

# ТРУДЫ

Российского  
научно-технического общества  
радиотехники, электроники и связи  
имени А.С. Попова

**Серия: АКУСТООПТИЧЕСКИЕ И  
РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ  
И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ**

**Выпуск: XI**



**Москва–Суздаль, 2018**

УДК [621.396.96+528.8](082)  
ББК 32.844+23.12  
А44

**Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации:**  
Материалы 11-й Международной научно-технической конференции / Российское НТОРЭС  
им. А.С. Попова. Суздаль. Россия. 2018.

**Рецензенты:**

проф. Боголюбов А.Н., проф. Волосюк В.К., проф. Кравченко В.Ф.,  
проф. Морозов А.Н., д.ф.-м.н. Пожар В.Э.

**11-я Международная конференция  
АКУСТООПТИЧЕСКИЕ И РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ  
И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ**

**7 – 10 октября 2018, Суздаль, Россия**

---

**11<sup>th</sup> International Conference  
ACOUSTOOPTIC AND RADAR METHODS FOR INFORMATION  
MEASUREMENTS AND PROCESSING**

**October 7 – 10, 2018, Suzdal, Russia**

**СБОРНИК ДОКЛАДОВ**

**PROCEEDINGS**

Авторы несут юридическую ответственность за содержание материалов, представленных в докладах.

ISBN 978-5-905278-36-7

© Авторы докладов  
© НТЦ УП РАН  
© РНТОРЭС имени А.С. Попова

## **ОРГАНИЗАТОРЫ**

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,  
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Российское НТОРЭС им. А.С. Попова,  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

## **ПРИ УЧАСТИИ**

Владимирский государственный университет,  
Владимирское региональное отделение РНТОРЭС им. А.С. Попова

---

## **ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ**

**Председатель:** академик РАН Пустовойт Владислав Иванович  
**Сопредседатель:** проф. Кравченко Виктор Филиппович

### **Члены программного комитета:**

проф. Боголюбов А.Н. (Россия), проф. Волосюк В.А. (Украина),  
академик РАН Гуляев Ю.В. (Россия), проф. Денг Х. (Deng Hai, США),  
проф. Кравченко В.Ф. (Россия), проф. Пожар В.Э. (Россия),  
проф. Пономарев В.И. (Мексика), академик РАН Федоров И.Б. (Россия)

---

## **ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ**

**Председатель:** академик РАН Пустовойт Владислав Иванович  
**Сопредседатель:** проф. Кравченко Виктор Филиппович

### **Члены организационного комитета:**

проф. Булатов М.Ф. (Россия), проф. Горбунов Ю.Н. (Россия),  
проф. Кутуза Б.Г. (Россия), проф. Морозов А.Н. (Россия), д.т.н. Павликов В.В. (Украина),  
д.ф.-м.н. Прилуцкий А.А. (Россия), доцент Самсонов Г.А. (Россия),  
д.ф.-м.н. Татаренко Н.И. (Россия), проф. Чернышев С.Л. (Россия),  
проф. Эктор Перес Меана (Nector Perez Meana, Мексика)

---

## **СПОНСОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ**

Российский фонд фундаментальных исследований,  
Научно-технологический центр  
уникального приборостроения РАН,  
Отделение нанотехнологий  
и информационных технологий РАН

## **ИНФОРМАЦИОННАЯ ПОДДЕРЖКА**



ARMIMP-2018:  
<http://www.armimp.ru>  
<http://rntores.ru/ARMIMP/ARMIMP.htm>

Журнал «Физические основы приборостроения»  
jfop.ru

---

## СОДЕРЖАНИЕ ♦ CONTENTS

<b>ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ .....</b>	<b>7</b>
<b>Задачи математической теории дифракции на телах с ребрами и коническими точками</b> <i>Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Ровенко В.В. ....</i>	<b>8</b>
<b>СЕКЦИЯ 1, 2. МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ОПТИКЕ И РАДИОЛОКАЦИИ. R-ФУНКЦИИ, АТОМАРНЫЕ ФУНКЦИИ, ВЕЙВЛЕТЫ, ФРАКТАЛЫ И ХАОС .....</b>	<b>12</b>
<b>Математическое моделирование задач дифракции на телах со сложной геометрией</b> <i>Боголюбов А.Н., Бородачев Л.В., Могилевский И.Е., Ровенко В.В. ....</i>	<b>12</b>
<b>Полностью консервативные алгоритмы математического моделирования приборов терагерцового диапазона с распределенным взаимодействием</b> <i>Свешников А.Г., Боголюбов А.Н., Быков А.А. ....</i>	<b>14</b>
<b>Высокочастотное асимптотическое приближение для постоянных распространения круглого однородного диэлектрического волновода</b> <i>Апельцин В.Ф. ....</i>	<b>17</b>
<b>Оценки ошибок усечения для ряда Кравченко-Котельникова и некоторых обобщенных рядов на его основе</b> <i>Будунова К.А. ....</i>	<b>19</b>
<b>О некоторых свертках атомарных функций и В-сплайнов Шенберга</b> <i>Коновалов Я.Ю. ....</i>	<b>23</b>
<b>Сравнительный анализ характеристик диаграмм направленности планарных излучателей с различными формами апертуры</b> <i>Петров А.С., Прилуцкий А.А. ....</i>	<b>27</b>
<b>Усовершенствованный метод матриц рассеяния в составе гибридных методов моделирования многослойных дифракционных структур</b> <i>Петухов А.А. ....</i>	<b>31</b>
<b>Решение задачи синтеза зеркального коллиматора со скругленными краями методами математического моделирования</b> <i>Хлебников Ф.Б., Коняев Д.А., Боголюбов А.Н., Шапкина Н.Е. ....</i>	<b>33</b>
<b>Моделирование взаимодействия поля и электронного пучка в волноводных лестничных структурах на основе алгоритма частичной дискретизации</b> <i>Быков А.А. ....</i>	<b>36</b>



<b>Преимущества использования вейвлет-преобразования при формировании пространства признаков дальностных портретов для нейросетевого классификатора</b> <i>Баулин Ф.Б., Бурый Е.В.</i> .....	38
<b>Использование модели призмы Пехана ПК-0 для анализа хода лучей в системе объектив+призма при покачивании призмы</b> <i>Каратеева А.А., Качурин Ю.Ю.</i> .....	42
<b>Трансдисциплинарные аспекты фрактальных моделей</b> <i>Короленко П.В., Кубанов Р.Т., Ружицкая Д.Д., Рыжикова Ю.В.</i> .....	45
<b>Алгоритм определения примесей с малой концентрацией в задаче идентификации веществ по ИК спектрам</b> <i>Васильев Н.С.</i> .....	49
<b>Исследование возможностей повышения уровня сигнала внутри зданий для беспроводных сетей</b> <i>Львович И.Я., Преображенский А.П., Чопоров О.Н., Косых А.В., Тамбовцев Г.А.</i> .....	51
<b>Математическое моделирование диаграммы направленности цилиндрического рассеивателя на основе измерений электромагнитного поля в ближней зоне</b> <i>Шитикова К.М., Балабуха Н.П., Шапкина Н.Е., Коняев Д.А.</i> .....	55
<b>Обоснование способа защиты сверхширокополосных радиолиний передачи данных от воздействия узкополосных помех</b> <i>Зайцев А.В., Соловьев В.А., Царегородцев Е.Л., Кичулкин Д.А., Красавцев О.О., Ефременков С.А.</i> .....	58
<b>Анализ характеристик многоэлементного излучателя на основе однокаскадной шахматной схемы возбуждения</b> <i>Русов Ю.С., Пропастин А.А.</i> .....	63
<b>Экспериментальная оценка качества одномасштабной модели рассеяния радиоволн на взволнованной поверхности моря</b> <i>Данилычев М.В.</i> .....	65
<b>Сегментация изображений различной физической природы на основе нечетких отношений</b> <i>Чуриков Д.В.</i> .....	69
<b>Поляризационные датчики магнитного поля на основе феррогранатовых плёнок</b> <i>Булатов М.Ф., Чуриков Д.В.</i> .....	73
<b>Влияние ионосферы на вероятностные характеристики приема широкополосных сигналов с фазовой манипуляцией в спутниковых системах связи</b> <i>Батанов В.В., Назаров Л.Е., Назарова З.Т.</i> .....	75
<b>Анализ конформационной подвижности и оценка изгибной жесткости димеров и тетрамеров белка тубулина</b> <i>Коваленко И.Б., Орехов Ф.С., Федоров В.А., Холина Е.Г., Гудимчук Н.Б., Жмуров А.А.</i> .....	77

**СЕКЦИЯ 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ ..... 82**

<b>Формирование многополосной функции пропускания с высокой спектральной плотностью на базе многочастотной акустооптической дифракции</b> <i>Проклов В.В., Резвов Ю.Г.</i> .....	82
<b>Специализированные спектральные индексы для выявления участков незаконного культивирования растений</b> <i>Саворский В.П., Панова О.Ю., Савченко Е.В., Данилычев М.В., Кашницкий А.В., Кутуза И.Б., Мачихин А.С.</i> .....	86
<b>Проверка методики распознавания гиперспектральных сигналов по их априори известным спектральным признакам с использованием многополосных акустооптических фильтров</b> <i>Великовский Д.Ю., Карандин А.В., Бышевский-Конопко О.А., Проклов В.В.</i> .....	91
<b>Методика идентификации веществ по спектрам рассеяния с использованием преобразования Крамерса-Кронига</b> <i>Морозов А.Н., Фуфурин И.Л., Табалина А.С.</i> .....	93
<b>Измерение механических параметров тонких пленок оптоакустическим методом</b> <i>Ломоносов А.М., Пупырёв П.Д., Титов С.А., Зинин П.В.</i> .....	97
<b>Ультразвуковая визуализация точечных отражателей в среде с неизвестными свойствами</b> <i>Титов С.А., Зинин П.В.</i> .....	101
<b>Методы контроля показателей качества напряженно-деформированных оптических материалов</b> <i>Науменко И.А., Кутуза И.Б., Титов С.А.</i> .....	104
<b>Определение температуры плавления веществ бесконтактным методом спекл-интерферометрии</b> <i>Булатов К.М.</i> .....	109
<b>Результаты экспериментальной оценки применимости метода акустической эмиссии при контроле дефектообразования в сварных соединениях, выполняемых сваркой трением с перемешиванием</b> <i>Кинжагулов И.Ю., Степанова К.А., Ковалевич А.С.</i> .....	111
<b>Разработка алгоритма оценки механических характеристик конструкционных материалов с использованием метода динамического индентирования</b> <i>Ильинский А.В., Егоров Р.А., Краснов И.О.</i> .....	114
<b>Рентгенофлуоресцентный анализ тонких многослойных покрытий</b> <i>Смирнов А.А., Ольнев А.А.</i> .....	118
<b>Интерференционный метод контроля выпуклых оптических поверхностей большого диаметра</b> <i>Гавлина А.Е., Батшев В.И., Новиков Д.А.</i> .....	119

