голограммы  $H_1$ . В «Дилемме заключенного»

это отклик голограммы  $H_1$  на образ «Предать», т. е. оценка «Хорошо», и фурье-образ «Молчать».

$$H^E(\xi, \eta) = F(A(x, y)) \cdot (P^{GMP}(\xi, \eta))^*, \quad (15)$$

где  $P^{GMP}(\xi, \eta)$  — отклик голограммы  $H_1$  на эталонный образ  $B(x, y)$  «Предать», т. е. самая высокая оценка — «Выгодно».

Для реализации модели когнитивного диссонанса, включая его редуцирование, *6f* схеме рисунка 1 придается динамический характер — плоскость  $P_4$  связывается с входной плоскостью  $P_1$ , например, видеотрактом [14]. Тогда, как показано в [13], при предъявлении схеме рисунка 1 во входной плоскости  $P_1$  образа  $In(x, y)$ , отличающегося от эталонного образа  $A(x, y)$  только спектром амплитуд, на  $n$ -ой итерации поле в корреляционной плоскости описывается выражением

$$C_n(\xi, \eta) = F(C_{n-1}(\xi, \eta)) * \left\{ \left[ A(x, y) \otimes F(P^{GMP}(\xi, \eta)) \right] \otimes A(x, y) \right\}, \quad (16)$$

где за нулевую принята итерация, на которой формируется отклик только голограммы  $H_1$ , т. е. оценка по правилу монотонной логики

$$C_0(\xi, \eta) = In(x, y) \otimes A(x, y). \quad (17)$$

Голограмма  $H_2$  при формировании отклика (16) связана с голограммой  $H_1$  двойным преобразованием Фурье и, если фокусные расстояния линз  $L_1$  и  $L_2$  одинаковы, то (16) можно представить в виде двух эквивалентных выражений:

$$\begin{aligned} C_n(\zeta, \eta) &= F(C_{n-1}(\zeta, \eta)) * F(H_1(v_x, v_y) \cdot H_2(v_x, v_y)), \\ F(C_n(\zeta, \eta)) &= C_{n-1}(\zeta, \eta) (H_1(v_x, v_y) \cdot H_2(v_x, v_y)). \end{aligned} \quad (18)$$

Из (18) видно, что член  $H_1(v_x, v_y)H_2(v_x, v_y)$  может рассматриваться как составная голограмма, хранящая как основное правило, так и противоречащее ему условие (исключение). На первых итерациях имеет место неустойчивость отклика  $C_n(\xi, \eta) \neq C_{n-1}(\xi, \eta)$ , при отсутствии режекции низких частот [13] после ряда затухающих колебаний достигается устойчивый отклик  $C_n(\xi, \eta) = C_{n-1}(\xi, \eta)$  — процесс схождения системы к устойчивому отклику соответствует редуцированию когнитивного диссонанса.

## 2. Моделирование

Моделировалась работа показанной на рисунке 1 *6f* схемы голографии Фурье при реализации сценария некооперативной игры «Дилемма заключенного». Рассмотрены первые итерации редуцирования когнитивного диссонанса:

– нулевая итерация: информация о действиях второго игрока отсутствует, игрок руководствуется монотонной логикой «предать — выгодно, молчать — плохо», оценка решения, представленного образом  $In$ , предъявляемом во входной плоскости  $P_1$ , формируется *4f* схемой в плоскости  $P_2$  — это безусловная оценка  $Pr(B_i)$ ;

– первая итерация логики с исключением: поступает информация о том, что второй игрок на допросе молчит, это условие записывается на голограмме  $H_2$  согласно (15), игрок оценивает новую информацию о действиях поделщика, соотнося её с правилом монотонной логики, представленном голограммой  $H_1$ , возбуждение в сети проходит по кругу:  $P_1 \rightarrow H_1 \rightarrow H_2 \rightarrow P_4 \rightarrow P_1 \rightarrow H_1 \rightarrow P_2$ , формируются условные оценки решения поделщика  $\Pr(B_1 | A_1)$  и  $\Pr(A_1 | A_1)$ ;

– вторая итерация логики с исключением: теперь игрок должен оценить уже свои возможные решения с учетом информации о действиях другого игрока – сформировать условные оценки  $\Pr(B_2 | A_1)$  и  $\Pr(A_2 | A_1)$ .

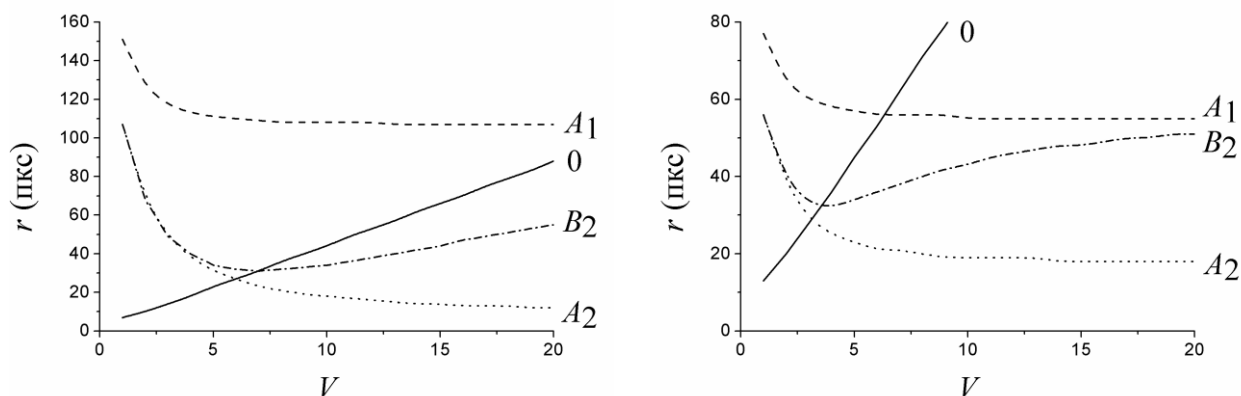
Образы альтернатив были представлены реализациями стационарного случайного процесса с Гауссовым спектром амплитуд и случайным, нормально распределенным с дисперсией  $2\pi$  спектром фаз. Согласно (9) в качестве меры различия альтернатив взято отношение полуширин спектров амплитуд образов, представляющих альтернативы

$$V = \frac{V_{0,606}^A}{V_{0,606}^B}. \quad (19)$$

Исследовалась зависимость радиуса корреляции как квадратичной меры от оценки (19): для первой итерации варьировалась оценка (19) для альтернатив, хранящихся в голограммах (14) и (15), для второй – оценка (19) синхронно менялась также и для образа подлежащей оценке входной альтернативы  $B_2$  относительно альтернативы  $A_1$ , представляющей решение поделщика как условие.

Как следует из (14), (15) и (18), корреляционные отклики, формируемые схемой рисунка 1. в плоскости  $P_2$ , зависят от параметров спектров образов альтернатив  $A$  и  $B$  и условий записи голограмм, т. е. дополнительной фильтрации на голограммах вследствие ограниченности динамического диапазона экспозиционных характеристик голографических регистрирующих сред. Поэтому в качестве универсального параметра, учитывающего как свойства эталонных образов, так и дополнительную фильтрацию на голограммах, был использован радиус АКФ эталонов, записанных на голограммах –  $r^{ACFGMP}$  для эталонного образа  $A$  и  $r^{ACF}$  для составного образа, хранимого составной голограммой  $H_1(v)H_2(v)$ . Примеры зависимостей безусловной и условной оценок от оценки различения альтернатив (19) для двух значений параметра  $r^{ACFGMP}$  даны на рисунках 2а и 2б.

Из рисунков 2а и 2б видно, что в определенном диапазоне значений оценки различения альтернатив  $V$ , зависящем от радиуса корреляции записанного на голограмме  $H_1$  эталонного образа  $A$ , кривая  $B_2$ , представляющая интересующую нас условную оценку  $\mu(B_2 | A_1)$ , т. е. в игре «Дилемма заключенного» оценку решения «предать» при условии, что поделщик молчит, идет выше кривой  $O$ , представляющей безусловную оценку  $\mu(B)$ , что и требовалось в данной задаче.



а) Зависимости оценок входного образа  
(радиуса ГМ АКФ) при  $r^{ACFGMP} = 6,2$  пкс

б) Зависимости оценок входного образа  
(радиуса ГМ АКФ) при  $r^{ACFGMP} = 12,4$  пкс

0 — безусловные оценки на нулевой итерации (монотонная логика)

$A_1$  и  $B_2$  — оценки  $\mu(A_1|A_1)$  и  $\mu(B_1|A_1)$ , соответственно, на первой итерации

$A_2$  и  $B_2$  — оценки  $\mu(A_2|A_1)$  и  $\mu(B_2|A_1)$ , соответственно, на второй итерации

Рис. 2

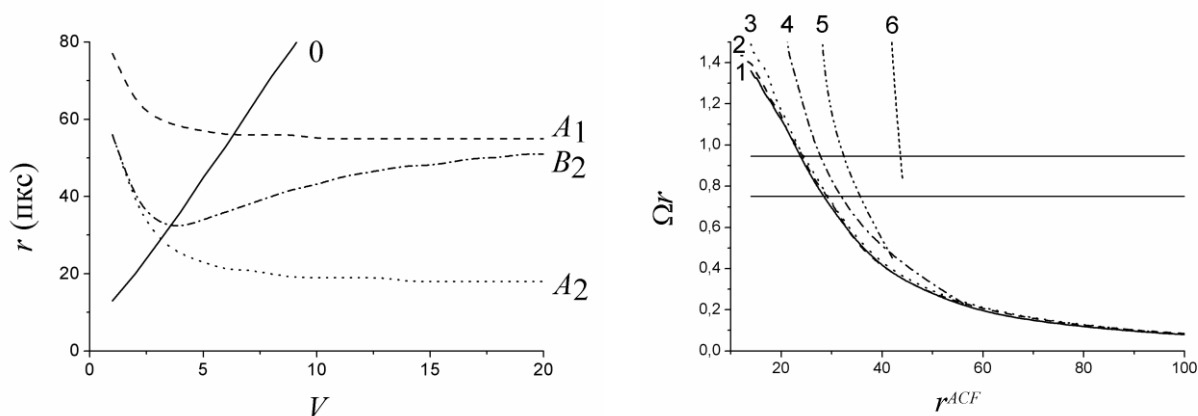
Для наглядности введем количественную оценку нарушения классической формулы полной вероятности (4), позволяющую наглядно сравнить наши результаты с опубликованными результатами экспериментов [5–9]:

$$\Omega(V, r^{ACFGMP}) = \frac{\mu(B(r^{ACFGMP}))}{\mu(B_2(r^{ACFGMP})|A_1(V))}. \quad (20)$$

Как видно из сравнения рисунков 2а с 2б, оценка (20) зависит как от характеристик эталонных образов альтернативы  $A$  и её оценки  $L$ , использованных для записи голограммы  $H_1$ , т. е.  $r^{ACFGMP}$ , так и от отношения в спектральном пространстве  $V$  характеристик оцениваемой альтернативы  $B$  с характеристиками эталонной пары  $A$  и  $L$ , но с важным уточнением — не самой альтернативы  $B$ , а её образа как исключения, записанного на голограмме  $H_2$ . Голограмма  $H_2$  записывается с использованием в качестве опорного пучка корреляционного отклика голограммы  $H_1$ , т. е. образ альтернативы  $B$  подвергается дополнительной фильтрации. Поэтому для того, чтобы обеспечить сравнимость оценок, представим их в пространстве корреляций — заменим оценку различения альтернатив  $V$  на радиус корреляции  $r^{ACF}$  комбинированного образа, записанного на составной голограмме  $H_1(v_x, v_y)H_2(v_x, v_y)$ , т. е. оценку (20) заменим на оценку

$$\Omega r(r^{ACF}, r^{ACFGMP}) = \frac{\mu(B(r^{ACFGMP}))}{\mu(B_2(r^{ACFGMP})|A_1(V))}. \quad (21)$$

Выбор радиуса корреляции комбинированного образа  $r^{ACF}$  в качестве аргумента оценки (21) целесообразен также и с учетом того, что в работе [19] показано, что эта характеристика является параметром порядка системы, контроль которого позволяет предсказать



а) Зависимости отношения безусловной и условной оценок от оценки различия альтернатив  $V$

б) Зависимости отношения безусловной и условной оценок от параметра порядка системы — радиуса корреляции комбинированного образа

Значения радиуса корреляции: 1 —  $r^{ACFGMP} = 3,7$  пкс., 2 —  $r^{ACFGMP} = 4,65$  пкс., 3 —  $r^{ACFGMP} = 6,2$  пкс., 4 —  $r^{ACFGMP} = 12,4$  пкс., 5 —  $r^{ACFGMP} = 18,6$  пкс., 6 —  $r^{ACFGMP} = 37$  пкс. горизонтальные линии показывают диапазон значений, полученных в экспериментах [5–9].

Рис. 3

изменение типа её динамики: переход от режима устойчивого унимодального отклика к режиму с перемежаемостью и, далее, к режиму устойчивого мультимодального отклика.

На рисунке 3а показаны зависимости оценки (20) от оценки различия альтернатив для ряда значений радиуса корреляции эталонного образа  $A$ , записанного на голограмме  $H_1$ , а на рисунке 3б — зависимости оценки (21) от радиуса корреляции  $r^{ACF}$  комбинированного образа, записанного на составной голограмме  $H_1(v_x, v_y)H_2(v_x, v_y)$ .

Таким образом, в определенном диапазоне значений радиуса корреляции композитного образа, включающего как оцениваемую альтернативу, так и противоречащее ему условие, имеем совпадение данных нашего моделирования с опубликованными в [5–9] результатами натуральных экспериментов.

Из рисунки 2 и 3 видно, что точка пересечения кривых 0 и  $B_2$ , т. е. величина  $V$ , при которой имеет место  $\mu(B_2) = \mu(B_2 | A_1)$ , с ростом радиуса корреляции  $r^{ACFGMP}$  смещается влево — в сторону меньших  $V$ , обозначим эту величину  $V_1$ , она находится в обратной зависимости от радиуса корреляции  $r^{ACFGMP}$ . Рассматривая задачу оценки альтернатив как задачу выбора, можно заметить, что выбор определяется радиусом корреляции  $r^{ACFGMP}$ . Последний параметр, в свою очередь, количественно описывает внутреннюю связность той внутренней картины мира, что представлена логической связкой (2) и, соответственно, хранится голограммой  $H_1$ . Иными словами, большой радиус корреляции означает наличие дальних смысловых связей во внутренней картине мира (ВКМ) игрока и, напротив, малый радиус корреляции означает наличие очень коротких связей в ВКМ. В результате, при одном и том же текущем значении  $V$  игрок с дальними связями ВКМ (большим радиусом корреляции  $r^{ACFGMP}$ ) более склонен к принятию

решения «молчать», которое расценивается как решение нравственное, чем игрок с короткими (меньшим радиусом корреляции  $r^{ACFGMP}$ ) — последний склонен к принятию более прагматических, нежели нравственных решений. Отсюда следует, что анализ сугубо физической схемы дает возможный выход на вопросы, считающиеся атрибутами гуманитарной сферы, как нравственность и свобода выбора, их связь с индивидуальными особенностями материального носителя интеллекта и сознания.

### 3. Заключение

Таким образом,  $bf$  схема голографии Фурье, порождающая логику с исключением, демонстрирует на первых итерациях редуцирования когнитивного диссонанса феномен нарушения классической формулы полной вероятности несовместных событий. Этот феномен был обнаружен в ходе экспериментальных исследований принятия решений в условиях неопределенности и в настоящее время рядом исследователей относится к категории квантовых, рассматривается как проявление квантовой природы интеллекта и сознания. Представленный в настоящем докладе механизм является вполне классическим, не требует обращения к квантовой механике ни на уровне физики, ни на уровне формализма, а полученные результаты количественно совпадают с данными натуральных экспериментов [5–9].

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-01-00676-а.

### Список источников

- [1] **Жёлтиков, А. М.** [Критика квантового разума: измерение, сознание, отложенный выбор и утраченная когерентность](#) / А. М. Жёлтиков // Успехи физических наук. — 2018. — Том 188. — №10. — С. 1119–1128. — DOI: 10.3367/UFNr.2017.06.038155.
- [2] **Менский, М. Б.** [Квантовая механика: новые эксперименты, новые приложения и новые формулировки старых вопросов](#) / М. Б. Менский // Успехи физических наук. — 2000. — Том 170. — №6. — С. 631–648. — DOI: 10.3367/UFNr.0170.200006c.0631.
- [3] **Менский, М. Б.** [Концепция сознания в контексте квантовой механики](#) / М. Б. Менский // Успехи физических наук. — 2005. — Том 175. — №4. — С. 413–435. — DOI: 10.3367/UFNr.0175.200504c.0413.
- [4] **Данилов, О. Б.** [Многомодовые лазеры как аналоги сложных биологических систем](#) / О. Б. Данилов, Н. Н. Розанов, Н. А. Соловьев, Л. Н. Сомс // Оптика и спектроскопия. — 2016. — Том 120. — №4. — С. 682–690. — DOI: 10.7868/S0030403416040036.
- [5] **Tversky, A.** [Extensional versus intuitive reasoning: The conjunction fallacy in probability judgment](#) / A. Tversky, D. Kahneman // Psychological Review. — 1983. — Vol. 90. — №4. — P. 293–315. — DOI: 10.1037/0033-295X.90.4.293.
- [6] **Crosson, R.** [The disjunction effect and reason-based choice in games](#) / R. Crosson // Organizational Behavior and Human Decision Processes. — 1999. — Vol. 80. — P. 118–133. — DOI: 10.1006/obhd.1999.2846.
- [7] **Li, S.** [Examining whether there is a disjunction effect in Prisoner’s Dilemma games](#) / S. Li, J. Taplin // Chin. J. Psychol. — 2002. — Vol. 44. — P. 25–46.

- [8] **Busemeyer, J. R.** Quantum game theory explanation of disjunction effects / J. R. Busemeyer, M. Matthew, Z. A. Wang // Proceedings of the annual meeting of the cognitive science society; edited by R. Sun, N. Miyake Mahwah. — NJ : Erlbaum, 2006. — P. 131–135.
- [9] **Hristova, E.** Disjunction effect in prisoner’s dilemma: evidences from an eye-tracking study / E. Hristova, M. Grinberg // Proc. 30th Ann. Conf. Cogn. Sc. Soc. Washington, DC. — 2008. — P. 1225–1230.
- [10] **Pothos, E. M.** [A quantum probability explanation for violations of 'rational' decision theory](#) / E. M. Pothos, J. R. Busemeyer // Proc. Of RSBS. — 2009. — Vol. 279. — P. 2171–2178. — DOI: 10.1098/rspb.2009.0121.
- [11] **Busemeyer, J. R.** [A quantum theoretical explanation for probability judgment “errors”](#) / J. R. Busemeyer, E. M. Pothos, R. Franco, J. S. Trueblood // Psychological Review. — 2011. — Vol. 118. — №2. — P. 193–218. — DOI: 10.1037/a0022542.
- [12] **Павлов, А. В.** Алгебра фурье-дуальных операций: логика с исключением / А. В. Павлов // Искусственный интеллект и принятие решений. — 2012. — №3. — С. 26–38.
- [13] **Павлов, А. В.** [Влияние условий записи голограмм и нелинейности регистрирующих сред на динамические характеристики схемы голографии Фурье резонансной архитектуры](#) / А. В. Павлов // Оптика и спектроскопия. — 2015. — Том 119. — №1. — С. 151–159. — DOI: 10.1134/S0030400X1507022X.
- [14] **Павлов, А. В.** Логика с исключением на алгебре фурье-дуальных операций: нейросетевой механизм редуцирования когнитивного диссонанса / А. В. Павлов // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. — 2014. — Том 89. — №1. — С. 17–25.
- [15] **Фейнман, Р.** Фейнмановские лекции по физике. Вып. 8. / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. — М. : Мир, 1965. — 260 с.
- [16] **Кулешов, А. М.** Влияние нелинейности среды и пространственных ограничений фильтра на параметры сигнала в голографическом корреляторе / А. М. Кулешов, Е. И. Шубников // Оптика и спектроскопия. — 1986. — Том 60. — №3. — С. 1273–1276.
- [17] **Кулешов, А. М.** Об оптимальности голографического согласованного фильтра / А. М. Кулешов, Е. И. Шубников, С. А. Смаева // Оптика и спектроскопия. — 1986. — Том 60. — №6. — С. 606–609.
- [18] **Шубников, Е. И.** Отношение сигнал/помеха при корреляционном сравнении изображений / Е. И. Шубников // Оптика и спектроскопия. — 1987. — Том 62. — №2. — С. 450–456.
- [19] **Pavlov, A. V.** [A Model of Cognitive Disorders upon the Algebra of Fourier-dual Operations](#) / A. V. Pavlov // Advances in Intelligent Systems and Computing. — 2020. — Vol. 1127 AISC. — P. 117–128. — DOI: 10.1007/978-3-030-39216-1\_12.

#### 44. Сдвиговой спектр-интерферометр с квадролинзой

Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов

ФГУП «Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Оптико-Физических измерений», Москва, Россия

В работе предложен новый оптический элемент — квадролинза, которая использована в составе сдвигового спектр-интерферометра (шерографа) для обеспечения измерений напряженно-деформированных состояний объектов одновременно в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. Приведены экспериментальные результаты использования спектр-интерферометра с квадролинзой по исследованию микродеформации круглой мембраны.

*Ключевые слова:* Сдвиговой спектр-интерферометр, Церограф, Квадролинза, Дефектоскопия.

*Цитирование:* Вишняков, Г. Н. Сдвиговой спектр-интерферометр с квадролинзой / Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 287–290.

#### Введение

Сдвиговой спектр-интерферометр — это устройство, позволяющее на основании рассеянного от шероховатой поверхности объекта когерентного излучения последовательно регистрировать ряд спектр-интерферограмм и после компьютерной обработки получать поле градиента перемещения отдельных его участков. Часто такое устройство называют шерографом (от англ. shear — сдвиг). Шерография является одним из современных оптических методов дефектоскопии и находит широкое применение в авиационной и космической отрасли [1].

Основным элементом шерографа является оптическая система, которая создает попеременно-сдвинутые друг относительно друга изображения объекта, интерферирующие между собой при регистрации, создавая спектр-интерферограммы с несущими полосами. Чувствительность метода шерографии к выявлению дефектов зависит от направления сдвига изображений, так как именно вдоль этого направления визуализируется градиент поля перемещения. Актуальной задачей при совершенствовании оптической системы шерографа является возможность получения градиента поля перемещений в двух взаимно перпендикулярных направлениях и возможность регулировки чувствительности прибора.

Недостаток существующих шерографов, работающих в двух направлениях, состоит в сложности юстировки и согласования нескольких интерферометров, а также в использовании большого количества оптических элементов и лазеров [2–5].

Развивая идею использования билинзы [5] в шерографии мы предлагаем новый тип разрезной линзы, которую назвали по количеству составляющих ее элементов квадролинзой. Квадролинза представляет собой четыре одинаковых сектора, вырезанных из исходной круглой линзы с центром  $O$  (рисунок 1а), разнесённых друг от друга с образованием равномерных зазоров величиной  $2\Delta$ , параллельных осям симметрии  $X$  и  $Y$  (рисунок 1б). У каждого сектора



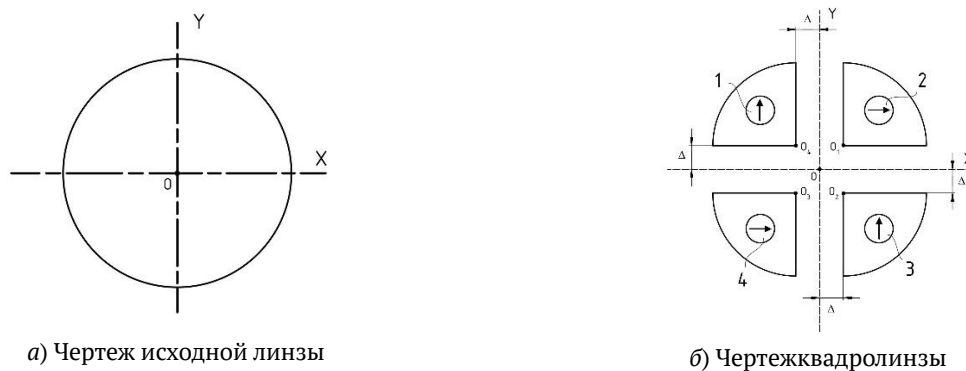
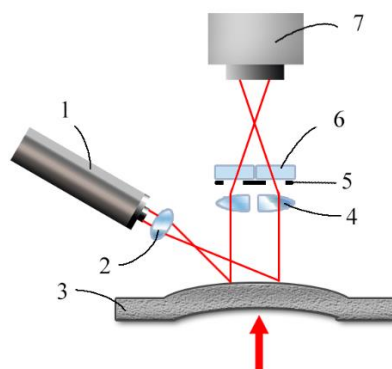


Рис. 1. Внешний вид квадролинзы



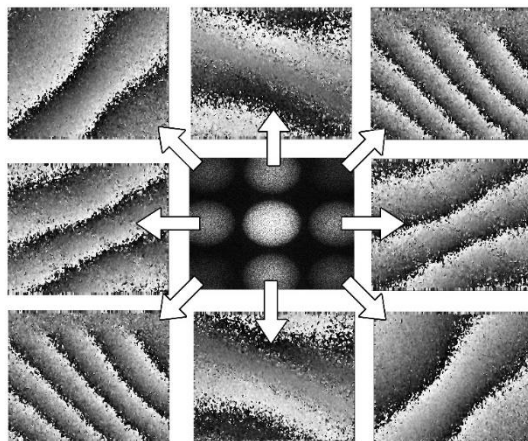
1 — лазер, 2 — объектив, 3 — объект исследований (мембрана), 4 — квадролинза, 5 — диафрагма, 6 — поляризаторы, 7 — видеокамера

Рис. 2. Схема шерографа с квадролинзой

есть свой непрозрачный экран с отверстием, совокупность которых образует апертурную диафрагму. Внутри отверстий стрелками показаны положения осей скрещенных поляризаторов, которые установлены для устранения перекрестной интерференции. Каждый из четырёх секторов квадролинзы строит сфокусированное изображение объекта в одной единой для всех секторов плоскости. Эти изображения будут смещены друг относительно друга в плоскости изображений из-за того, что оптические оси секторов квадролинзы смещены относительно оптической оси исходной линзы. Так как эти смещенные изображения образованы делением одного волнового фронта излучения, отраженного от объекта, то они создают сдвиговые спекл-интерферограммы, полосы которых имеют равную частоту и разную ориентацию.