<b>Применение зондовой видеоспектрометрической системы для неразрушающего контроля труднодоступных объектов</b> <i>Хохлов Д.Д., Мачихин А.С., Быков А.А., Батшев В.И., Перфилов А.М.</i> .....	122
<b>Видеоэндоскопы с широким диапазоном положений объекта</b> <i>Крюков А.В., Батшев В.И., Подчапаев И.О.</i> .....	123
<b>Расчет миниатюрной призмочно-линзовой оптической системы для формирования стереоизображения</b> <i>Батшев В.И., Мачихин А.С., Хохлов Д.Д., Польщикова О.В.</i> .....	127
<b>Определение спектральной зависимости погрешности измерения трехмерных координат объекта, полученных с помощью акустооптического стереоспектрометра</b> <i>Наумов А.А., Горевой А.В., Мачихин А.С., Батшев В.И.</i> .....	129
<b>Расчет и анализ искажений лазерного пучка, формируемого оптической системой</b> <i>Батшев В.И., Носов П.А., Яблокова А.А.</i> .....	132
<b>Установка для записи трехцветных цифровых голограмм</b> <i>Польщикова О.В., Мачихин А.С., Рамазанова А.Г., Дмитриев И.В., Ляшенко А.И.</i> .....	135
<b>Экспериментальное исследование характеристик интерференционной картины в интерферометре Майкельсона с акустооптической фильтрацией в выходном канале</b> <i>Зыкова Л.А., Бурмак Л.И.</i> .....	137
<b>Метод позиционирования пневматического датчика неинвазивного мониторинга артериального давления по данным трехканальной регистрации сигнала пульсовой волны</b> <i>Анциперов В.Е., Мансуров Г.К., Данилычев М.В.</i> .....	140
<b>Программно-аппаратный комплекс многоканальной дерматоскопической диагностики новообразований кожи</b> <i>Коновалов С.Г., Мельситов О.А.</i> .....	144
<b>Спектроскопия комбинационного рассеяния для изучения синтеза проводящих В-С гетероалмазов в установке лазерного нагрева при высоких давлениях и температурах</b> <i>Зинин П.В., Булатов К.М., Быков А.А., Филоненко В.П., Анохин А.С., Кутуза И.Б., Ножкина А.В.</i> .....	147
<b>Влияние регулируемых параметров процесса синтеза частиц со структурой <math>C_3N_4</math> на их люминесцентные свойства</b> <i>Богомоллов А.Б., Кулаков С.А., Зинин П.В., Кутвицкий В.А.</i> .....	151
<b>Аберрационный анализ и оптимизация характеристик двойных акустооптических фильтров</b> <i>Батшев В.И., Мачихин А.С., Хохлов Д.Д., Пичугина Ю.В.</i> .....	153
<b>Исследование особенностей коллинеарной акустооптической фильтрации света при наличии цепи обратной связи</b> <i>Манцевич С.Н.</i> .....	155

<b>Анизотропное акустооптическое взаимодействие в области низкочастотной тангенциальной геометрии в периодически неоднородном акустическом поле в двуосном кристалле йодноватой кислоты</b> <i>Купрейчик М.И.</i> .....	158
<b>Система управления, сбора и обработки данных для многозондового ИК фурье-спектрометра</b> <i>Вагин В.А., Хасанов И.Ш., Хорохорин А.И.</i> .....	162
<b>Разработка одноканального инфракрасного фурье-спектрометра на спектральный диапазон 3-5 мкм и 7-13 мкм</b> <i>Гусаров А.И.</i> .....	166
<b>Статический фурье-спектрометр с электронно-оптическим преобразователем</b> <i>Винтайкин И.Б.</i> .....	171
<b>Исследование зависимости ошибки коэффициента излучения от погрешности измерения температуры в задачах теплового излучения объектов в экстремальных условиях</b> <i>Мантрова Ю.В.</i> .....	173
<b>Интеграция акустооптических спектрометров со спектральными базами данных</b> <i>Пожар В.Э., Боритко С.В., Мазур М.М., Шорин В.Н., Кутуза И.Б., Фадеев А.В., Шерышев А.Е., Карандин А.В., Штельман Л.В.</i> .....	176
<b>Разработка устройства генерации потоков нейтральных атомов в каналových лучах тлеющего разряда</b> <i>Обод Ю.А., Кузьмичёв А.И., Вольпян О.Д.</i> .....	180
<b>Оценка свойств пластичности материалов методом динамического индентирования</b> <i>Краснов И.О., Степанова К.А., Ильинский А.В.</i> .....	184
<b>Исследование нагрева оптических элементов при формировании излучения мощных волоконных лазеров</b> <i>Носов П.А., Кашичкин А.С.</i> .....	186
<b>Исследование возможности создания фурье-спектрометра без обратной связи</b> <i>Дёмкин П.П.</i> .....	189
<b>Динамический фурье-спектрометр для регистрации спектров комбинационного рассеяния света</b> <i>Балашов А.А., Голяк Ил.С., Голяк Иг.С., Морозов А.Н., Хорохорин А.И.</i> .....	193
<b>Многоканальные и многофункциональные моноимпульсные лазеры на АИГ:Nd<sup>3+</sup></b> <i>Бирюкова П.С., Ляшенко А.И.</i> .....	196
<b>Моноимпульсный лазер на АИГ: Nd<sup>3+</sup> с поперечной диодной накачкой активного элемента</b> <i>Гармаш В.М., Володина Е.М., Ляшенко А.И., Сапожников С.М., Подкопаев А.В.</i> .....	199
<b>АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ</b> .....	203



# ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

*Председатель:* академик РАН **В.И. Пустовойт**

*Заместитель  
председателя:* д.ф.-м.н., проф. **В.Ф. Кравченко**

# ЗАДАЧИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С РЕБРАМИ И КОНИЧЕСКИМИ ТОЧКАМИ

*проф., д.ф.-м.н, Боголюбов А.Н, доц., к.ф.-м.н. Могилевский И.Е.,  
асп. Ровенко В.В.*

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
imogilevsky@mail.ru

Рассматриваются задачи математической теории дифракции на телах, содержащих металлические и диэлектрические ребра, конические точки, особые точки границы и поверхностей разрыва диэлектрической проницаемости среды.

Получено асимптотическое представление электромагнитного поля в окрестности ребра диэлектрического клина в задаче электромагнитной дифракции на телах сложной формы, а также представление поля в окрестности металлического ребра и в окрестности конической точки в волноводе.

**Ключевые слова:** диэлектрический клин, волновод сложного сечения, дифракция на телах сложной формы

## Введение

В настоящее время весьма актуальными являются задачи дифракции электромагнитного поля на сложных диэлектрических структурах при наличии ребер на их границах. В частности, применение волноводов сложного сечения позволяет создавать устройства, превосходящие по своим параметрам их аналоги на прямоугольных и круглых волноводах [1]. Включение продольных металлических выступов в волновод позволило улучшить ряд его характеристик, в частности, существенно расширить полосу частот одномодового режима работы [2-5].

В последние годы наблюдается бурное развитие специализированных программных пакетов компьютерного моделирования различных высокочастотных радиотехнических задач прямыми численными методами, что позволяет на сегодняшний момент решить в строгой постановке практически любую задачу анализа многих волноводных элементов и устройств, в том числе рассчитывать устройства весьма сложной формы. Однако, как показывают многочисленные исследования [1-4], решение задач синтеза, особенно в случае наличия большого числа свободных параметров геометрии, оказывается практически невыполнимо в отсутствие хорошего начального приближения, поскольку либо требует огромного времени счета, либо вообще не приводит к конечному результату. Поэтому в настоящее время развитие базы именно численно-аналитических методов, позволяющих с достаточно высокой скоростью и точностью решать широкий круг задач, связанных с электродинамическим анализом и синтезом ряда ключевых радиотехнических устройств на волноводах сложного сечения является важной и востребованной задачей для разработчиков аппаратуры сантиметрового и миллиметрового диапазонов [1].

Хорошо известно, что наличие ребер на границах и поверхностях разрывов диэлектрической проницаемости приводит к появлению особенностей у электромагнитного поля в окрестности особой точки границы или неоднородности заполнения [5-6,9]. Одним из способов преодоления этих проблем является выделение особенности решения в явном виде, то есть построение асимптотики по гладкости электромагнитного поля в окрестности ребра в волноводе [9]. При этом существенно используются результаты по асимптотике решения эллиптических краевых задач, представленные в докладе В.А. Кондратьева [8], а также С.А. Назарова и Б.А. Пламеневского [7]. Здесь и далее под словом «асимптотическое представление» имеется в виду запись решения в виде суммы сингулярной и гладкой частей.