Таким образом, использование квадролинзы в составе шерографа позволяет производить сдвиг изображений в четырех направлениях, избежать дефокусировки и применить метод пространственного фазового сдвига с использованием преобразования Фурье. Изменяя величину зазора  $\Delta$  между секторами квадролинзы можно регулировать величину сдвига изображений, а меняя расстояние между центрами отверстий в апертурной диафрагме можно подбирать нужную частоту несущих полос в спекл-интерферограмме.

На рисунке 2 приведена схема экспериментальной установки, которая использовалась для проверки работы шерографа с квадролинзой. Объектом исследований служила деформируемая круглая мембрана.



**Рис. 3.** Картины «несшитой» фазы, полученные в результате фильтрации спектра (средняя часть рисунка) в различных направлениях

В результате экспериментов были получены две спекл-интерферограммы: до и после деформации мембраны в различных режимах работы квадролинзы. Спекл-интерферограммы представляли собой сумму 4-х смещенных спекл-изображений объекта, промодулированных системой высокочастотных интерференционных полос в 4-х различных направлениях. Применение цифрового фурье-преобразования к суммарной сдвиговой спекл-интерферограмме позволяет выделять различные порядки в ее спектре и восстанавливать фазовые картины для 4-х различных направлений сдвига. На рисунке 3 представлен двухмерный спектр, полученный при обработке спекл-интерферограммы в случае, когда все отверстия апертурной диафрагмы были открыты.

Из спектра (в середине рисунка 3) можно видеть, как порядки дифракции расходятся по вертикали, горизонтали и диагоналям. Стрелками показаны поля «несшитой» фазы, полученные путем фильтрации спектра по соответствующим порядкам.

Таким образом, используя квадролинзу для разделения каналов, можно получить производную от деформации объекта в 4-х направлениях всего по двум спекл-интерферограммам до и после деформации объекта.

### **Выводы**

Разработана и опробована новая конструкция шерографа с использованием квадролинзы. Эксперименты показали возможность получения фазовых изображений в разных направлениях сдвига. Таким образом, благодаря модифицированной сдвиговой оптике, предложенный шерограф позволяет расширить спектр обнаруживаемых дефектов под поверхностью различных объектов.

### **Благодарность**

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП высокоточных измерительных технологий в области фотоники ([www.ckp.vniiofi.ru](http://www.ckp.vniiofi.ru)), созданного на базе ФГУП «ВНИИОФИ» и поддержанного Минобрнауки России в рамках выполнения соглашения №05.595.21.0005 (уникальный идентификатор RFMEFI59519X0005.)

### СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- [1] **Steinchen, W.** Digital Shearography: Theory and Application of Digital Speckle Pattern Shearing Interferometry / W. Steinchen, L. Yang. — USA, 2003. — 330 p.
- [2] **Wang, Y.** Simultaneous dual directional strain measurement using spatial phase-shift digital shearography / Y. Wang, X. Gao, X. Xie, S. Wu, Y. Liu, L. Yang // Optics and Lasers in Engineering. — 2016. — Vol. 87. — P. 197–203.
- [3] **Xie, X.** Polarized digital shearography for simultaneous dual shearing directions measurements / X. Xie, C. Lee, J. Li, B. Zhang, L. Yang // Review of Scientific Instruments. — 2016. — Vol. 87. — №8. — P. 083110.
- [4] **Peizheng, Y.** Spatial phase-shift digital shearography for simultaneous measurements in three shearing directions based on adjustable aperture multiplexing / Y. Peizheng, S. Fangyuan, D. Xizuo, Z. Qihan, W. Yonghong, L. Yu // Optical Engineering. — 2019. — Vol. 58. — №5. — P. 054105.
- [5] **Barrera, E. S.** Multiple-aperture one-shot shearography for simultaneous measurements in three shearing directions / E. S. Barrera, F. Analucia, P. Willemann, D. M. Benedet, J. Armando // Optics and Lasers in Engineering. — 2018. — Vol. 111. — P. 86–92.

## 45. Улучшение качества восстановленных с цифровых голограмм изображений с использованием интерполяции и фильтрации

П. А. Черемхин, А. В. Козлов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В работе предлагается метод улучшения качества восстановленных изображений с цифровых голограмм на основе совместного применения интерполяционных алгоритмов и цифровых фильтров шумоподавления. Проведен анализ возможностей данного метода в зависимости от типа фильтра и интерполяции для изображений с наложением пуассоновского, гауссова и спекл-шума одновременно. Получено улучшение качества восстановленных изображений по величине пикового отношения сигнал/шум по сравнению со стандартными методами больше, чем на 30%.

*Ключевые слова:* Цифровая голография, Шумоподавление, Интерполяция, Восстановление изображения.

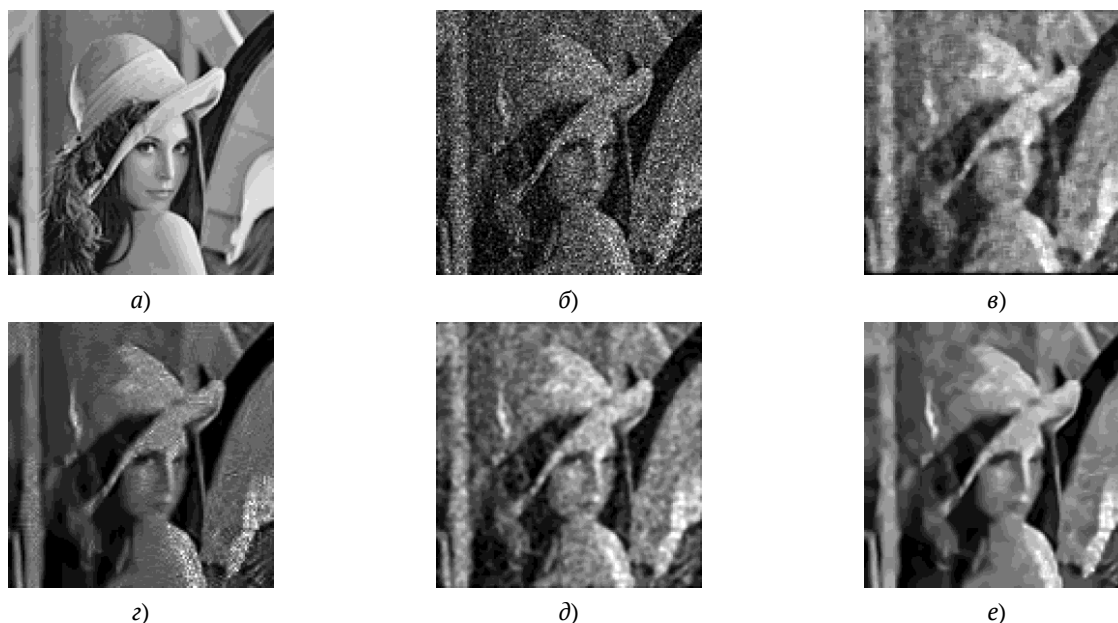
*Цитирование:* Черемхин, П. А. Улучшение качества восстановленных с цифровых голограмм изображений с использованием интерполяции и фильтрации / П. А. Черемхин, А. В. Козлов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 291–295.

### Введение

К числу основных задач цифровой голографии относится улучшение качества восстановленных изображений [1]. Негативные эффекты, связанные как с шумами сенсоров цифровых камер [2], так и с принципиальными особенностями регистрации цифровых голограмм [1] могут сильно ухудшать качество восстановленных изображений. Наиболее простым способом подавления таких негативных эффектов является компьютерная обработка восстановленных изображений. Для борьбы с шумами было разработано большое количество фильтров: фильтрация в плоскости пространственных частот [3–5], в плоскости голограммы [6–8], в плоскости восстановленного изображения [9–10], использующих различные механизмы фильтрации, начиная от простого нахождения медианы по группе пикселей [6], взвешенного локального и общего усреднения [9], 3D-преобразований [11] и заканчивая алгоритмами, объединяющими различные техники.

### 1. Описание метода

подавляющее большинство цифровых фильтров плоскости изображения опираются на статистический анализ полного изображения или выделенной ячейки пикселей определённого размера. В работе же предлагается улучшение стандартных цифровых фильтров добавлением двух дополнительных этапов. Улучшенный процесс фильтрации включает три основных

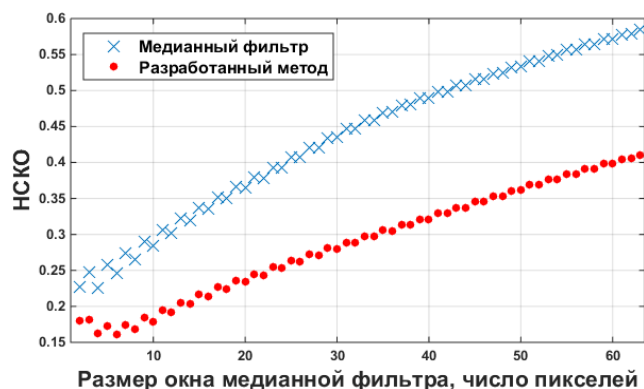


**Рис. 1.** Изображения объекта: исходное (а), восстановленное с зашумленной цифровой голограммы (б, НСКО = 0,376), восстановленные после медианной фильтрации (в, НСКО = 0,219), применения фильтра VM3D (г, НСКО = 0,164), применения предложенного метода, включающего билинейную интерполяцию и медианную фильтрацию (д, НСКО = 0,163), применения предложенного метода, включающего билинейную интерполяцию и фильтра VM3D (е, НСКО = 0,140)

шага: этап увеличения числа пикселей восстановленного изображения интерполяцией, применение цифрового фильтра шумоподавления, уменьшения количества пикселей изображения до исходного числа. Предложенная комбинация обеспечивает улучшение качества восстановленного изображения при компромиссном снижении влияния временных и пространственных шумов фотосенсора камеры, спекл-шума и нежелательных дифракционных порядков. В качестве этапа увеличения и уменьшения числа пикселей можно использовать интерполяцию и применять сплайны. В качестве фильтров шумоподавления можно использовать современные цифровые фильтры: например, медианный или VM3D [12]. Таким образом, разработанный метод позволяет улучшить качество изображения за счет увеличения статистической базы пикселей.

## 2. Результаты применения метода

Для численной апробации предложенного метода улучшения качества восстановленных изображений проведена программная реализация отдельных шагов алгоритма. Для применения в качестве фильтров шумоподавления программно реализованы и использованы 6 цифровых фильтров: медианный [6], винеровский [13], Frost [14], Lee [15], NLM [9], VM3D [12]. Для увеличения и уменьшения числа пикселей в восстановленных изображениях использовалась билинейная, бикубическая интерполяция, интерполяция по ближайшим соседям, сплайны.



**Рис. 2.** График зависимости качества восстановленного изображения от размера окна фильтрации при использовании медианного фильтра и предложенного метода

Использовались синтезированные цифровые голограммы Френеля амплитудно-фазовых диффузно-рассеивающих объектов. На полученные голограммы накладывались пуассонов шум, соответствующий статистике временного шума; гауссов шум, соответствующий статистике темного пространственного (неоднородности темного сигнала) и светового пространственного (неоднородности фоточувствительности) шумов; спекл-шум. С полученной зашумленной голограммы восстанавливалось изображение объекта. Далее применялись реализованные 6 методов шумоподавления, а также предложенный метод. Для каждого метода шумоподавления подбирались наиболее оптимальные параметры. Например, для медианного фильтра варьировался размер окна. При этом благодаря тому, что значения временных и пространственных шумов фотосенсора камеры считаются известными, поиск оптимума для одного из лучших современных фильтров (BM3D) и для предлагаемого метода с применением фильтра BM3D может быть осуществлён быстрее, чем без данной информации. Далее оценивалось качество восстановленных изображений на основе нормированного среднеквадратического отклонения (НСКО) относительно исходного.  $НСКО = 0$  соответствует идентичным изображениям, а  $НСКО = 1$  — их полной несхожести. С точностью 10% отношение сигнал/шум (ОСШ) равно отношению единицы к НСКО.

Пример исходного изображения объекта и восстановленного с зашумленной голограммы представлены на рисунке 1а, где НСКО составляет 0,376. Голограмма имела размер  $512 \times 512$  пикселей, а изображение объекта —  $128 \times 128$  пикселей. Восстановленные изображения объекта после применения медианной фильтрации и фильтра BM3D приведены на рисунках 1б–1г. НСКО составляет 0,219 и 0,164 соответственно, т. е. качество было улучшено по величине НСКО (как и по величине ОСШ) в 1,45 и в 2,29 раз. Восстановленное изображение после применения разработанного метода, включающего увеличение изображения в два раза и его двукратное снижение билинейной интерполяцией, а также применение медианной фильтрации и фильтра BM3D показаны на рисунках 1д–1е. НСКО составили 0,163 и 0,140 соответственно, т. е. качество было улучшено по величине НСКО (как и по величине ОСШ) в 2,31 и в 2,69 раз. При этом относительно прямого применения фильтров получено улучшение качества дополнительно на 34,4% для медианной фильтрации и 17,1% для фильтра BM3D.

Для большинства параметров предложенный метод показал лучше результаты, чем прямое применение фильтров шумоподавления. На рисунке 2 представлен график зависимости величины НСКО от линейного размера окна для медианной фильтрации и для предложенного метода с билинейной интерполяцией и медианной фильтрацией. Видно, что для всех размеров окна разработанный метод обеспечил лучше качество восстановления.