Рассмотрен ряд задач, посвященных выделению сингулярной части электромагнитного поля в окрестности ребер границы, поверхностей разрыва диэлектрической проницаемости, в окрестности ребра металло-диэлектрического клина, в окрестности конической точки. Хотя физические и математические постановки этих задач значительно различаются, каждая из них приводит к эллиптическому дифференциальному уравнению с различными дополнительными условиями, и в основе построения сингулярной части электромагнитного поля лежит общий метод выделения сингулярной части решения эллиптических краевых задач, впервые предложенный В.А. Кондратьевым [8].

В качестве иллюстрации приведем выделение сингулярной части электромагнитного поля в задаче дифракции электромагнитной волны на диэлектрической клиновидной структуре (зависимость от координаты  $z$  отсутствует).



## 1. Постановка задачи

Предполагается, что электромагнитное поле имеет гармоническую зависимость от времени вида  $e^{-i\omega t}$ . Магнитная проницаемость среды  $\mu \equiv 1$ . Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon$  — кусочно непрерывная скалярная вещественная функция.

Полное поле удовлетворяет системе уравнений Максвелла

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = ik\mathbf{H}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = -ik\varepsilon\mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $k = \frac{\omega}{c}$  — волновой вектор, и условиям сопряжения на границе раздела диэлектриков

$$\begin{aligned} (\mathbf{H} \cdot \mathbf{n})|_C = 0, \quad [(\mathbf{H} \times \mathbf{n})]|_C = 0, \\ [(\varepsilon\mathbf{E} \cdot \mathbf{n})]|_C = 0, \quad [(\mathbf{E} \times \mathbf{n})]|_C = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $C$  — плоскость разрыва диэлектрической проницаемости,  $\mathbf{n}$  — вектор нормали. Полное поле ищется в виде суммы падающего и дифрагированного полей

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \tilde{\mathbf{E}}, \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \tilde{\mathbf{H}}.$$

Для компонент дифрагированного поля ставятся условия излучения Зоммерфельда на бесконечности.

## 2. Построение асимптотического представления электромагнитного поля

Вводится цилиндрическая система координат, ось  $Oz$  которой направлена вдоль ребра клина. Для компонент электрического поля из (1) можно получить следующую задачу:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) \right\} &= -k^2 \varepsilon E_r, \\ \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial r} \right\} &= -k^2 \varepsilon E_\varphi, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} &= -k^2 \varepsilon E_z, \end{aligned}$$

с условиями сопряжения  $[\varepsilon E_\varphi]|_C = 0, [E_r]|_C = 0, [E_z]|_C = 0$  и дополнительным условием

$$\operatorname{div}(\varepsilon\mathbf{E}) = 0, \Rightarrow \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\varepsilon E_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\varepsilon E_\varphi) = 0. \quad (3)$$

Чтобы провести исследование поведения электромагнитного поля в окрестности ребра диэлектрического клина, сначала данная задача рассматривается на всей плоскости с бесконечным клином. В дальнейшем использование срезающей функции позволяет свести задачу дифракции на конечном объекте к задаче на всей плоскости с бесконечным клином. После преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} \right) &= -\frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \varphi} (r, 0) \delta(\varphi) + \frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial u}{\partial \varphi} (r, 0) \delta(\varphi - \omega_0) - \\ - \frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r\varepsilon E_\varphi(r, 0)) \delta(\varphi) &+ \frac{2\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r\varepsilon E_\varphi(r, \omega_0)) \delta(\varphi - \omega_0) + f_r(r, \varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\alpha = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}$ ,  $f_r(r, \varphi) = -k^2 \varepsilon E_r$ . Дополнительное условие (3) принимает вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{2\alpha}{r} (\varepsilon E_\varphi(r, 0)) \delta(\varphi) + \frac{2\alpha}{r} (\varepsilon E_\varphi(r, \omega_0)) \delta(\varphi - \omega_0) = 0.$$

С помощью метода выделения особенности электромагнитного поля в окрестности ребра удается получить следующее представление радиальной компоненты электрического поля в окрестности ребра диэлектрического клина

$$\begin{aligned} E_r(r, \varphi) &= \chi \sum_{-\delta < \nu_k^{(1)} < 1} r^{\nu_k^{(1)} - 1} \left\{ C_k^{(1)} \cos[(\pi - \varphi)\nu_k^{(1)}] + D_k^{(1)} \cos[(\pi - |\omega_0 - \varphi|)\nu_k^{(1)}] \right\} + \\ &+ \chi \sum_{-\delta < \nu_k^{(2)} < 1} r^{\nu_k^{(2)} - 1} \left\{ C_k^{(2)} \cos[(\pi - \varphi)\nu_k^{(2)}] + D_k^{(2)} \cos[(\pi - |\omega_0 - \varphi|)\nu_k^{(2)}] \right\} + \Re(r, \varphi). \end{aligned}$$

где  $\nu_k^{(1)}$  и  $\nu_k^{(2)}$  — решения уравнений

$$\sin \pi v_k^{(1)} - \alpha \sin(\pi v_k^{(1)} - v_k^{(1)} \omega_0) = 0,$$

$$\sin \pi v_k^{(2)} + \alpha \sin(\pi v_k^{(2)} - v_k^{(2)} \omega_0) = 0,$$

(кроме  $v_k = 0$ ),  $\chi(r) = \begin{cases} 1, & r \leq d/2, \\ 0, & r > d, \end{cases}$   $\chi(r) \in C^\infty$  — срезающая функция,  $\Re(r, \varphi)$  — гладкая часть решения,

для которой получена оценка в соответствующей норме.

Исследование структуры электромагнитного поля показало, что главную особенность имеет именно электрическое поле. Похожая ситуация имеет место и в других рассмотренных задачах.

### Выводы

Рассмотрен ряд математических задач теории дифракции, посвященных аддитивному выделению сингулярной части электромагнитного поля в окрестности особой точки. Хотя физические и математические постановки этих задач различны, каждая из них приводит к эллиптическому дифференциальному уравнению с дополнительными условиями, для выделения сингулярной части электромагнитного поля может быть использован общий метод построения асимптотического представления решения с учетом конкретных индивидуальных особенностей каждой задачи. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проекты 16-01-00690, 18-31-00377 мол\_a.

### Список литературы

1. В.В. Земляков, Г.Ф. Заргано // Известия ЮФУ. Технические науки. 2016. №5(178). С. 126-134.
2. Г.Ф. Заргано, В.В. Земляков, В.В. Кривопустенко // Физика волновых процессов и радиотехнические системы 2012. Т.15. №1.
3. Заргано, Г.Ф., Земляков, В.В. // Антенны, 2011. Вып. 7 (170). – С. 64-73.
4. А.А. Гадзиева, В.В. Земляков, С.В. Крутиев // Инженерный вестник Дона. 2013. Т.24. №1. С.24-29.
5. Г.Ф. Заргано, В.В. Земляков, В.В. Кривопустенко // Радиотехника и электроника. 2011. Т.56. № 3. С. 285–294.
6. А.Н. Боголюбов, И.Е. Могилевский, А.Г. Свешников // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2015. Т.55. № 3. С.446.
7. С.А. Назаров, Б.А. Пламеневский Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. М.: Наука, 1991.
8. В.А. Кондратьев // Труды московского математического общества. Т.16. 1967. С.227.
9. А.Н. Боголюбов, А.Л. Делицын, И.Е. Могилевский, А.Г. Свешников // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. №7. С.787.
10. А.Л. Делицын // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1999. Т.39. № 2. С.315-322.
11. А.Н. Боголюбов, И.Е. Могилевский // Труды российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи им. А.С. Попова, серия Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации. Т. 9. С. 33-35.
12. А.Н. Боголюбов, А.И. Ерохин, И.Е. Могилевский, М.И. Светкин // Вестник МГУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2017. № 1. С. 17.
13. А. Н. Боголюбов, А. И. Ерохин, И. Е. Могилевский, М. И. Светкин // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 57:8 (2017), 1321–1330.
14. Я.Л. Богомоллов, Е.С. Семенов, А.Д. Юнаковский // Математическое моделирование Т. 20. 2008. №7, С. 45-56.

## MATHEMATICAL DIFFRACTION THEORY PROBLEMS ON THE BODIES HAVING EDGES AND CONICAL POINTS

Professor A.N. Bogolyubov, Docent phd I.E. Mogilevskiy,  
and Postgraduate student V.V. Rovenko

The Moscow State University, physics department  
imogilevsky@mail.ru

Mathematical diffraction theory problems on the bodies having metal or dielectric edges and conical points - the border special points or the medium dielectric permeability surface discontinuity, have been considered in this work.

The following results have been obtained: the electromagnetic field in the vicinity of dielectric wedge edge asymptotic representation in the complicated shaped bodies diffraction problem, the waveguide field representation in the vicinity of the metal edge and the vicinity of conical point had been constructed.

**Keywords:** dielectric wedge, complicated cross-section waveguide, complicated shaped bodies diffraction

**ОБЪЕДИНЁННАЯ СЕКЦИЯ 1, 2:  
МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО  
МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ  
ПРОЦЕССОВ В ОПТИКЕ  
И РАДИОЛОКАЦИИ. R-ФУНКЦИИ,  
АТОМАРНЫЕ ФУНКЦИИ, ВЕЙВЛЕТЫ,  
ФРАКТАЛЫ И ХАОС**

*Руководители:* д.ф.-м.н., проф. **А.Н. Боголюбов**

д.ф.-м.н., проф. **В.Ф. Кравченко**

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ СО СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

д.ф.-м.н, проф. Боголюбов А.Н., д.ф.-м.н, доц. Бородачев Л.В.,  
доц., к.ф.-м.н. Могилевский И.Е., асп. Ровенко В.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
imogilevsky@mail.ru

Рассматривается математическое моделирование задач скалярной и электромагнитной дифракции на телах сложной формы, содержащих ребра. Исследуется возможность маскировки подобных объектов методом волнового обтекания.