### Заключение

В работе предложен метод улучшения качества восстановленных изображений голограмм на основе совместного применения интерполяционных алгоритмов и цифровых фильтров шумоподавления. Используется зависимость качества фильтрации от статистической базы пикселей. Метод позволил улучшать качество восстановленных изображений более чем в 2,7 раза. Также метод дал более чем 34% повышение качества относительно стандартных методов шумоподавления, и больше, чем 17% повышение относительно лучших современных методов.

### Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант №18-79-00277.

### Список источников

- [1] **Picart, P.** Digital Holography / P. Picart, J.-C. Li. — Hoboken–London : Wiley, 2012. — 358 p.
- [2] **Евтихийев, Н. Н.** Оценка влияния динамического диапазона и шумов регистрирующих камер на качество цифровых голограмм / Н. Н. Евтихийев, С. Н. Стариков, П. А. Черемхин // Оптический журнал. — 2013. — Том 80. — №5. — 2013. — С. 53–64.
- [3] **Cuche, E.** Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography / E. Cuche, P. Marquet, C. Depeursinge // Applied Optics. — 2000. — Vol. 39. — №23. — P. 4070–4075.
- [4] **Stoykova, E.** Twin-image problem in digital holography—a survey / E. Stoykova, H. Kang, J. Park // Chinese Optics Letters. — 2014. — Vol. 12. — P. 060013.
- [5] **Dong, Z.** Automatic filtering for zero-order and twin-image elimination in off-axis digital holography / Z. Dong, H. Wang, X. Wang // Optical Engineering. — 2019. — Vol. 58. — №2. — P. 023112.
- [6] **Kreis, T.** Suppression of the dc term in digital holography / T. Kreis, W. Juptner // Optical Engineering. — 1997. — Vol. 36. — №8. — P. 2357–2360.
- [7] **Latychevskaia, T.** Solution to the twin image problem in holography / T. Latychevskaia, H. W. Fink // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 98. — P. 233901–233904.
- [8] **Huang, Z.** Bicubic interpolation and extrapolation iteration method for high resolution digital holographic reconstruction / Z. Huang, L. Cao // Optics and Lasers in Engineering. — 2020. — Vol. 130. — P. 106090.
- [9] **Ren, R.** Quasi-Noise-Free and Detail-Preserved Digital Holographic Reconstruction / R. Ren, Z. Jia, J. Yang, N. K. Kasabov, X. Huang // IEEE Access. — 2019. — Vol. 7. — P. 52155–52167.
- [10] **Uzan, A.** Speckle denoising in digital holography by nonlocal means filtering / A. Uzan, Y. Rivenson, A. Stern // Applied Optics. — 2013. — Vol. 52. — P. A195–A200.
- [11] **Katkovnik, V.** High-accuracy off-axis wavefront reconstruction from noisy data: local least square with multiple adaptive windows // V. Katkovnik, I. Shevkunov, N. V. Petrov, K. Egiazarian // Optics Express. — 2016. — Vol. 24. — P. 25068–25083.

- [12] **Dabov, K.** Image denoising by sparse 3D transform-domain collaborative filtering / K. Dabov, A. Foi, V. Katkovnik, K. Egiazarian // IEEE Transactions on Image Processing. — 2007. — Vol. 16. — №8. — P. 2080–2095.
- [13] **Chen, J.** New insights into the noise reduction Wiener filter / J. Chen, J. Benesty, Y. Huang, S. Doclo // IEEE Transactions on Audio, Speech, and Language Processing. — 2006. — Vol. 14. — №4. — P. 1218–1234.
- [14] **Frost, V. S.** A Model for Radar Images and Its Application to Adaptive Digital Filtering of Multiplicative Noise / V. S. Frost, J. A. Stiles, K. S. Shanmugan, J. C. Holtzman // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. — 1982. — Vol. 4. — №2. — P. 157–166.
- [15] **Lee, J.** Digital Image Enhancement and Noise Filtering by Use of Local Statistics / J. Lee // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. — 1980. — Vol. 2. — №2. — P. 165–168.



## 46. Голографическая волновая модель ассоциативной памяти

*В. В. Храбров, В. В. Ткаченко*

Объединенный институт проблем информатики Национальной академии наук  
Беларуси, Минск, Республика Беларусь

Построена формальная вычислительная модель ассоциативной памяти голографического типа, обладающей свойствами фильтрации и устойчивости на повреждения. Численным моделированием обратимых волновых процессов на множестве регулярно связанных цифровых осцилляторов, образующих двумерную метрику входного пространства сигналов (изображений), показана возможность восстановления информации по неполному ключу и высокая помехоустойчивость к шумам входного сигнала, достигаемая благодаря фильтрующим свойствам ассоциативного отображения. Формальная модель может быть применена также для иных метрик пространства сигналов.

*Ключевые слова:* Цифровая голография, Ассоциативная память, Распределенное кодирование, Цифровые осцилляторы, Моделирование волновых процессов, Помехоустойчивость.

*Цитирование:* Храбров, В. В. Голографическая волновая модель ассоциативной памяти / В. В. Храбров, В. В. Ткаченко // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 296–300.

### Введение

В задачах параллельной обработки информации особую роль играют оптические голографические модели ассоциативной обработки данных [1, 2], описываемые функциями двух переменных с выполнением преобразований на комплексных волновых полях. Такие модели основаны на свойствах физического пространства распространять волны возмущения, где любая точка пространства является одновременно и источником, и приемником сигналов, где само физическое пространство является процессором обрабатываемой информации. Известны также модели [3], описывающие параллельную распределенную обработку информации в мозге человека в виде динамики осцилляторных нейронных сетей. Концептуальной основой этих моделей является волновой способ распространения сигналов в среде некоторых осцилляторов и передача информации от каждой точки пространства к каждой, или от каждого нейрона к каждому посредством волнового взаимодействия. Однако это системное свойство реализовано в указанных моделях не в полной мере.

Основной трудностью в оптической голографии является физическая невозможность остановить время и зарегистрировать мгновенный волновой паттерн. Запись и восстановление волновых паттернов в оптических процессорах связаны с получением интерференционной картины, образованной объектной волны с дополнительной опорной волной. Благодаря когерентности опорной и объектной волн в области регистрации создается условие возникновения стационарных осцилляций — стоячих волн, амплитудное распределение которых не

изменяется во времени. Именно эти стационарные стоячие волны создают интерференционную картину как побочный эффект мгновенного суммирования и вычитания действительных компонент амплитуд при условии наложения когерентных волн. В действительности же, физически две волны — опорная и объектная — в области регистрации распространяются в линейной среде без какого-либо взаимодействия полностью независимо друг от друга. Этот побочный эффект, будучи зарегистрирован как паттерн физического модулятора (амплитудного или фазового), позволяет на этапе восстановления лишь частично исказить опорный волновой фронт таким образом, что в результате искажения появляется ослабленный и зашумленный неточностями модуляции фантом информационной волны.

В известных моделях осцилляторных нейронных сетей [3], однако, распространение волн не рассматривается как процесс, играющий существенную системную роль в передаче информации. Возникает вопрос: возможно ли создать формальную модель параллельного вычислительного процесса на абстрактной вычислительной структуре, в которой распространяются такие же волны возбуждения, как в физической среде (эфире), но на простейших абстрактных осцилляторах, заменяющие функции коллективного поведения нейронов в нейронных сетях? Это становится возможным, если построить вычислительную модель обратимого волнового процесса без затухания на сетке дискретных отсчетов, в узлы которого помещены процессоры, выполняющие функции абстрактных осцилляторов.

### **1. Принципы построения модели волнового вычислительного процесса**

1. Основным вычислительным элементом в модели является гармонический осциллятор без затухания, удовлетворяющих уравнению  $d^2x/dt^2 = -\omega^2x$ , где  $x$  — величина возбуждения осциллятора,  $\omega$  — частота осциллятора.

2. Множество осцилляторов в модели соответствует дискретной сетке моделируемого пространства распространения волн. Каждый осциллятор имеет память текущего состояния как комплексной мгновенной амплитуды его возбуждения.

3. Осцилляторы обмениваются величинами возбуждений через регулярную локальную структуру связей, соответствующую метрике моделируемого пространства.

4. Физический смысл метрики — определение расстояния между осцилляторами через локальные связи. Метрика в модели является единственным способом адресации одного осциллятора относительно другого. Осцилляторы в модели не имеют адреса доступа, отличного от локальных связей (в конкретной аппаратной или программной реализации вспомогательный адрес может быть, но он в абстрактной модели несущественен).

5. Метрика обладает свойством целочисленной мерности. Например, модель пространства может быть ноль-мерной (отдельный осциллятор), одномерной (цепочка связанных осцилляторов), двумерной (тетрагональная, гексагональная структура связей) и т. п.

6. В модели не допускаются нелокальные связи между вычислительными элементами. Регулярная структура связей соединяет между собой только непосредственные соседи (принцип локальности физических взаимодействий и простоты).

7. Осцилляторы изменяют свое состояние параллельно в дискретные моменты времени, синхронизируемые внешним таймером.

8. Состояние каждого осциллятора в последующий момент времени зависит исключительно от его текущего состояния и состояния его непосредственно связанных соседей.

9. Благодаря локальным связям волна на множестве осцилляторов распространяется пошагово в дискретные моменты времени в соответствии с волновым алгоритмом, являющимся дискретным аналогом непрерывного уравнения осциллятора без затухания.

10. Согласно принципу Гюйгенса — Френеля, каждый осциллятор вычислительной среды, куда дошел фронт волны, рассматривается как источник новой волны, распространяющейся по локальным связям. Сложение волн от всех осцилляторов в каждый момент времени выглядит как волновое преобразование, обеспечивающее отображение каждой точки пространства на сферическую область (функция рассеяния точки), размер которой пропорционален количеству пройденных шагов волнового алгоритма.

11. Благодаря волновому алгоритму с функцией рассеяния точки на сферу обеспечивается распределенное кодирование информации в точности как в оптических голографических системах. Такое рассеяние точки является полностью обратимым через изменение мнимой части возбуждения всех осцилляторов на противоположный знак, что соответствует обращению времени, и последующей отработке того же количества шагов волнового алгоритма — волновой паттерн свернется в первоначальное состояние (первоначальный образ). Если после отработки нескольких шагов волнового алгоритма часть волнового паттерна стереть, то после обращения в первоначальное состояние исходный образ паттерна восстановится целиком, хоть и с увеличенными шумами. Наложение случайного шума на волновой паттерн после отработки волнового алгоритма и обращению его в первоначальное состояние, приводит к уменьшению шумов после свертки в первоначальное состояние.

12. Поскольку модель строится на конечном множестве осцилляторов, связанных локально регулярной структурой, различаются внутренние и граничные осцилляторы. Внутренние — это осцилляторы, имеющие такое же количество соседей, как и количество связей в заданной топологии. Граничные осцилляторы имеют меньше соседей и связей, чем внутренние.

13. Назначение граничных осцилляторов — эмулировать бесконечное распространение волны за границы пространства осцилляторов без отражений фронта волны на границе. Волновой фронт, вышедший за границу, безвозвратно исчезает — это имеет значение для последующей фильтрации шумов при восстановлении волновых паттернов.

14. Паттерн возбуждений осцилляторов на любом шаге работы волнового алгоритма представляет собой картину распространения волн от каждого осциллятора, которая после

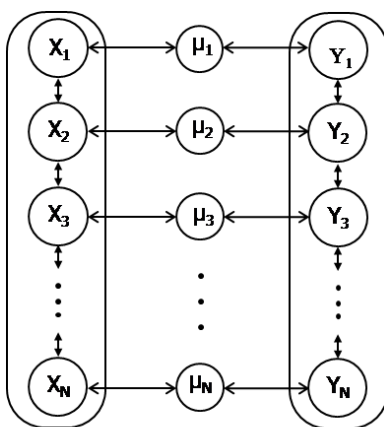


Рис. 1. Структура голографической модели ассоциативной памяти

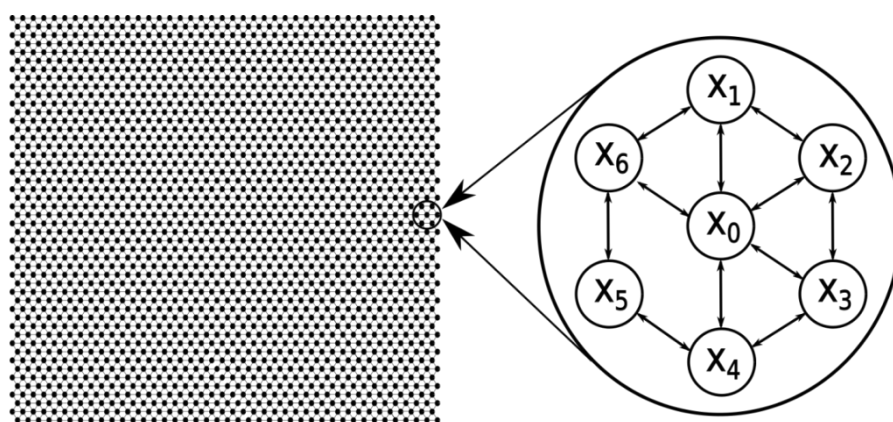


Рис. 2. Гексагональная структура локальных связей осцилляторов

отработки заданного количества шагов копируется в операционную память ассоциативного процессора для дальнейшей обработки.

15. На входы ассоциативного процессора поступают непосредственно волновые паттерны как ключей, так и паттерны информации, связанной с ключами, преобразованные волновым алгоритмом.

## 2. Базовая структура голографической модели ассоциативной памяти

Базовая структура голографической волновой модели ассоциативной памяти включает две группы осцилляторов в пространствах  $X$  и  $Y$ , служащих одновременно входами-выходами модели, и собственно голографической памяти, в которую записывается результат вычисления произведения комплексных величин состояния осцилляторов, соответствующих пространств, как изображено на рисунке 1.

В качестве примера на рисунке 2 изображено двумерное пространство 2304 осцилляторов с гексагональной структурой связей между элементами и его фрагмент, показывающий связи одного из осцилляторов с его 6 соседями.

### **Заключение**

Программная реализация голографической волновой модели выполнена на языке программирования C++ в среде Qt под операционной системой Linux. Результаты программного моделирования демонстрируют процесс распространения волн на множестве гексагонально связанных осцилляторов на плоскости изображений, над которыми производятся операции волнового алгоритма, а также восстановление исходных изображений с возможностью стирания части волновых фронтов и наложения шумов, что показывает возможность восстановления волновых фронтов ассоциируемых двумерных изображений по неполным или зашумленным ключам.

### **Список источников**

- [1] **Gabor, D.** Associative Holographical Memories / D. Gabor // IBM Journal of Research and Development. — 1969. — Vol. 13. — №2. — P. 156–159.
- [2] **Павлов, А. В.** Обработка информации оптическими методами : Том 2 / А. В. Павлов. — Санкт-Петербург : СПбГУ ИТМО. — 2010. — 78 с.
- [3] **Борисюк, Г. Н.** Осцилляторные нейронные сети. Математические результаты и приложения / Г. Н. Борисюк, Р. М. Борисюк, Я. Б. Казанович, Т. Б. Лузянина, Т. С. Турова, Г. С. Цымбалюк // Математическое моделирование. — 1992. — Том 4. — №1. — С. 3–43.

## 47. Отражательные голографические решётки Брэгга в оптическом волокне для датчиков малых вибраций и перемещений

В. М. Петров<sup>1</sup>, С. Н. Жуков<sup>2</sup>, Р. А. Кабиев<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Дармштадтский технический университет, Дармштадт, Германия

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований отражательных решёток Брэгга, созданных в одномодовых оптических волокнах. Исследуется два типа решёток: «обычных», и решёток, имеющих фазовый сдвиг между частями решётки. Исследуется зависимость коэффициента отражения таких решёток от длины волны падающего света. Экспериментально продемонстрирована возможность использования решёток с фазовым сдвигом для создания датчиков малых периодических механических перемещений, способных измерять амплитуду колебаний до долей нанометров.

*Ключевые слова:* Отражательные голограммы Брэгга, Оптическое волокно, Датчики малых перемещений.

*Цитирование:* Петров, В. М. Отражательные голографические решётки Брэгга в оптическом волокне для датчиков малых вибраций и перемещений / В. М. Петров, С. Н. Жуков, Р. А. Кабиев // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 301–309.

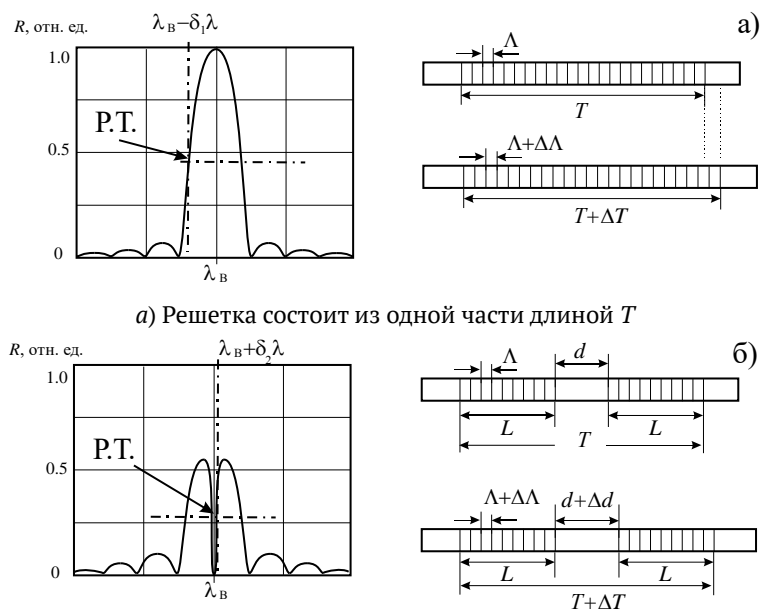
### Введение

Обычное оптическое волокно, изготовленное из плавленого кварца, обладает определённой эластичностью. Это позволяет создавать различные волоконно-оптические устройства, работа которых основана на механическом растяжении волокна, т. е. изменении его длины. Изменение длины волокна под действием различных внешних факторов используется для создания широкого круга датчиков давления, температуры, малых перемещений [1, 2].

Особое место здесь занимают устройства, объединяющие в себе оптическое волокно и отражательные решётки Брэгга. Их высокая спектральная селективность позволяет создавать высококачественные волоконно-оптические фильтры. Возможность растяжения волокна позволяет производить перестройку фильтра по длине волны, что открывает широкие функциональные возможности для их применения.

Создание разности фаз между частями одной отражательной решётки позволяет изменять профиль её отклика, т. е. позволяет изменять форму зависимости коэффициента отражения решётки от длины волны падающего на неё света  $R(\lambda)$ .

Пожалуй, впервые, идея использовать такие решётки для создания управляемых оптических демультимплексоров была предложена в [1]. Позднее эффективность использования отражательных решёток с фазовым сдвигом была продемонстрирована для измерения локальных давлений [2], для управления шириной полосы генерации волоконных лазеров [3], для



**Рис. 1.** Зависимость коэффициента отражения решётки Брэгга от длины волны. Общая длина решётки в обоих случаях одинакова и равна  $T$ . Положение рабочей точки Р. Т. по оси  $x$  соответствует  $\lambda = \lambda_B - \delta_1 \lambda$  (а) и  $\lambda = \lambda_B + \delta_2 \lambda$  (б).

управления формы отклика оптических фильтров [4, 5], для создания сверх-узкополосных оптических фильтров [6, 7].

Хорошо известно условие дифракции Брэгга на периодической фазовой решётке в отражательной геометрии [8]

$$\lambda_B = 2n\Lambda, \quad (1)$$

где  $\lambda_B$  — длина волны Брэгга,  $n$  — средний показатель преломления вещества, в котором создана решётка, и  $\Lambda$  — пространственный период решётки. Изменение  $\lambda_B$  может происходить за счёт изменения периода решётки  $\Lambda$ , например, при механическом изменении длины (растяжении) решётки (рисунок 1а). В линейном случае, когда можно пренебречь изменением показателя преломления за счёт эласто-оптического эффекта, малые изменения длины решётки  $T + \Delta T$  приводят к соответствующим линейным изменениям периода  $\Lambda + \Delta\Lambda$ , что в свою очередь приводит к изменению длины волны Брэгга решётки  $\lambda_B + \Delta\lambda$ . Используя лазер, длина волны которого настроена на длину волны рабочей точки (Р. Т.), находящейся на линейном участке склона зависимости  $R(\lambda)$  можно определить величину абсолютного изменения длины решётки  $T + \Delta T$  по изменению величины отражаемой мощности падающего излучения решёткой. Этот принцип лежит в основе использования волоконных решёток Брэгга в качестве датчиков малых перемещений [1].

В рамках данной работы мы продемонстрируем возможность использования в качестве датчика линейный перемещений отражательную решётку Брэгга, состоящую из двух отдельных, последовательно расположенных частей. В этом случае возникает дополнительная степень свободы — разница фаз между частями решётки  $\Delta\phi$  (рисунок 1б). Для случая  $\Delta\phi = \pi$ , при

этом, в зависимости  $R(\lambda)$  появляется узкий минимум на длине волны Брэгга (рисунок 1б). Можно видеть, что угол наклона касательной к функции  $R(\lambda)$  в окрестности  $P. T.$  этом случае заметно превышает угол наклона в окрестности  $P. T.$  для «обычной» решётки, показанной на рисунке 1а. Таким образом, выбрав  $P. T.$  на одном из внутренних склонов, можно существенно улучшить способность датчика измерять малые линейные перемещения.

Целью данной работы является проведение исследования зависимости коэффициента отражения от длины волны как обычных отражательных решёток Брэгга, так и решёток, состоящих из двух частей и с разностью фаз между ними. Рассматриваются решётки, записанные в стандартном одномодовом оптическом волокне, и исследуется влияние малого механического растяжения на форму и положение отклика решётки относительно шкалы длин волн.

### 1. Теоретическая модель

В современной литературе имеются различные подходы к вычислению отклика последовательно расположенных двух или более отражательных решёток, имеющих фазовый сдвиг между собой. Для получения аналитического решения может быть использована теория связанных волн Когельника [8]. Несмотря на то, что изначально такой подход был использован для исследования дифракционных процессов в трёхмерных, т. е. «объёмных» решётках, как показывает практика, этот подход даёт хорошее согласие между теорией и экспериментом и для случая решётки, созданной в одномодовом симметричном волноводе.

Подробное описание процедуры вычисления общего случая передаточной функции отражательной решётки Брэгга, состоящей из нескольких частей разной длины можно найти в [5, 6, 9].

Применим полученные результаты для случая, когда фазовая отражательная решётка Брэгга состоит из двух частей одинаковой длины  $L$ , и она имеет следующее распределение показателя преломления  $n(z)$  вдоль направления распространения считывающего света (рисунок 1б):

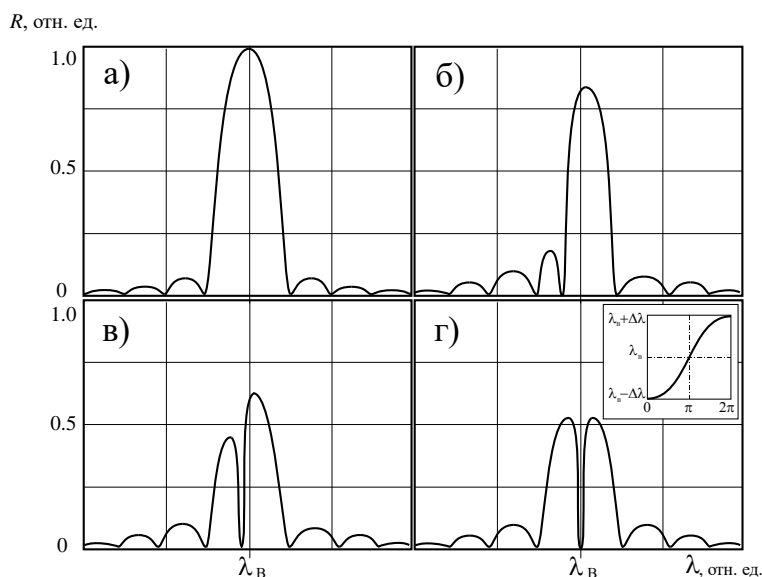
$$n(z) = \begin{cases} n + n_1 \cos(K_g + \phi_1), & 0 \leq z \leq L. \\ n + n_1 \cos(K_g + \phi_2), & L + d \leq z \leq T. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $d$  — расстояние между частями решётки,  $T$  — общая длина решётки,  $K_g = 2\pi/\lambda$  — волновой вектор решётки,  $\Lambda$  — период решетки,  $n_1$  — амплитуда фазовой отражательной решётки в обеих частях.

Тогда для этого случая можно показать, что выражение для коэффициента отражения решётки  $R$  имеет вид

$$R(\lambda) = \frac{\left| \sqrt{1-x^2} \operatorname{ctg} \varphi \operatorname{sh}(\gamma d \sqrt{1-x^2}) - 2x \operatorname{sh}^2\left(\frac{\gamma d}{2} \sqrt{1-x^2}\right) \right|^2}{\left| i + \operatorname{ch}(\gamma d \sqrt{1-x^2}) \left[ (1-x^2) \operatorname{ctg} \varphi - ix^2 \right] + x \sqrt{1-x^2} \operatorname{sh}(\gamma d \sqrt{1-x^2}) (i \cot \varphi - 1) \right|^2} \quad (2)$$





**Рис. 2.** Зависимость коэффициента отражения решётки от длины волны для различных значений  $\Delta\varphi$ . Вычисления производились по формуле (2):  $\Delta\varphi = 0$  (а),  $\Delta\varphi = \pi/3$  (б),  $\Delta\varphi = 2\pi/3$  (в),  $\Delta\varphi = \pi$  (г). На фрагменте г показана зависимость положения центрального минимума от  $\Delta\varphi$ .

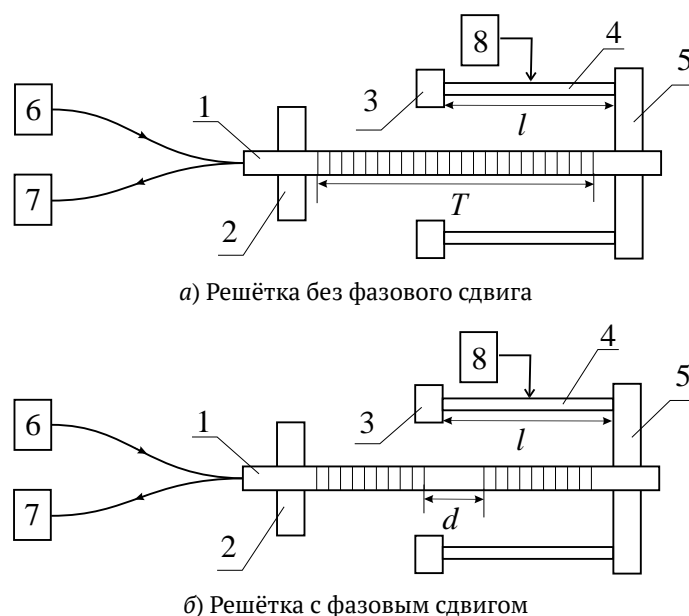
Здесь  $x = 2n/n_1 (\Lambda\lambda/\lambda)$ ,  $\gamma = \pi n_1/\lambda$ .