**Ключевые слова:** диэлектрический клин, дифракция на телах сложной формы, протяжённые проводящие тела.

## Введение

Математическое моделирование задач скалярной и электромагнитной дифракции на объектах сложной формы, содержащих ребра и конические точки, является актуальной современной задачей. Подобные задачи дифракции возникают во многих прикладных областях, например, при синтезе антенн, моделировании волноведущих систем, при расчетах различных электронных устройств, таких как клистроны, при создании маскирующих оболочек методом волнового обтекания.

При анализе подобных задач возникает проблема, связанная с появлением сингулярности у электромагнитного поля в окрестности ребер и конических точек, что затрудняет аналитическое исследование решения и ухудшает сходимость и точность используемых численных методов.

Одним из способов преодоления данной проблемы является выделение сингулярной части поля в окрестности особой точки. В докладе строится асимптотическое (по гладкости) представление электромагнитного поля в окрестности ребер границы с помощью метода, впервые предложенного В.А. Кондратьевым для эллиптических дифференциальных уравнений [1].

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим задачу о падении плоской монохроматической волны  $\{\bar{E}_0 = \bar{E}e^{-i\omega t}, \bar{H}_0 = \bar{H}e^{-i\omega t}\}$  на бесконечно протяжённый идеально проводящий цилиндр с гофрированной боковой поверхностью  $\Sigma$  в отсутствие сторонних зарядов и токов в случае установившихся колебаний. Система уравнений Максвелла имеет вид

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \bar{H} = -ik\bar{E}, k = \omega/c, \\ \operatorname{rot} \bar{E} = ik\bar{H}, \\ [\bar{n} \times \bar{E}]_{\Sigma} = 0 \Leftrightarrow (\bar{H} \cdot \bar{n})_{\Sigma} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\bar{n}$  — нормаль к поверхности  $\Sigma$ . На бесконечности для компонент поля ставятся условия излучения Зоммерфельда (для плоского случая). Постановленная задача имеет единственное решение [6].

## 2. Построение решения

В [5] показано, что векторную задачу дифракции произвольно падающей плоской электромагнитной волны на идеально проводящем бесконечном цилиндре можно свести к двум скалярным задачам дифракции наклонно падающей плоской волны.

Для  $E$ -поляризации:  $E_z \neq 0, H_z = 0$

$$\begin{cases} \Delta U + (k^2 - \gamma_0^2)U = 0, \\ U|_{\Sigma} = 0, \end{cases}$$

где  $U = E_z$ .

Для  $H$ -поляризации:  $E_z = 0, H_z \neq 0$

$$\begin{cases} \Delta V + (k^2 - \gamma_0^2)V = 0, \\ \left. \frac{\partial V}{\partial n} \right|_{\Sigma} = 0, \end{cases}$$

где  $V = H_z, n$  — нормаль к поверхности цилиндра  $\Sigma$ .

Поперечные компоненты электромагнитного поля могут быть выражены через  $U$  для первого типа поляризации и через  $V$  для второго типа [2]. С помощью парциальных условий излучения [3] полученные

задачи для  $U$  и  $V$  в неограниченной области могут быть сведены к задачам в ограниченной области с нелокальными граничными условиями.

Приближенное решение полученных скалярных задач для уравнения Гельмгольца в ограниченной области строится с помощью метода конечных элементов. Для увеличения скорости сходимости и повышения точности строится асимптотическое (по гладкости) представление решения в окрестности угловых точек границы с помощью метода аддитивного выделения особенности, впервые предложенного В.А. Кондратьевым в [1].

### **Выводы**

Рассмотрена задача дифракции на бесконечно протяжённом идеально проводящем гофрированном цилиндре при различных частотах падающего излучения и параметрах границы. Исследуется эффект резонансного волнового обтекания и возможность маскировки объектов с помощью идеально проводящей оболочки сложной формы. При этом используются результаты, полученные в [4], где установлен эффект резонансного волнового обтекания рассеивателя (см. [5-6]) на примере гофрированного цилиндра. Эффект заключается в отсутствии отраженного поля при определенных значениях частоты и глубины гофра. В [4] показано, что диаграмма рассеяния, соответствующая длинным волнам, для которой характерно отражение поля в основном назад в сторону падения волны и малое рассеяние в область тени, зеркально обращается. Основной вклад в диаграмму рассеяния осуществляет поле, рассеянное вперед, с незначительным отражением назад. При уменьшении глубины гофра эффект пропадает. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 16-01-00690, 18-31-00377 мол\_а.

### **Список литературы**

1. В. А. Кондратьев Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками // Труды Московского математического общества Т. 16. 1967. С. 209–292.
2. Галишников Т. Н., Ильинский А. С. Численные методы в задачах дифракции. издательство московского университета, 1987.
3. Свешников А. Г., Могилевский И. Е. Избранные математические задачи теории дифракции. Москва. Физический ф-т МГУ. 2012.
4. А.Н. Боголюбов, А.Л. Делицын, Д.А. Коняев Волновое обтекание и резонансное снижение радиационной заметности протяженных гофрированных рассеивателей // Вестник МГУ Сер.3 Физика. Астрономия. (В печати)
5. Дубинов А.Е. Мытарина Л.А. Маскировка материальных тел методом волнового обтекания // Успехи физических наук. Т. 180. 2010. № 5. С. 475-501.
6. Г. В. Алексеев Управление граничным импедансом в двумерной задаче маскировки материальных тел методом волнового обтекания // Журнал вычислительной математики и математической физики Т. 53. № 12, С. 2044–2061

## **DIFFRACTION PROBLEMS MATHEMATICAL MODELING ON BODIES WITH COMPLICATED GEOMETRY**

Professor Bogolyubov A.N., Docent Borodachev L.V.,  
Docent phd Mogilevskiy I.E., Postgraduate student Rovenko V.V.<sup>1</sup>

The Moscow State University, physics department  
imogilevsky@mail.ru

Mathematical modeling of scalar and electromagnetic diffraction problems on complex bodies containing edges and conical points is considered. The possibility of cloaking by the method of wave flow is investigated.

**Keywords:** dielectric wedge, diffraction on bodies of complex shape, extended conductive bodies.



# ПОЛНОСТЬЮ КОНСЕРВАТИВНЫЕ АЛГОРИТМЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИБОРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

проф., д.ф.-м.н., А.Г.Свешников, проф., д.ф.-м.н., А.Н.Боголюбов,  
проф., д.ф.-м.н., А.А.Быков

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра математики.  
abkov@yandex.ru

Представлен алгоритм расчета электромагнитного поля и электронного пучка микроволнового прибора с распределенным взаимодействием, основанный на использовании полностью консервативной конечно-разностной модели системы поля и пучка на системе сдвинутых сеток. Дается строгое обоснование алгоритма. Алгоритм расчета электромагнитного поля и электронного пучка клистрона основан на серии работ, выполненных в 1980-90 годы на кафедре математики физического факультета МГУ.

**Ключевые слова:** Приборы терагерцового диапазона, математическое моделирование

## Введение

Решение нестационарных задач требует алгоритмов, для которых на уровне дискретной задачи выполняются те же законы сохранения, которые верны для точной модели, основанной на уравнениях Максвелла, уравнениях движения частиц со всеми дополнительными условиями. Такие модели были созданы в 1980-1990-х годах на кафедре математики физического факультета МГУ под руководством профессора А.Г.Свешникова [1-5]. Здесь используем разработанные ранее методы и алгоритмы для решения широкого класса практически важных задач расчета волноводных лестничных структур с электронным пучком.

## 1. Метод крупных частиц с полной дискретизацией

Введем временную сетку  $\omega_{\{t_i\}} = \{[t_0, t_1], [t_1, t_2], \dots, [t_{J-1}, t_J]\}$  на промежутке  $[0, T]$ ,  $\omega_{\{r,t\}} = \omega_r \times \omega_{\{t_i\}}$  сетка в области  $D \times [0, T]$ . Построим сужение этой векторной функции на сетку  $\omega_{\{r,t\}} : \mathbf{r}_n^{(j)} = \mathbf{r}_n(t_j)$ ,  $\mathbf{v}_n^{(j)} = \mathbf{v}_n(t_j)$ ,  $n = 1, \dots, N$ ,  $j = 1, \dots, J$ . Схема с полной дискретизацией имеет вид

$$\frac{\mathbf{p}_n^{(j+1)} - \mathbf{p}_n^{(j)}}{\tau} = M_n \frac{\mathbf{g}(\mathbf{r}_n^{(j+1)}) + \mathbf{g}(\mathbf{r}_n^{(j)})}{2}, \quad \mathbf{v}_n^{(j+1/2)} = \frac{\mathbf{p}_n^{(j+1/2)}}{M_n}, \quad \frac{\mathbf{r}_n^{(j+1)} - \mathbf{r}_n^{(j)}}{\tau} = \frac{1}{M_n} \frac{\mathbf{p}_n^{(j+1)} + \mathbf{p}_n^{(j)}}{2},$$

где  $E_n^{(j)} = (\mathbf{p}_n^{(j)})^2 / 2M_n$ . Для решения необходимо использовать итерационный алгоритм

$$\frac{1}{\tau} (\mathbf{p}_n^{(j+1,s+1)} - \mathbf{p}_n^{(j)}) = \frac{M_n}{2} (\mathbf{g}(\mathbf{r}_n^{(j+1,s)}) + \mathbf{g}(\mathbf{r}_n^{(j)})), \quad (\mathbf{r}_n^{(j+1,s+1)} - \mathbf{r}_n^{(j)}) / \tau = (\mathbf{p}_n^{(j+1,s)} + \mathbf{p}_n^{(j)}) / 2M_n.$$

Начальные условия итерационного процесса  $\mathbf{p}_n^{(j+1,0)} = \mathbf{p}_n^{(j)}$ , где  $\mathbf{p}_n^{(j)} = \lim_{s \rightarrow +\infty} \mathbf{p}_n^{(j,s)}$ . Используем обозначения  $\mathbf{v}_n^{(j+1/2)} = (\mathbf{v}_n^{(j+1)} + \mathbf{v}_n^{(j)}) / 2$ . Найдем плотность частиц на сетке и плотность потока

$$\rho_k^{(j+1/2)} = \sum_{n=1}^N \frac{M_n}{|D_k|} \left( \frac{1}{2} h_k(\mathbf{r}_n^{(j+1)}) + \frac{1}{2} h_k(\mathbf{r}_n^{(j)}) \right), \quad \mathbf{J}_k^{(j+1/2)} = \sum_{n=1}^N \frac{M_n \mathbf{v}_n^{(j)}}{|D_k|} \left( \frac{1}{2} h_k(\mathbf{r}_n^{(j+1)}) + \frac{1}{2} h_k(\mathbf{r}_n^{(j)}) \right),$$

$E_n^{(j)} = (\mathbf{p}_n^{(j)})^2 / 2M_n$ , тогда  $(E_n^{(j+1)} - E_n^{(j)}) / \tau = \left( (\mathbf{p}_n^{(j+1/2)})^2 / 2M_n, \mathbf{g}(\mathbf{r}_n^{(j+1/2)}) \right)$ . Просуммировав по всем частицам, получим дискретный интегральный закон сохранения энергии частиц

$$\frac{1}{\tau} \left( \sum_{n=1}^N E_n^{(j+1)} - \sum_{n=1}^N E_n^{(j)} \right) = \sum_{k=1}^K \left( \mathbf{J}^{(j+1/2)}(\mathbf{r}_k), \mathbf{g}(\mathbf{r}_n^{(j+1/2)}) \right) |D_k|.$$

## 2. Расчет электромагнитного поля

Для расчета электромагнитного поля используем метод дискретной аппроксимации на системе сдвинутых сеток. Рассмотрим внутри полубесконечного волновода  $D_j$  поле, удовлетворяющее уравнениям Максвелла с начальными и граничными условиями. Заметим, что для обобщенного решения выполнен закон сохранения энергии. Пусть  $L_1 > 0$ ,  $L_2 > 0$  и  $D_L$  есть вся область, ограниченная металлическими стенками, в том числе область внутри отрезков подводящего и отводящего волноводов, для которой  $z_1 < L_1$  и  $z_2 < L_2$ , причем  $z_1$  и  $z_2$  есть продольные координаты вдоль оси соответственно подводящего и отводящего волноводов.



Тогда закон сохранения примет вид

$$\frac{1}{8\pi} \iiint_{D_L} (\mathbf{E}^2(t_1) + \mathbf{H}^2(t_1)) dv = \frac{1}{8\pi} \iiint_{D_L} (\mathbf{E}^2(t_0) + \mathbf{H}^2(t_0)) dv - \int_{t_0}^{t_1} \iiint_{D_L} (\mathbf{J}, \mathbf{E}) dv + \int_{t_0}^{t_1} \frac{c}{4\pi} \sum_{j=1}^J \iint_{S_j} \left( [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]_{z=L_j}, \mathbf{e}_{z_j} \right) dx_j dy_j dt.$$

### 3. Координатные функции в подсоединенных волноводах

Найдем структуру поля, зависящего по экспоненциальному закону от продольной координаты  $z$ :  $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{e}(x, y)e^{\pm i\gamma z}$ ,  $\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{h}(x, y)e^{\pm i\gamma z}$ . Пусть  $(\varphi_n, \alpha_n)$  есть полная система собственных функций и собственных значений краевой задачи  $\nabla_{\perp}^2 \varphi + \alpha^2 \varphi = 0$ ,  $\varphi|_{\Gamma} = 0$ , и  $(\phi_n, \beta_n)$  задачи  $\nabla_{\perp}^2 \phi + \beta^2 \phi = 0$ ,  $\partial \phi / \partial \mathbf{n}_{\perp}|_{\Gamma} = 0$ . Здесь  $\Gamma$  есть полная граница блока (круга или кругового кольца).  $\nabla_{\perp}^2 \mathbf{e} + \chi^2 \mathbf{e} = 0$ ,  $\nabla_{\perp}^2 \mathbf{h} + \chi^2 \mathbf{h} = 0$ , где  $\chi^2 = \kappa^2 - \gamma^2$ ,  $\nabla_{\perp} u = (u_x, u_y, 0)$ . Выразим поперечные компоненты полей

$$\mathbf{e}_{\perp} = -\frac{i\gamma}{\chi^2} \nabla_{\perp} \mathbf{e}_z + \frac{i\omega\mu}{\chi^2} [\mathbf{n}_z \times \nabla_{\perp} \mathbf{h}_z], \quad \mathbf{h}_{\perp} = -\frac{i\gamma}{\chi^2} \nabla_{\perp} \mathbf{h}_z - \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} [\mathbf{n}_z \times \nabla_{\perp} \mathbf{e}_z],$$

где  $[\mathbf{n}_z \times \nabla_{\perp} u] = (-\partial u / \partial y, \partial u / \partial x, 0)$ , Используем в качестве координатной системы поля ТМ и ТЕ типов:

$$\text{пов: } \mathbf{e}_{n,z}^{TM} = \varphi_n, \quad \mathbf{e}_{n,\perp}^{TM} = -\frac{i\gamma}{\alpha_n^2} \nabla_{\perp} \varphi_n, \quad \mathbf{h}_{n,z}^{TM} = 0, \quad \mathbf{h}_{n,\perp}^{TM} = -\frac{i\omega\varepsilon}{\alpha_n^2} [\mathbf{n}_z \times \nabla_{\perp} \varphi_n], \quad \mathbf{e}_{n,z}^{TE} = 0, \quad \mathbf{e}_{n,\perp}^{TE} = \frac{i\omega\mu}{\beta_n^2} [\mathbf{n}_z \times \nabla_{\perp} \phi_n],$$

$$\mathbf{h}_{n,z}^{TE} = \phi_n, \quad \mathbf{h}_{n,\perp}^{TE} = -\frac{i\gamma}{\beta_n^2} \nabla_{\perp} \phi_n.$$

### 4. Представление поля в подсоединенных волноводах

Общее решение уравнений Максвелла можно представить в виде суперпозиции волн ТЕ и ТМ типа, бегущих в каждом из волноводов:  $\mathbf{H}_{\perp}^{(j)} = \sum_{k=1}^{+\infty} \mathbf{h}_{k,j,\perp}^{TE}(x_j, y_j) A_{k,j}^{TE}(z_j, t) + \mathbf{h}_{k,j,\perp}^{TM}(x_j, y_j) A_{k,j}^{TM}(z_j, t)$ , аналогично выражаются компоненты  $\mathbf{E}_{\perp}^{(j)}$ . Из уравнений Максвелла следует, что коэффициенты разложения поля по полной системе нормальных волн удовлетворяют уравнению Клейна-Гордона

$$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z_j^2} + (\gamma_j^{TE, TM})^2 \right) A_{k,j}^{TE, TM} = 0.$$

Общее решение в продольно однородных участках  $z_j > L_j$  можно найти, используя преобразование Фурье по координате  $z_j$

$$A_{k,j}(z_j, t) = -c \int_{t_0}^{t - (z_j - L_j)/c} \frac{\partial A_{k,j}}{\partial z_j}(L_j, \tau) J_0(\gamma_j \sqrt{c^2(t - \tau)^2 - (z_j - L_j)^2}) d\tau.$$

Здесь и далее упоминание о принадлежности к ТЕ и ТМ типам опущено. Поэтому, положив  $z_j = L_j$ , получим условия излучения в виде

$$A_{k,j}(L, t) = -c \int_{t_0}^t \frac{\partial A_{k,j}}{\partial z_j}(L_j, \tau) J_0(\gamma_j c(t - \tau)) d\tau.$$

### 5. Консервативная разностная схема

Ограничимся только цилиндрическими подсоединенными волноводами круглого сечения и аксиально симметричными волнами

$$\frac{\partial E_r}{\partial t} = -c \frac{\partial H_{\theta}}{\partial z} - 4\pi J_z, \quad \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{c}{r} \frac{\partial r H_{\theta}}{\partial r} - 4\pi J_z, \quad \frac{\partial H_{\theta}}{\partial t} = -c \left( \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} \right),$$

с граничными и начальными условиями  $E_z|_{r=a, r=b} = 0$ ,  $E_r|_{t=t_0} = E_z|_{t=t_0} = H_{\theta}|_{t=t_0} = 0$ ,

$$(H_{\theta})_k(L, t) = -c \int_{t_0}^t \frac{\partial (H_{\theta})_k}{\partial z}(L, \tau) J_0(\gamma_k c(t - \tau)) d\tau,$$

где  $(H_{\theta})_k(z, t) = (H_{\theta}, h_k(r))_r$ , причем  $(f, g)_r = 2\pi \int_a^b r f(r) g(r) dr$ , а  $\left. \frac{dr h_k}{dr} \right|_{r=a} = 0$ ,  $\frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r h_k = -\gamma_k^2 h_k$ ,

$\left. \frac{dr h_k}{dr} \right|_{r=b} = 0$ . Введем целые и полуцелые сетки

$$\Omega_R = \{r_p\}, r_p = r_0 + p h_r, \quad \Omega_z = \{z_q\}, z_q = z_0 + q h_z, \quad \Omega_T = \{t_m\}, \quad t_m = t_0 + m h_t,$$

$$\begin{aligned}\Omega_{RZ} &= \Omega_R \times \Omega_Z, \quad \Omega_{R'} = \{r'_p\}, \quad r'_p = r_0 + (p + 1/2)h_r, \\ \Omega_{Z'} &= \{z'_q\}, \quad z'_q = z_0 + (q + 1/2)h_z, \quad \Omega_{T'} = \{t'_m\}, \quad t'_m = t_0 + (m + 1/2)h_t \\ \Omega_{R'Z} &= \Omega_{R'} \times \Omega_Z, \quad \Omega_{RZ'} = \Omega_R \times \Omega_{Z'}, \quad \Omega_{R'Z'} = \Omega_{R'} \times \Omega_{Z'}, \\ \Omega_{RZT} &= \Omega_R \times \Omega_Z \times \Omega_T, \quad \Omega_{RZT'} = \Omega_{R'} \times \Omega_{Z'} \times \Omega_{T'},\end{aligned}$$