На рисунках 2а–2г представлены теоретические зависимости  $R(\lambda)$  для случаев  $\Delta\varphi = 0$ ,  $\Delta\varphi = \pi/3$ ,  $\Delta\varphi = 2\pi/3$ , и  $\Delta\varphi = \pi$ . Из представленных зависимостей отчётливо прослеживается формирование минимума слева от центрального максимума и его смещение к центру по мере увеличения разницы фаз между секциями. При величине разности фаз  $\Delta\varphi = \pi$  между секциями, положение минимума точно соответствует длине волны Брэгга  $\lambda_B$ . Здесь же отметим, что для случая  $\Delta\varphi = 0$ , спектральный отклик по форме совпадает со спектральным откликом «обычной» отражательной решётки Брэгга.

## 2. Эксперимент

Схема экспериментальной установки для исследования зависимости коэффициента отражения решётки от длины волны приведена на рисунке 3. Были исследованы два типа решеток: решётка без сдвига фаз (рисунок 3а), и решётка со сдвигом фаз между двумя частями (рисунок 3б). Решётки записывались в пропускающей геометрии при помощи импульсного лазера на длине волны  $\lambda = 320$  нм. Для записи решётки без фазового сдвига волокно освещалась интерференционной картиной, длина освещаемой части волокна составляла  $T = 30$  мм, и в волокне записывалась решётка такой же длины. Для записи решётки, состоящей из двух частей с фазовым сдвигом между ними, в волокне сначала записывалась решётка длиной  $L = 15$  мм, затем волокно сдвигалось на расстояние  $d$ , кратное целому числу длин полуволен  $\lambda_B$ .

В наших экспериментах расстояние  $d$  находилось в интервале 3–5 мкм. Таким образом, в экспериментах, соответствующих случаю, изображённому на рисунке 2б, записывалась решётка, состоящая из двух частей, разность фаз между которыми в исходном состоянии уже составляла  $\Delta\varphi = 0$ .



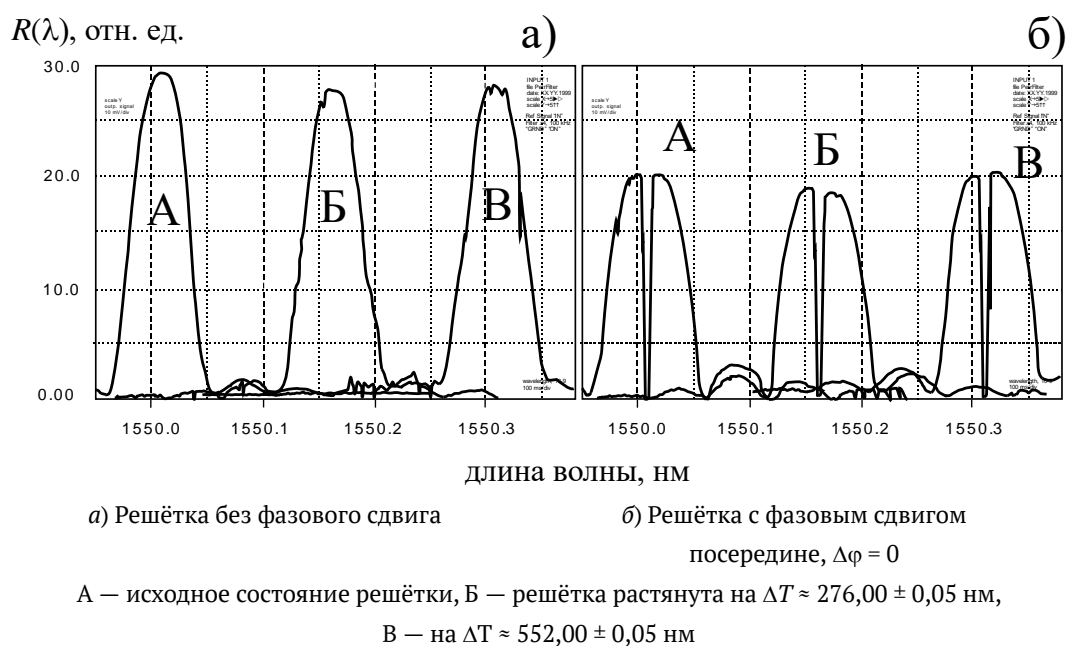
1 — волокно, 2 — неподвижная муфта, 3 — опора пьезопреобразователя, 4 — пьезопреобразователь, 5 — подвижная муфта, 6 — перестраиваемый лазер, 7 — фотоприёмник и осциллограф, 8 — источник пилообразного напряжения

**Рис. 3.** Схема экспериментальной установки для исследования зависимости коэффициента отражения решётки от длины волны

Особое внимание было уделено системе крепления волокна и его растяжения. На рисунке 3. показано поперечное сечение устройства крепления волокна. Главная задача системы крепления — обеспечить одинаковые условия растяжения двух образцов волокна. Для создания механического растяжения использовался цилиндрический пьезопреобразователь 4. К пьезопреобразователю прикладывалось управляющее напряжение пилообразной формы, что вызывало его линейное увеличение, и, следовательно, увеличение длины решётки  $T$ . Муфта 2 обеспечивала неподвижную фиксацию одного конца волокна, другой конец волокна фиксировался муфтой 5 (рисунок 3а).

Сам пьезопреобразователь был откалиброван по хорошо опробованной методике двухволнового взаимодействия, использованной, например, при абсолютных измерениях давления света и взаимодействия Казимира [10]. Отметим, что данная методика позволяет производить калибровку пьезопреобразователей, т. е. получать зависимость абсолютного удлинения от приложенного напряжения, с точностью до долей нанометра. Использование одного и того же пьезопреобразователя в обоих экспериментах, а также наличие его абсолютной калибровки позволяет нам говорить о высокой надежности абсолютных величин полученных результатов.

Измерения производились при помощи высокоточного перестраиваемого по длине волны лазера Agilent 6. Согласно техническому описанию данного лазера, точность установки длины волны составляет  $\pm 0,005$  нм. Регистрация сигнала производилось при помощи фото-



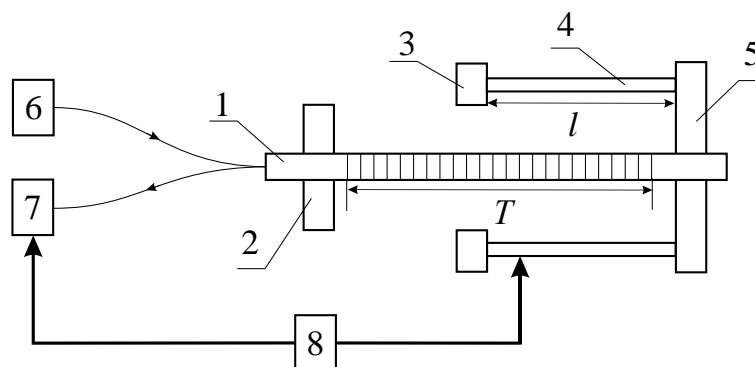
**Рис. 4.** Зависимости коэффициента отражения от длины волны  $R(\lambda)$  отражательной решётки Брэгга

приёмника и запоминающего осциллографа 7. Развёртка осциллографа была синхронизирована со скоростью сканирования лазера по длине волны, что позволяло получать на экране осциллографа зависимости  $R(\lambda)$ .

На рисунке 4а показаны примеры экспериментально измеренных зависимостей  $R(\lambda)$  для решётки без фазового сдвига, т. е. случай на рисунке 3а. График А соответствует исходному, не растянутому состоянию решётки. Измеренная длина волны Брэгга в этом случае  $\lambda_B \approx 1550,015 \pm 0,005$  нм. На графике Б показана зависимость  $R(\lambda)$  для решётки, растянутой, относительно начального состояния, на  $\Delta T \approx 276,00 \pm 0,05$  нм. Измеренная длина волны Брэгга в этом случае составила  $\lambda_B \approx 1550,165 \pm 0,005$  нм. На графике «В» показана зависимость  $R(\lambda)$  для решётки, растянутой, относительно начального состояния, на  $\Delta T \approx 552,00 \pm 0,05$  нм. Измеренная длина волны Брэгга в этом случае составила  $\lambda_B \approx 1550,315 \pm 0,005$  нм. Дифракционная эффективность решётки составила примерно 15%. В данных экспериментах величина дифракционной эффективности, форма отклика и спектральная селективность решётки практически не изменялись.

Дополнительные исследования показали, что при заданной длине растягиваемой решётки  $T = 30$  мм, её растяжение на величину до 700 нм обеспечивает линейную зависимость  $\Delta\lambda_B(\Delta T)$ . Дальнейшее растяжение волокна приводит к заметному изменению формы отклика решётки и нарушению линейной связи между растяжением волокна и изменением длины волны Брэгга решётки. Этот случай в рамках данной работы не рассматривается.

На рисунке 4б показаны аналогичные зависимости  $R(\lambda)$  для образца решётки с фазовым сдвигом  $\Delta\varphi = \pi$  (рисунке 2б). Можно видеть, что в этом случае зависимость  $R(\lambda)$  имеет харак-



1 – волокно, 2 – неподвижная муфта, 3 – опора пьезопреобразователя, 4 – пьезопреобразователь, 5 – подвижная муфта, 6 – перестраиваемый лазер, 7 – фотоприёмник и синхронный фазовый детектор, 8 – источник периодического напряжения

**Рис. 5.** Схема экспериментальной установки для исследования датчика малых периодических перемещений

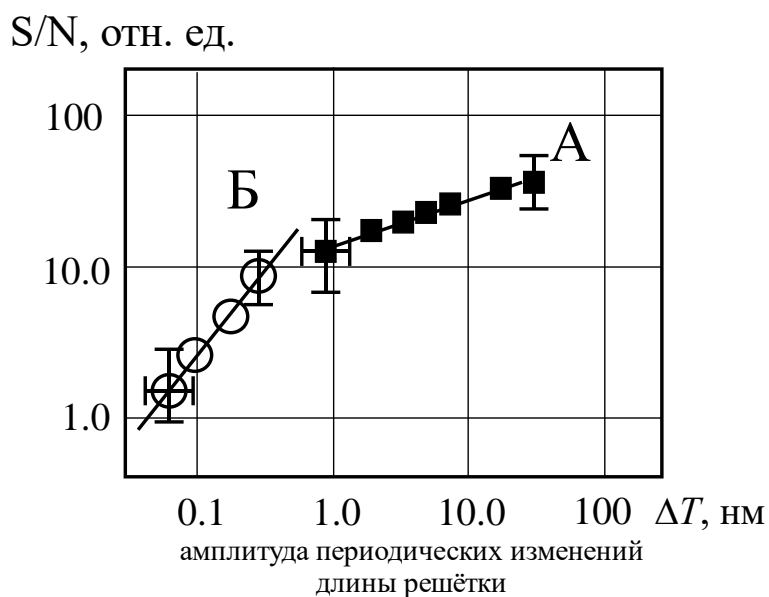
терный узкий минимум на длине волны Брэгга. По мере растяжения волокна происходит изменение периода решётки, что приводит к увеличению длины волны Брэгга, и, соответственно, к сдвигу центрального минимума.

На рисунке 5 показана схема установки для исследования датчика малых периодических перемещений на основе оптического волокна с отражательной решёткой Брэгга как без фазового сдвига, так и с фазовым сдвигом.

Элементы установки 1–6 полностью совпадают с элементами установки, показанными на рисунке 3. Отличие состоит в элементах 7 и 8. В данном эксперименте использовались фотоприёмник, подключённый к синхронному фазовому детектору серии Sr 810 DSR – Lock-in Amplifier 7, а в качестве элемента 8 – использовался источник электрического напряжения, имеющего вид  $U = U_0 + U_m \cos \Omega t$ . Постоянное смещение  $U_0$  позволяло создавать постоянное растяжение волокна, соответствующее состоянию Б (рисунке 4). Переменная величина напряжения  $U_m$  создавала периодическое изменение длины решётки  $T = T + \Delta T \cos \Omega t$ . Здесь  $\Delta T$  – малое периодическое изменение длины решётки, которое необходимо измерить. Гармонический синхросигнал на частоте  $\Omega/2\pi$  с 8 поступал на 7, что позволяло обеспечивать синхронное детектирование измеряемой амплитуды сигнала. Рабочая частота  $\Omega/2\pi$  была выбрана равной 87,14 Гц исходя из наибольшего отношения сигнал-шум при выполняемых измерениях. Измерения проводились в полосе частот 0,3 Гц.

Длина волны лазера в этих экспериментах была фиксированной, и устанавливалась таким образом, чтобы Р. Т. находилась примерно на середине склона зависимости  $R(\lambda)$  (рисунк 1).

Измерения производились следующим образом. При периодическом изменении длины решетки относительно среднего значения, соответствующего состояниям Б на рисунке 4, происходило периодическое изменение отражённой мощности падающего на решётку света. Данные периодические изменения регистрировались фотоприёмником, а затем изменения тока фотоприёмника регистрировались при помощи синхронного фазового детектора.