и т.д. Аппроксимация операторов дифференцирования:  $\frac{\Delta}{\Delta r} : F(\Omega_{RZ}) \rightarrow \Omega_{R'Z}$ ,

$$\left. \frac{\Delta f}{\Delta r} \right|_{r_{p+1/2}, z_q} = \frac{f(r_{p+1}, z_q) - f(r_p, z_q)}{h_r} \text{ и аналогично для } \Delta / \Delta z, \Delta / \Delta t. \text{ Обозначим гибридные двумерные}$$

пространственные сетки, получающиеся как декартово произведение соответствующей пары одномерных пространственных сеток  $\Omega_R, \Omega_Z, \Omega_\Theta$ . Пространственно-временные сетки, получающиеся как декартово произведение соответствующей двумерной гибридной пространственной сетки и соответствующей временной сетки,  $\Omega_R \times \Omega_T$  и т.д. Введем сеточные функции

$$\begin{aligned}E_R &\in F(\Omega_R \times \Omega_T), \quad E_Z \in F(\Omega_Z \times \Omega_T), \quad H_\Theta \in F(\Omega_\Theta \times \Omega_T), \\ J_R &\in F(\Omega_R \times \Omega'T), \quad J_Z \in F(\Omega_Z \times \Omega'T), \quad J_\Theta \in F(\Omega_\Theta \times \Omega'T),\end{aligned}$$

и т.д. Дискретные уравнения Максвелла:

$$\frac{\Delta E_R}{\Delta t} = -c \frac{\Delta H_\Theta}{\Delta z} - 4\pi J_R, \quad \frac{\Delta E_Z}{\Delta t} = \frac{c}{r} \left( \frac{\Delta(r \cdot H_\Theta)}{\Delta r} \right)' - 4\pi J_Z, \quad \frac{\Delta H_\Theta}{\Delta t} = -c \left( \frac{\Delta E_R}{\Delta z} - \frac{\Delta E_Z}{\Delta r} \right)' - 4\pi J_\Theta,$$

дискретные граничные условия  $E_Z(a, z_q, t_m) = 0, E_Z(b, z_q, t_m) = 0$ , начальные условия ставятся очевидным образом. Энергия дискретной системы вычисляется так:

$\varepsilon(E_R, E_Z, H_\Theta) = \frac{1}{4} h_r h_z \left( \sum_{\Omega_R} r E_R^2 + \sum_{\Omega_Z} r E_Z^2 + \sum_{\Omega_\Theta} r H_\Theta^2 \right)$ . Имеет место дискретный аналог закона сохранения энергии электромагнитного поля:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\Delta t} = -2\pi h_r h_z \left( \sum_{\Omega_Z} r E_Z J_Z + \sum_{\Omega_R} r E_R J_R + \sum_{\Omega_\Theta} r H_\Theta J_\Theta \right) + \frac{c}{4\pi} \left( H_\Theta \Big|_{z=L}, E_R \Big|_{z=L-h_z/2} \right) > r.$$

Представляем численные результаты с анализом точности и скорости сходимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 16-01-00690-а).

## Литература

1. А. Р. Майков, А. Г. Свешников, С. А. Якунин, Разностная схема для нестационарных уравнений Максвелла в волноводных системах, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 26:6 (1986), 851–863.
2. А. Р. Майков, А. Д. Поезд, А. Г. Свешников, С. А. Якунин, Применение консервативного конечно-разностного метода для моделирования сильноточных приборов СВЧ, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 29:7 (1989), 1000–1011.
3. М. В. Кузелев, А. Д. Поезд, А. А. Рухадзе, А. Г. Свешников, С. А. Якунин, Математическое моделирование процессов в плазменном СВЧ генераторе, Матем. моделирование, 1:11 (1989), 34–40.
4. А. Р. Майков, А. Г. Свешников, С. А. Якунин, Нелокальные условия излучения для нестационарной системы уравнений Максвелла, Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 30:12 (1990), 1785–1796.
5. Свешников А.Г. К обоснованию метода расчета распространения электромагнитных колебаний в нерегулярных волноводах. // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1963. Т.3. С.314-326.

## MODELLING OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD AND ELECTRON BEAM INTERACTION IN WAVEGUIDE LADDER STRUCTURE BY THE SEMI - DISCRETIZATION ALGORITHM

A.A. Bykov A.G.Sveshnikov, and A.N.Bogolyubov

Moscow State University, physics department  
abkov@yandex.ru

We present an algorithms for calculation of the electromagnetic field and electron beam in a microwave device with the distributed interaction based on the full conservative finite-difference model for the field and beam system on a set of shifted grids. A rigorous justification of the algorithm is given. The algorithm of calculation of the electromagnetic field and the electron beam of the klystron is based on a series of works accomplished in 1980-90 years in the Department of mathematics of the faculty of physics of Moscow state University.

# ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ПОСТОЯННЫХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КРУГЛОГО ОДНОРОДНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

доц., к.ф.м.н., Апелцин В.Ф.

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана  
vapeltsin@hotmail.com

Постоянные распространения круглого однородного диэлектрического волновода (световода) в высокочастотном случае вычисляются явно в асимптотическом приближении как корни исходного дисперсионного уравнения, содержащего комбинацию цилиндрических функций и их производных, приближенно факторизуемого к виду двух простейших дисперсионных уравнений, содержащих единственную цилиндрическую функцию от нового аргумента.

**Ключевые слова:** диэлектрический волновод, дисперсионное уравнение, асимптотика, высокочастотное приближение, постоянные распространения

## Введение

Однородная спектральная задача для круглого регулярного диэлектрического волновода предполагает построение в цилиндрической системе координат нетривиальных решений уравнений

$\Delta u_0 + k_0^2 u_0 = 0$  вне цилиндра радиусом  $a$ , где  $k_0^2 = \omega^2 \varepsilon_0$ ;  $\omega$  - частота;  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость внешней среды, и

$\Delta u_1 + k_1^2 u_1 = 0$  внутри того же цилиндра, где  $k_1^2 = \omega^2 \varepsilon_1$ ;  $\varepsilon_1$  - диэлектрическая проницаемость материала цилиндра; причем  $u_0$  и  $u_1$  подчинены условиям гладкого сопряжения на границе цилиндра:

$u_0(a, \varphi, z) = u_1(a, \varphi, z)$ ;  $\frac{\partial}{\partial r} u_0(a, \varphi, z) = \frac{\partial}{\partial r} u_1(a, \varphi, z)$ . Кроме того, функция  $u_1$  должна удовлетворять условию ограниченности в нуле, а  $u_0$  - условию экспоненциального убывания при  $r \rightarrow \infty$ . Выделяя зависимость от  $z$  этих функций в виде  $u_{0,1}(r, \varphi) \exp(i\gamma z)$ , получаем в качестве условия существования нетривиальных частных решений задачи дисперсионное уравнение

$$\kappa_1 J'_n(\kappa_1 a) H_n^{(1)}(\kappa_0 a) - \kappa_0 J_n(\kappa_1 a) \dot{H}_n^{(1)}(\kappa_0 a) = 0, \quad (1)$$

где  $\kappa_0 = \sqrt{k_0^2 - \gamma^2}$ ;  $\kappa_1 = \sqrt{k_1^2 - \gamma^2}$ . Уравнение (1) является трансцендентным уравнением относительно постоянных распространения  $\gamma$ . В литературе известны работы по приближенному численному решению уравнений такого типа, например [1]. В докладе предлагается построение явного асимптотического приближения к его решениям.

## 1. Приближенная факторизация дисперсионного уравнения

В справочнике [2] имеется следующее представление произведения цилиндрических функций

$$H_v^{(1)}(z) J_v(\xi) = \frac{1}{i\pi} \int_0^{\gamma+i\infty} e^{\frac{1}{2} \left[ t \frac{z^2 + \xi^2}{t} \right]} I_v \left( \frac{z\xi}{t} \right) \frac{dt}{t}; \quad \gamma > 0; \operatorname{Re} v > -1; |\xi| < |z|; \quad (1.1)$$

$$H_v^{(2)}(z) J_v(\xi) = \frac{1}{i\pi} \int_0^{\gamma-i\infty} e^{\frac{1}{2} \left[ t \frac{z^2 + \xi^2}{t} \right]} I_v \left( \frac{z\xi}{t} \right) \frac{dt}{t}; \quad \gamma > 0; \operatorname{Re} v > -1; |\xi| < |z|. \quad (1.2)$$

Эти представления позволяют в высокочастотном случае получить асимптотические приближения слагаемых в уравнении (1), применив к интегралам (1.1), (1.2) метод перевала и используя некоторые соотношения между цилиндрическими функциями. В результате, уравнение (1) приближенно факторизуется к виду

$$\frac{ia}{\rho} (k_0^2 - k_1^2) H_n^{(1)}(\tau) J_n(\rho) = 0, \quad (1.3)$$

где  $\rho = a\sqrt{\kappa_0^2 + \kappa_1^2}$ ,  $\tau = \frac{a\kappa_0\kappa_1}{\sqrt{\kappa_0^2 + \kappa_1^2}}$ . Уравнение (1.3) распадается на два простейших

$$H_n^{(1)}(\tau) = 0, \quad J_n(\rho) = 0,$$

асимптотические приближения к корням которых давно и хорошо изучены [3]

$$(n - \tau) \left( \frac{6}{\tau} \right)^{1/3} e^{-i\pi/3} = q_k, \quad (1.4)$$

$$(\rho - n) \left( \frac{6}{\rho} \right)^{1/3} = q_k, \quad (1.5)$$

где  $q_k$  — корни функции Эйри.

## 2. Асимптотики постоянных распространения

Ограничимся случаем аксиально симметричных полей, не зависящих от полярного угла  $\varphi$ , как наиболее физически естественных. Они соответствуют номеру  $n = 0$ . В этом случае уравнения (1.4), (1.5) разрешаются относительно  $\gamma$  особенно просто и приводят к следующим двум возможным выражениям для постоянных распространения

$$\gamma_{0,k}^{(1)} = \pm \sqrt{\frac{k_0^2 + k_1^2}{2} - \frac{q_k^3}{12a^2}} \quad (2.1)$$

$$\gamma_{0,k}^{(2)} = \pm \left\{ \frac{k_0^2 + k_1^2 - \frac{q_k^3}{3a^2} \pm \sqrt{\left(k_1^2 - k_0^2\right)^2 + \frac{q_k^6}{9a^4}}}{2} \right\}^{1/2} \quad (2.2)$$

Условием существования незатухающей волны, распространяющейся вдоль структуры, может быть только реализация внешнего поля как поверхностной волны, экспоненциально убывающей при  $r \rightarrow \infty$ .

Для этого радикал  $\sqrt{k_0^2 - \gamma^2}$  должен быть мнимой величиной, а подрадикальные выражения в (2.1) и (2.2) действительными и неотрицательными. Это обстоятельство задает правила отбора физически реализуемых решений для заданного значения частоты.

### Выводы

Построено асимптотическое приближение к контурному интегралу, представляющему произведение цилиндрических функций, позволяющее факторизовать дисперсионное уравнение для круглого однородного диэлектрического волновода к двум простейшим, имеющим явное асимптотическое решение. Это позволяет, в свою очередь, выписать явные асимптотические приближения для постоянных распространения.

### Литература

1. Nan Wang, Electromagnetic Scattering from a Dielectric-Coated Circular Cylinder. IEEE TRANS. AP., vol. AP-33, No. 9. 1985. P. 960-963.
2. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматлит, 1963.
3. Хенл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. М.: Мир, 1964

## HIGH-FREQUENCY ASYMPTOTIC APPROXIMATION FOR PROPAGATION CONSTANTS OF CIRCULAR HOMOGENEOUS DIELECTRIC WAVEGUIDE

Associated professor, PhD V.P. Apeltsin

Bauman Moscow State Technical University  
vapeltsin@hotmail.com

Propagation constants of circular homogeneous dielectric waveguide (light guide) are derived evidently within the confines of asymptotic high-frequency approximation of the roots of dispersion equation. The latter, being a combination of cylindrical functions and their derivatives, is factorized approximately into a pair of simplest dispersion equations containing single cylindrical functions of new argument.

**Keywords:** dielectric waveguide, dispersion equation, asymptotic, high-frequency approximation, propagation constants

# ОЦЕНКИ ОШИБОК УСЕЧЕНИЯ ДЛЯ РЯДА КРАВЧЕНКО-КОТЕЛЬНИКОВА И НЕКОТОРЫХ ОБОБЩЕННЫХ РЯДОВ НА ЕГО ОСНОВЕ

инж. Будунова К.А.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
1917schw@mail.ru

Исследована погрешность усечения ряда Кравченко-Котельникова, являющегося обобщением ряда Уиттекера-Котельникова-Шеннона. Базисные функции разложения Кравченко-Котельникова представляют собой линейно преобразованные относительно аргумента спектры  $F_a(t)$  атомарной функции  $h_a(x)$ , при этом функция  $F_a(t)$  задана бесконечным произведением. Доказательство приведенной в докладе теоремы об оценке ошибки усечения основано на построении мажоранты для функции  $|F_a(t)|$ . Кроме ряда Кравченко-Котельникова рассмотрено его обобщение спектрами финитных бесконечно дифференцируемых функций  $h_a^{(m)}(x)$ .

**Ключевые слова:** атомарные функции, обобщенная теорема отсчетов, ошибка усечения

## Введение

Теорема Кравченко-Котельникова [1,2] представляет собой обобщение теоремы отсчетов Уиттекера-Котельникова-Шеннона спектрами атомарных функций  $h_a(x)$ . В докладе представлена теорема об оценке погрешности усечения ряда Кравченко-Котельникова. Рассмотрен важный в практических приложениях случай замены бесконечного произведения  $F_a(t)$  частичным. Построена формула оценки для ошибки усечения ряда Кравченко-Котельникова, обобщенного спектрами функций  $h_a^{(m)}(x)$  [3].

## 1. Оценка ошибки усечения ряда Кравченко-Котельникова

Согласно теореме Кравченко-Котельникова, функция  $f(t)$ , обладающая финитным преобразованием Фурье  $F(\omega)$  с носителем  $\text{supp}F(\omega) = [-\Omega, \Omega]$ , может быть точно восстановлена по набору своих отсчетов  $f(k\Delta)$  по следующей формуле [1,2]:

$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f(k\Delta) F_a \left( \frac{a\pi}{\Delta} (t - k\Delta) \right). \quad (5)$$

В (5)  $F_a(t)$  – спектр атомарной функции  $h_a(x)$ . Точное разложение по формуле (5) справедливо только в случае, когда параметр  $a$  и шаг  $\Delta$  удовлетворяют условиям

$$a > 2, \quad 0 < \Delta \leq \frac{\pi a - 2}{\Omega a - 1}.$$

Практическое применение как ряда Котельникова, так и его обобщений, подразумевает аппроксимацию искомой функции  $f(t)$  конечной суммой  $f_N(t)$ , содержащей  $2N+1$  слагаемых. Для ряда (5)  $f_N(t)$  задается формулой

$$f_N(t) = \sum_{k=-N}^N f(k\Delta) F_a \left( \frac{a\pi}{\Delta} (t - k\Delta) \right).$$

Возникающая в результате отбрасывания слагаемых ошибка  $\varepsilon_N(t) = f(t) - f_N(t)$  называется ошибкой усечения. Она является остатком ряда (5) и выражается формулой

$$\varepsilon_N(t) = \sum_{k=N+1}^{+\infty} f(k\Delta) F_a \left( \frac{a\pi}{\Delta} (t - k\Delta) \right) + \sum_{k=-\infty}^{-N-1} f(k\Delta) F_a \left( \frac{a\pi}{\Delta} (t - k\Delta) \right). \quad (2)$$

Справедлива следующая теорема [4] об оценке величины (2).

**Теорема 1.** Ошибка усечения  $\varepsilon_N(t)$  ряда (5) при  $N \geq 1$ ,  $|t| < \Delta$  удовлетворяет неравенству

$$|\varepsilon_N(t)| \leq M \left( \Psi \left( N - \frac{t}{\Delta} \right) + \Psi \left( N + \frac{t}{\Delta} \right) \right), \quad (3)$$

где  $M = \max_{k \in \mathbb{Z}} f(k\Delta)$ , а  $\Psi(x)$  определяется выражениями

$$\Psi(x) = \frac{1}{\pi} \left( \ln \frac{a}{\pi(x+1)} + 1 + \frac{1}{x+1} \right), \quad x \leq \frac{a}{\pi} - 1, \quad (4)$$

$$\Psi(x) = \frac{a^{(\eta(x)-3/2)^2/2}}{a^{1/8} \pi^{\eta(x)-1}} \frac{1}{(x+1)^{\eta(x)-2}} \left( \frac{1}{x+1} + \frac{1}{\eta(x)-2} \right), \quad \frac{a}{\pi} - 1 < x. \quad (5)$$

Функция  $\eta(x)$  в (5) задается формулой

$$\eta(x) = \begin{cases} \lfloor \log_a(a^2\pi(x+1)) \rfloor, & \{\log_a(\pi(x+1))\} \neq 0, \\ \lfloor \log_a(a\pi(x+1)) \rfloor, & \{\log_a(\pi(x+1))\} = 0. \end{cases} \quad (6)$$

В (6) обозначения  $\lfloor \cdot \rfloor$  и  $\{\cdot\}$  используются соответственно для целой и дробной части числа.

**Доказательство.** Введем переменную  $\tau = t / \Delta$ . Примем

$$R_N^+(\tau) = \sum_{k=N+1}^{+\infty} |F_a(a\pi(\tau-k))|, \quad R_N^-(\tau) = \sum_{k=-\infty}^{-N-1} |F_a(a\pi(\tau-k))|. \quad (7)$$

Тогда  $|\varepsilon_N(\tau\Delta)| \leq M(R_N^-(\tau) + R_N^+(\tau)).$

Положим 
$$v(t) = \begin{cases} \lfloor \log_a t \rfloor, & \{\log_a t\} \neq 0, \\ \log_a t - 1, & \{\log_a t\} = 0 \end{cases}$$

и введем функцию  $G_a(t)$

$$G_a(t) = a^{v(t)(v(t)+1)/2} t^{-v(t)}, \quad (8)$$

заданную при  $t > a$ . Отметим несколько свойств функции (8).

1. Функция  $G_a(t)$  кусочно непрерывна, причем

$$G_a(t) = a^{n(n+1)/2} t^{-n}, \quad t \in (a^n, a^{n+1}], \quad n \in \mathbb{N}.$$

2. Функция  $G_a(t)$  является монотонно убывающей.

3. Имеет место неравенство  $|F_a(t)| \leq G_a(t), \quad t > a.$

4. Интеграл 
$$\int_{N+1}^{+\infty} G_a(a\pi(\tau+y)) dy \quad (9)$$

сходится при любом фиксированном  $\tau \in (-1, 1)$ .