А — решётка без фазового сдвига, Б — решётка с фазовым сдвигом.

**Рис. 6.** Зависимость отношения сигнал-шум на выходе датчика периодических перемещений от амплитуды перемещений. Сплошные линии — результат вычисления по формуле 2 касательной в Р. Т.

На рисунке 6 показаны амплитуды выходного электрического сигнала в зависимости от изменения длины решётки — зависимость А, когда используется решётка без фазового сдвига, и рабочей точкой в случае, как показано на рисунке 1а, и зависимость Б — для решётки с фазовым сдвигом, и рабочей точкой, как показано на рисунке 1б.

### Заключение

Чувствительность любого датчика определяется углом наклона касательной, проведённой к рабочей точке. Как следует из представленных нами теоретических и экспериментальных результатов, при использовании отражательной решётки Брэгга с фазовым сдвигом посередине, можно получить чувствительность такого датчика в 6–10 раз лучшую, чем при использовании обычной решётки Брэгга.

Экспериментально продемонстрированная в данной работе чувствительность датчика малых периодических перемещений составила: для «обычной» отражательной решётки Брэгга — примерно 0,8 нм, для отражательной решётки с фазовым сдвигом — примерно 0,06 нм при измерениях на гармоническом сигнале в полосе частот 0,3 Гц.

Угол наклона касательной в случае «обычной», т. е. без фазового сдвига отражательной решётки Брэгга определяется её спектральной селективностью  $\Delta\lambda$ , которая, в свою очередь, определяется толщиной решётки  $T$ . Однако, используя решётку той же толщины  $T$ , но со сдвигом фаз между её половинами, можно всегда получить чувствительность датчика лучшую, чем для «обычной» решётки.

В предельном случае чувствительность такого датчика будет определяться длиной когерентности используемого лазера.

### СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

- [1] **Kashiyap, R.** Fiber Bragg Gratings / R. Kashiyap. — USA : Academic Press, 1999. — 459 p.
- [2] **Torres, P.** Spectral response of locally pressed fiber Bragg grating / P. Torres, L. C. G. Valente // Optics Communications. — 2002. — Vol. 208. — P. 285–291.
- [3] **Agrawal, G. P.** Phase-Shifted Fiber Bragg Gratings and their Application for Wavelength Demultiplexing / G. P. Agrawal, S. Radic // IEEE Photonics Technology Letters. — 1994. — Vol. 6. — №3. — P. 995–997.
- [4] **Sun, J.** Fabrication of  $\pi$  phase-shifted grating and its application in narrow linewidth 1.5  $\mu\text{m}$  Er-doped fiber lasers / J. Sun, Z. Wang, M. Wang, et al. // Optics Communications. — 2018. — Vol. 407. — P. 345–348.
- [5] **Petrov, V. M.** Control of optical transfer function by phase-shift keying of a holographic Bragg grating / V. M. Petrov, S. Lichtenberg, J. Petter, et al. // Optics Communications. — 2004. — Vol. 229. — P. 131–139.
- [6] **Heinisch, C.** Phase-Shift Keying of an Optical Bragg Cell Filter / C. Heinisch, S. Lichtenberg, V. M. Petrov, et al. // Optics Communications. — 2005. — Vol. 253. — P. 320–331.
- [7] **Lumineau, J.** Phase-shifted volume Bragg gratings in photo-thermo-refractive glass / J. Lumineau, V. Smirnov, L. Glebov // Proc. of SPIE. — 2008. — Vol. 6890. — P. 68900A.
- [8] **Kogelnik, H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — P. 2909–2947.
- [9] **Petrov, V. M.** A dynamic narrow-band tunable optical filter / V. M. Petrov, C. Karaboue, J. Petter, et al. // Applied Physics B. — 2003. — Vol. 76. — №1. — P. 41–44.
- [10] **Петров, В. М.** Интерференция и дифракция для информационной фотоники / В. М. Петров, А. В. Шамрай. — С.-Петербург : Лань, 2019. — 460 с.

#### 48. **Воспроизведение синтезированных с использованием преобразования Хартли голограмм при помощи микрозеркального модулятора и их применение в задачах оптической обработки информации**

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

Проведён компьютерный синтез амплитудных голограмм с использованием преобразования Хартли. Осуществлён вывод синтезированных бинаризованных голограмм на микрозеркальный пространственно-временной модулятор света. Выполнен сравнительный анализ голограмм, синтезированных с использованием преобразований Фурье и Хартли, по средней дифракционной эффективности по объекту и относительной ошибке восстановления изображения по интенсивности. Подтверждена применимость голограмм, синтезированных с использованием преобразования Хартли, в качестве фильтров в некогерентных оптических корреляторах.

*Ключевые слова:* Синтез голограмм, Преобразование Хартли, Микрозеркальный модулятор, Некогерентные корреляторы.

*Цитирование:* **Евтихийев, Н. П.** Воспроизведение синтезированных с использованием преобразования Хартли голограмм при помощи микрозеркального модулятора и их применение в задачах оптической обработки информации / Н. Н. Евтихийев, В. В. Краснов, Д. Ю. Молодцов, В. Г. Родин, Р. С. Стариков, П. А. Черемхин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 310–314.

#### **Введение**

В настоящее время микрозеркальные модуляторы успешно используются при решении различных задач информационной оптики, например таких как оптическое кодирование [1] или распознавание образов [2]. В отличие от жидкокристаллических пространственно-временных модуляторов света микрозеркальные модуляторы [3] осуществляют амплитудную модуляцию с помощью отражения светового потока от матрицы микрозеркал. Быстродействие таких модуляторов на два-три порядка превышает быстродействие жидкокристаллических модуляторов света, что важно при использовании микрозеркальных модуляторов в качестве устройств оперативного вывода голографических и дифракционных оптических элементов.

В оптических корреляторах успешно применяются голограммы Фурье, как зарегистрированные оптическими методами, так и синтезированные на компьютере. Но, как известно, преобразование Фурье всегда производится в комплексной плоскости, в т. ч. и для действительных функций, которыми обычно описываются распознаваемые объекты. Отличительной особенностью преобразования Хартли [4] является то, что образ действительной функции

всегда является действительным, в отличие от преобразования Фурье. Поэтому при вычислении преобразования Хартли осуществляется в два раза меньше операций, чем при вычислении преобразования Фурье, что может оказаться полезным в быстродействующих распознающих системах, в которых требуется оперативный синтез голограмм-фильтров. Так как преобразование Хартли действительно, его удобно использовать при синтезе амплитудных голограмм, а для вывода синтезированных с его помощью голограмм уместно использовать именно быстродействующие микрзеркальные модуляторы.

Таким образом, целью работы являлось исследование применимости голограмм, синтезированных с использованием преобразования Хартли, в качестве фильтров в некогерентных оптических корреляторах и проведение сравнительного анализа голограмм, синтезированных с использованием преобразований Фурье и Хартли при их выводе на микрзеркальном модуляторе.

### 1. Взаимосвязь преобразований Фурье и Хартли

Введение преобразования Хартли было вызвано необходимостью обработки информации, которая представляет собой последовательности вещественных данных (одномерных и двумерных). Данный вид преобразования назван в честь Р. Хартли, опубликовавшего в 1942 году статью о паре интегральных преобразований — прямом и обратном, использующих введенную им функцию.

$$\text{cas } \theta = \cos \theta + \sin \theta.$$

Прямое и обратное преобразования Хартли [3] задаются парой формул:

$$H(f) = \int_{-\infty}^{\infty} V(t) \text{cas}(2\pi ft) dt,$$

$$V(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(f) \text{cas}(2\pi ft) df,$$

где  $f$  — циклическая частота, а функция  $\text{cas}$  представляет собой сумму косинуса и синуса одного аргумента:  $\text{cas}(2\pi ft) = \cos(2\pi ft) + \sin(2\pi ft)$ .

В отличие от преобразования Фурье, отображающего вещественные функции в комплексную область и несимметричного по комплексной переменной (происходит изменение знака при переходе от прямого к обратному преобразованию) преобразование Хартли осуществляет прямое и обратное преобразования только в вещественной области и обладает указанной симметрией. Взаимосвязь преобразований Фурье и Хартли базируется на анализе свойства симметрии. Преобразование Фурье равно разности четной составляющей преобразования Хартли и нечетной составляющей, умноженной на мнимую единицу, а преобразование Хартли определяется как разность вещественной и мнимой составляющих преобразования Фурье.



В работе [5] было аналитически показано, что голограммы, синтезированные с использованием преобразования Хартли, могут применяться в некогерентных оптических корреляторах в качестве голограмм-фильтров, что может повысить быстродействие синтеза голографических фильтров для оптических корреляторов в два раза.

## **2. Синтез голограмм с использованием преобразования Хартли**

Алгоритм синтеза голограмм для некогерентных оптических корреляторов с использованием преобразования Хартли схож с алгоритмом синтеза таких голограмм с использованием преобразования Фурье [6]. Требуемый импульсный отклик голограммы-фильтра, заданный в виде растрового изображения или числового массива, помещается на входное поле с числом отсчетов, равным числу отсчетов в синтезируемой голограмме. Эквивалентный точечный опорный источник считается помещенным в центр входного поля. Изображение требуемого импульсного отклика помещается относительно центра входного поля таким образом, чтобы обеспечить его пространственное разделение с другими дифракционными порядками при восстановлении изображения с голограммы.

В случае синтеза голограммы для некогерентного коррелятора возникает необходимость в использовании случайной фазовой маски, накладываемой на изображение импульсного отклика, для увеличения её эффективной площади и, таким образом, повышения дифракционной эффективности синтезируемой голограммы. Учитывая вещественность преобразования Хартли, в качестве возможных значений фазы возможен случайный выбор только двух значений 0 и  $\pi$ .

Далее находится коэффициент амплитудного пропускания синтезируемой голограммы. Так как преобразование Хартли вещественно, при синтезе голограммы Хартли, в отличие от синтеза голограммы Фурье, добавление комплексно-сопряженного образа опорного объекта не требуется. Для получения неотрицательного коэффициента амплитудного пропускания синтезируемой голограммы к формируемому образу добавляется положительное постоянное смещение, равное или превышающее максимум модуля отрицательного значения образа. Перед сохранением синтезированной голограммы в виде файла выполнялось нормирование её коэффициента амплитудного пропускания на единицу. Так как микрозеркальный модулятор осуществляет бинарную модуляцию, перед выводом синтезированные голограммы подвергаются процедуре бинаризации с использованием либо одношаговых [7], либо итеративных методов бинаризации [8].

## **3. Вывод синтезированных голограмм на микрозеркальный модулятор**

В работе был проведен синтез голограмм с использованием преобразований Фурье и Хартли для различных изображений контурных и неконтурных объектов. Объекты имели размеры  $128 \times 128$  отсчетов, которые могли принимать значения от 0 до 255, и различались как по

форме, так и по степени заполненности изображений ненулевыми отсчетами. Степень заполненности изображений ненулевыми отсчетами вычислялась как отношение средней величины значений отсчетов к максимальному значению отсчета в изображении.

Был проведен сравнительный анализ синтезированных голограмм, в качестве наиболее значимых параметров были выбраны полная дифракционная эффективность по объекту, так как она отражает использование мощности в восстановленном изображении в границах и, учитывая, что голограммы будут использоваться в некогерентных корреляторах, относительная ошибка восстановления изображения по интенсивности, рассчитанная как среднеквадратическое отклонение интенсивности восстановленного объекта от расчетного объекта. По результатам анализа получено, что основные характеристики голограмм отличаются не более чем на 6%, таким образом использование преобразования Хартли не ухудшает, а для некоторых объектов улучшает качество восстановленных изображений.

Было проведено оптическое восстановление изображений с синтезированных бинарных голограмм, синтезированных с использованием преобразований Фурье и Хартли с числом отсчетов  $512 \times 512$  и  $1024 \times 1024$ . Вывод голограмм осуществлялся на микрозеркальный и, для сравнения, на жидкокристаллический модуляторы света. Получено визуальное сходство качества восстановленных изображений, что подтверждает применимость голограмм, синтезированных с использованием преобразования Хартли, в качестве фильтров в некогерентных оптических корреляторах.

### Заключение

В работе был проведён компьютерный синтез амплитудных голограмм с использованием преобразования Хартли, результаты экспериментов по выводу бинаризованных голограмм на микрозеркальный и жидкокристаллический модуляторы света подтверждают результаты численных экспериментов о близости качества изображений, восстанавливаемых с голограмм, синтезированных с использованием преобразований Фурье и Хартли. Учитывая, что быстродействие микрозеркальных модуляторов превышает быстродействие жидкокристаллических, а при вычислении преобразования Хартли осуществляется в два раза меньше операций, чем при вычислении преобразования Фурье, при синтезе голограмм, их совместное применение, обосновано в высокоскоростных распознающих устройствах, где требуется оперативный синтез и вывод голограмм-фильтров.

### Список источников

- [1] **Евтихийев, Н. Н.** Оптическое кодирование QR-кодов в схеме с пространственно-некогерентным освещением на базе двух микрозеркальных модуляторов света / Н. Н. Евтихийев, В. В. Краснов, И. Д. Кузьмин, Д. Ю. Молодцов, В. Г. Родин, Р. С. Стариков, П. А. Черемхин // Квантовая электроника. — 2020. — Том 50. — №2. — С. 195–196.
- [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] **Hornbeck, L. J.** Bistable deformable mirror device / L. J. Hornbeck, W. E. Nelson // OSA Technical Digest Series. — 1988. — Vol. 8. — P. 107.

- [4] **Bracewell, R. N.** Aspects of the Hartley transform / R. N. Bracewell // Proc. IEEE. — 1994. — Vol. 82. — №3. — P. 381–387.
- [5] **Родин, В. Г.** Сравнение характеристик голограмм для некогерентных корреляторов, синтезированных с использованием преобразований Фурье и Хартли / В. Г. Родин, С. Н. Стариков, П. А. Черемхин, В. В. Краснов // Вестник Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ». — 2014. — Том 3. — №4. — С. 501–509.
- [6] **Molodtsov, D. Yu.** Impact of DMD-SLMs errors on reconstructed Fourier holograms quality / D. Yu. Molodtsov, P. A. Cheremkhin, V. V. Krasnov, V. G. Rodin // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 737. — P. 012074.
- [7] **Otsu, N.** A threshold selection method from gray-level histograms / N. Otsu // IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics. — 1979. — Vol. 9. — №1. — P. 62–66.
- [8] **Wyrowski, F.** Iterative quantization of digital amplitude holograms / F. Wyrowski // Applied Optics. — 1989. — Vol. 28. — №18. — P. 3864–3869.

## 49. Итеративные методы бинаризации цифровых голограмм с использованием диффузии ошибки

*Е. А. Курбатова, В. Г. Родин, П. А. Черемхин*

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Для задачи бинаризации цифровых голограмм в работе рассмотрены итеративные методы, использующие процедуру диффузии ошибки. Проведена сравнительная оценка методов по качеству восстановления изображений с бинаризованных голограмм на примере экспериментально зарегистрированных цифровых голограмм. Проведён анализ влияния количества итераций методов на качество восстановления изображений.

*Ключевые слова:* Цифровая голография, Бинаризация голограмм, Диффузия ошибки, Итеративное сжатие голограмм, Микрозеркальный модулятор света.

*Цитирование:* Курбатова, В. Г. Итеративные методы бинаризации цифровых голограмм с использованием диффузии ошибки / Е. А. Курбатова, В. Г. Родин, П. А. Черемхин // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 315–319.

### Введение

В настоящее время наиболее широко распространены два типа пространственно-временных модуляторов света: жидкокристаллические и микрозеркальные. Для многих задач, таких как создание голографических дисплеев [1], оптических корреляторов [2], оптическое кодирование информации [3–4] и др., наиболее применимы высокоскоростные микрозеркальные модуляторы (МЗМ). В силу бинарности модуляции МЗМ для оптического восстановления изображений и 3D-сцен необходимо проводить бинаризацию голограмм.

Для повышения скорости передачи голограмм по каналам связи и снижения требований к объемам архивной памяти, необходимой для их хранения проводится компрессия файлов цифровых голограмм. Данная задача может решаться также с помощью бинаризации голограмм. Наиболее распространенными методами бинаризации являются локальные и глобальные методы бинаризации по порогу [5–6], а также различные реализации метода диффузии ошибки [7–8]. За счет итеративности методов бинаризации можно достичь более высокого качества восстановленных изображений.

В данной работе рассмотрены методы повышения качества восстановления изображений с бинаризованных оптически зарегистрированных голограмм за счёт сочетания итеративных методов бинаризации и операции диффузии ошибки. В работе рассматриваются методы с итеративным изменением порога бинаризации и процедурой диффузии ошибки, применяемой на каждом шаге, а также на последнем шаге.

## **1. Итеративные методы бинаризации голограмм с использованием диффузии ошибки**

Алгоритм метода итеративного изменения порога бинаризации с процедурой диффузии ошибки во время каждой итерации (метод № 1) состоит из следующих шагов [9]:

1. Задаются диапазон пороговых значений и количество шагов бинаризации (количество итераций).

2. Значения яркости каждого пикселя голограммы сравниваются с максимальным и минимальным пороговыми значениями. Пиксели со значениями яркости менее минимального и более максимального значения порога приобретают значения «0» и «1», соответственно, для каждого пикселя проводится процедура диффузии ошибки.

3. Пороговые значения изменяются в соответствии с заданным количеством итераций и диапазоном пороговых значений.

4. Повторяется шаг №2 с новыми пороговыми значениями.

Шаг №2 является первой итерацией данного метода. Шаги №3 и 4 повторяются до того момента, когда максимальное и минимальное пороговые значения сравниваются и проводится стандартная процедура диффузии ошибки с данным пороговым значением.

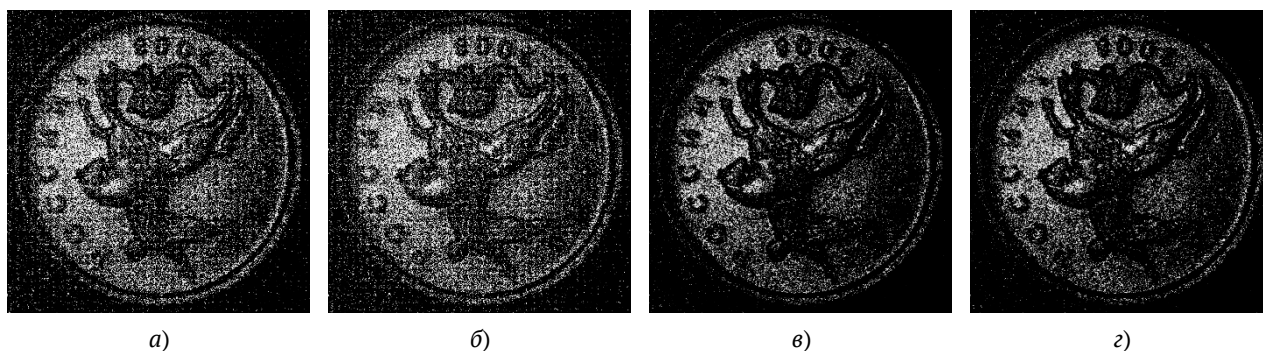
При такой итеративной реализации диффузии ошибки должен происходить более корректный учёт особенностей распределения яркости пикселей голограммы, чем при стандартной бинаризацией методом диффузии ошибки за счет плавного изменения порогового значения.

Вторым рассмотренным вариантом реализации итеративного метода диффузии ошибки является процедура итеративного изменения порога бинаризации и применения диффузии ошибки только во время последней итерации алгоритма (метод №2) [9]. Алгоритм данного метода аналогичен алгоритму метода №1, однако при проведении шагов №2 и 4 процедура диффузии ошибки не проводится. Вместо этого для каждого пикселя голограммы вычисляется разница исходного значения яркости пикселя и присвоенного ему значения («1» или «0»). Для каждого пикселя данное значение разницы сохраняется с коэффициентом, равным отношению номера итерации и заданного количества итераций. Процедура диффузии ошибки проводится только при проведении последней итерации с учетом всех накопленных значений ошибки.

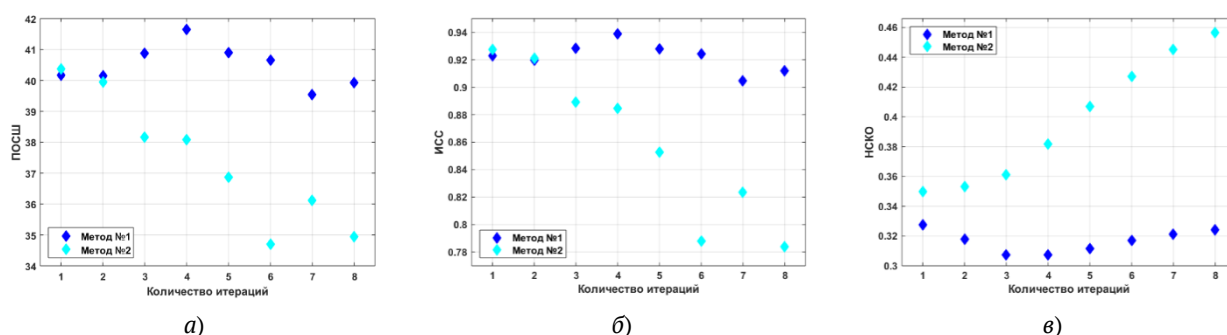
Таким образом, однократное проведение диффузии ошибки позволяет избежать случайного повторного накопления ошибки как в методе №1.

## **2. Результаты восстановления изображений с голограмм, бинаризованных итеративными методами диффузии ошибки**

Для бинаризации экспериментально записанных голограмм 3D-объектов использовались описанные Методы №1 и 2 с использованием матриц распространения весовых коэффициентов Флойда-Стенберга [7], Джарвиса [10], Аткинсона [11] и точечной диффузии Кната [12]. Расстояния от объектов сцен до плоскости фотосенсора камеры составляло от 0,4 до 1,5 м.



**Рис. 1.** Примеры восстановленных изображений с экспериментально записанной цифровой голограммы, бинаризованной Методами № 1 (а, б) и № 2 (в, з) при использовании матрицы Джарвиса в случае 2 (а, в) и 4 (б, з) итераций



**Рис. 2.** Зависимости величин оценки качества восстановления изображений с бинаризованных цифровых голограмм Методами № 1 и 2 в случае использования матрицы весовых коэффициентов Аткинсона от количества итераций

Восстановление изображений с зарегистрированных голограмм в исходном и бинаризованном виде производилось с использованием метода прямого расчёта дифракции Френеля.

Была проведена сравнительная оценка реализованных методов по качеству восстановленных с бинаризованных голограмм изображений и влияния количества итераций на качество восстановления.

На рисунке 1 представлены примеры восстановленных изображений объемной сцены с голограмм, бинаризованных Методами № 1 (а, б) и 2 (в, г) в случае 2 (а, в) и 4 (б, г) итераций соответственно при использовании матрицы весовых коэффициентов Джарвиса. На рисунке 2 представлены зависимости пикового отношения сигнал/шум (ПОСШ), нормированного среднеквадратического отклонения восстановленных с исходной полутоновой и с бинаризованной голограммы изображений (НСКО) и индекса структурного сходства (ИСС) для Методов № 1 и 2 в случае использования матрицы весовых коэффициентов Аткинсона от количества итераций.

Как видно, использование метода с итеративным изменением порога бинаризации и диффузией ошибки на каждой итерации позволяет повысить качество восстановленных изображений лишь на 0,1 % при 2 итерациях метода, дальнейшее повышение количества ите-

раций приводит к ухудшению качества при значительном повышении ресурсоемкости метода и, соответственно, не является целесообразным в случае сжатия оптически зарегистрированных цифровых голограмм.

Применение метода с диффузией ошибки только на последнем этапе позволяет повысить качество восстановления изображений до 12%, для чего достаточно всего 2–5 итераций. При этом не происходит существенного увеличения вычислительной ресурсоемкости метода.

### Заключение

В данной работе был проведен сравнительный анализ двух итеративных методов бинаризации голограмм на основе применения процедуры диффузии ошибки: при каждой итерации и только во время последней. Представлены примеры восстановленных изображений с голограмм, бинаризованных данными методами.

Применение диффузии ошибки на каждой итерации приводит к случайному повторному накоплению ошибки и не способствует повышению качества восстановления. Итеративное изменение порога с процедурой диффузии ошибки на последней итерации позволяет повысить качество восстановления до 12%.

### 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 Transactions on Industrial Informatics*. — 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 // *Optics & Laser Technology*. — 2019. — Vol. 109. — P. 370–380.
- [4] **Евтихийев, Н. Н.** Оптическое кодирование QR-кодов в схеме с пространственно-некогерентным освещением на базе двух микрзеркальных модуляторов света / Н. Н. Евтихийев, В. В. Краснов, И. Д. Кузьмин, Д. Ю. Молодцов, В. Г. Родин, Р. С. Стариков, П. А. Черемхин // *Квантовая электроника*. — 2020. — Том 50. — №2. — С. 195–196.
- [5] **Gonzalez, R. C.** Thresholding. *Digital image processing* / R. C. Gonzalez, R. E. Woods; 4th ed. New York: Pearson, 2018.
- [6] **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.
- [7] **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. — P. 75–77.
- [8] **Eschbach, R.** Comparison of error diffusion methods for computer-generated holograms / R. Eschbach // *Applied Optics*. — 1991. — Vol. 30. — P. 3702–3710.

- [9] **Курбатова, Е. А.** Итеративная бинаризация цифровых голограмм с применением метода диффузии ошибки / Е. А. Курбатова, В. Г. Родин, П. А. Черемхин // Автометрия. — 2020. — Том 56. — №2. — С. 118–125.
- [10] **Jarvis, J. F.** A survey of techniques for the display of continuous tone pictures on bi-level displays / J. F. Jarvis, C. N. Judice, W. H. Ninke // Computer Graphics and Image Processing. — 1976. — Vol. 5. — Iss. 1. — P. 13–40.
- [11] **Seckar, J.** Relation of statistical information and visual quality in halftone images / J. Seckar, P. Pokorny // Annals of DAAAM and Proc. of the XXI Intern. DAAAM Symp. «Intelligent Manufacturing and Automation: Focus on Interdisciplinary Solutions». Zadar, Croatia, 20–23 Oct. — 2010. — P. 1419–1420.
- [12] **Knuth, D. E.** Digital Halftones by Dot Diffusion / D. E. Knuth // ACM Transcripts on Graphics. — 1987. — Vol. 6. — №4. — P. 245–273.



*Научное издание*

## HOLOEXPO 2020

XVII международная конференция по голографии  
и прикладным оптическим технологиям

Тезисы докладов

Редактор А. Ю. Жердев

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)