Вычислим интеграл (9). Отметим, что

$$\int_{N+1}^{+\infty} G_a(a\pi(\tau+y)) dy = \frac{1}{a\pi} \int_{a\pi(\tau+N+1)}^{+\infty} G_a(u) du.$$

Положим  $n_0 = \eta(\tau + N)$ . Число  $n_0 \geq 2$  при  $a > \pi$  и  $n_0 \geq 3$  при  $a \leq \pi$ . Принимая  $m > n_0 \geq 3$ , запишем

$$\begin{aligned} \int_{a\pi(\tau+N+1)}^{a^m} G_a(u) du &= \int_{a\pi(\tau+N+1)}^{a^{n_0}} G_a(u) du + \sum_{n=n_0}^{m-1} \int_{a^n}^{a^{n+1}} G_a(u) du = \\ &= a\pi \left( \frac{a^{(n_0-3/2)^2/2}}{a^{1/8} \pi^{n_0-1} (n_0-2)} (t+N+1)^{2-n_0} - \sum_{n=n_0}^{m-1} \frac{a^{1/8}}{\pi(n-2)(n-1)} a^{-(n-3/2)^2/2} - \frac{a^{1/8}}{\pi(m-2)} a^{-(m-3/2)^2/2} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Поскольку интеграл (9) сходится, то

$$\begin{aligned} \int_{N+1}^{+\infty} G_a(a\pi(\tau+y)) dy &= \frac{1}{a\pi} \lim_{m \rightarrow \infty} \int_{a\pi(\tau+N+1)}^{a^m} G_a(u) du = \\ &= \frac{a^{(n_0-3/2)^2/2}}{a^{1/8} \pi^{n_0-1} (n_0-2)} (\tau+N+1)^{2-n_0} - \sum_{n=n_0}^{+\infty} \frac{a^{1/8}}{\pi(n-2)(n-1)} a^{-(n-3/2)^2/2}. \end{aligned} \quad (11)$$

При достаточно больших значениях параметра  $a$  и малых  $N$  (например,  $N \leq 3$  и  $a = 10$ ) может выполняться равенство  $n_0 = 2$ . Легко показать, что в этом случае

$$\int_{N+1}^{+\infty} G_a(a\pi(\tau+y)) dy \leq \frac{1}{\pi} \left( \ln \left( \frac{a}{\pi(\tau+N+1)} \right) + 1 \right). \quad (12)$$

Перейдем к оценке величины  $R_N^-(\tau)$ . Учитывая свойства 3 и 4 функции  $G_a(t)$ , а также ее монотонность, запишем

$$R_N^-(\tau) \leq \sum_{k=N+1}^{+\infty} G_a(a\pi(\tau+k)) \leq G_a(a\pi(\tau+N+1)) + \int_{N+1}^{+\infty} G_a(a\pi(\tau+y)) dy. \quad (13)$$

Первое слагаемое в последней части (13) равно

$$G_a(a\pi(\tau+N+1)) = \frac{a^{(n_0-3/2)^2/2}}{a^{1/8} \pi^{n_0-2}} (\tau+N+1)^{1-n_0}. \quad (14)$$

Используя (11)-(14), запишем оценку  $R_N^-(\tau)$

$$R_N^-(\tau) \leq \Psi(N+\tau). \quad (15)$$

Из четности функции  $F_a(t)$  вытекает равенство  $R_N^-(\tau) = R_N^+(-\tau)$ .



Поэтому

$$R_N^+(\tau) \leq \Psi(N - \tau). \quad (16)$$

Возвращаясь к переменной  $t = \tau\Delta$ , из (7), (15) и (16) получим неравенство (3).

В табл. 1 приведены численные значения оценки (3) для некоторых  $N$ .

Используя теорему 1, можно получить еще одну оценку (2)

$$|\varepsilon_N(t)| \leq 2M\pi^{-\log_a \sqrt{a\pi}} N^{-\log_a(\pi^2 a^{-1} N)^2} \left( \frac{1}{\eta(N-1)-2} + N^{-1} \right), \quad (17)$$

справедливую при  $N > a/\pi$ .

Данная формула дает представление об асимптотическом поведении ошибки усечения ряда Кравченко-Котельникова. Из (17) следует, что ошибка усечения (2) стремится к нулю при  $N \rightarrow \infty$  быстрее, чем  $N^{-r}$ , где  $r$  — произвольное положительное число.

**Таблица 1.** Значения оценки (3) ошибки усечения ряда Кравченко-Котельникова для различных  $a$  в точке  $t = \Delta/2$  в зависимости от величины числа  $N$  при условии  $M = 1$

a	N				
	5	10	20	50	100
2.5	$1.22 \cdot 10^{-2}$	$1.62 \cdot 10^{-3}$	$9.6 \cdot 10^{-3}$	$1.24 \cdot 10^{-6}$	$2.51 \cdot 10^{-8}$
3	$3.31 \cdot 10^{-2}$	$4.84 \cdot 10^{-3}$	$6.18 \cdot 10^{-4}$	$1.54 \cdot 10^{-5}$	$5.96 \cdot 10^{-7}$
5	$1.99 \cdot 10^{-1}$	$3.97 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$8.54 \cdot 10^{-4}$	$1.07 \cdot 10^{-4}$
7	$2.78 \cdot 10^{-1}$	$1.41 \cdot 10^{-1}$	$2.75 \cdot 10^{-2}$	$4.42 \cdot 10^{-3}$	$1.11 \cdot 10^{-3}$
10	$3.98 \cdot 10^{-1}$	$2.01 \cdot 10^{-1}$	$1.01 \cdot 10^{-1}$	$1.29 \cdot 10^{-2}$	$3.22 \cdot 10^{-3}$

Отметим, что оценкам (3) и (17) удовлетворяет также погрешность усечения разложения

$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f(k\Delta) P_K \left( \frac{a\pi}{\Delta} (t - k\Delta) \right), \quad (18)$$

где

$$P_K(t) = \prod_{l=1}^K \text{sinc} \left( \frac{t}{a^l} \right), \quad K \geq \log_a(\pi(N+2)).$$

## 2. Оценка ошибки усечения для ряда Кравченко-Котельникова, обобщенного спектрами функций $h_a^{(m)}(x)$

Рассмотрим набор параметров  $a_k > 1$ ,  $k = 1, \dots, m$  и обозначим  $\mathbf{a} = (a_1, \dots, a_m)$ . Спектр  $F_{\mathbf{a}}^{(m)}(x)$  функции  $h_{\mathbf{a}}^{(m)}(x)$  [3] представляет собой  $m$ -кратное бесконечное произведение

$$F_{\mathbf{a}}^{(m)}(x) = \prod_{|\alpha|=m} \text{sinc} \left( \frac{\omega}{\mathbf{a}^{\alpha}} \right) = \prod_{\alpha_1, \dots, \alpha_m=1}^{\infty} \text{sinc} \left( \frac{\omega}{a_1^{\alpha_1} \dots a_m^{\alpha_m}} \right). \quad (19)$$

Здесь  $\alpha$  – мультииндекс,  $\alpha = (\alpha_1, \dots, \alpha_m)$ , причем  $\alpha_k \geq 1$ ,  $k = 1, \dots, m$ .

Пусть, как и ранее, функция  $f(t)$  имеет финитное преобразование Фурье  $F(\omega)$  с носителем  $[-\Omega, \Omega]$ .

Ряд на основе спектров функций  $h_{\mathbf{a}}^{(m)}(x)$  позволяет восстановить функцию  $f(t)$  по набору ее отсчетов  $f(k\Delta)$  по формуле

$$f(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} f(k\Delta) F_{\mathbf{a}}^{(m)} \left[ \frac{a_1 \dots a_m \pi}{\Delta} (t - k\Delta) \right], \quad (20)$$

где шаг  $\Delta$  удовлетворяет неравенству

$$\Delta \leq \frac{\pi}{\Omega} \left[ 2 \prod_{l=1}^m (a_l - 1) - \prod_{l=1}^m a_l \right] / \prod_{l=1}^m (a_l - 1),$$

а параметры  $a_1, \dots, a_m$  таковы, что

$$a_n > \left[ 2 \prod_{l=1}^{n-1} (a_l - 1) \right] / \left[ 2 \prod_{l=1}^{n-1} (a_l - 1) - \prod_{l=1}^{n-1} a_l \right], \quad n = 2, \dots, m, \quad a_1 > 2.$$

При  $m = 1$  ряд (20) является рядом Кравченко-Котельникова. При  $m \geq 2$  базисные функции разложения (20) – кратные бесконечные произведения растянутых относительно аргумента базисных функций ряда Кравченко-Котельникова.

Ошибку усечения ряда (20) легко оценить в частном случае равных параметров. Положим в разложении (20)  $a_l = a$ ,  $l = 1, \dots, m$ . Рассмотрим погрешность  $\varepsilon_N(t)$

$$\varepsilon_N(t) = \sum_{|k| > N} f(k\Delta) F_{a, \dots, a}^{(m)} \left( \frac{a^m \pi}{\Delta} (t - k\Delta) \right), \quad (21)$$

имеющую место при приближении искомой функции  $f(t)$  усеченным рядом из  $2N+1$  слагаемых. Приведем теорему об оценке величины (21).

**Теорема 2.** Пусть  $N > a/\pi$ ,  $|t| < \Delta$ ,  $M = \max_{k \in \mathbb{Z}} f(k\Delta)$ , а  $\nu = \nu(N)$  – натуральное число, определяемое формулой

$$\nu(N) = \begin{cases} \lfloor \log_a(a^m \pi N) \rfloor, & \log_a(\pi N) \notin \mathbb{N}, \\ \log_a(a^{m-1} \pi N), & \log_a(\pi N) \in \mathbb{N}. \end{cases}$$

Тогда ошибка усечения (21) удовлетворяет неравенству

$$|\varepsilon_N(t)| \leq 2Ma^{mC_\nu^{m+1}} \pi^{-C_\nu^m} N^{1-C_\nu^m} \left( \frac{1}{C_\nu^m - 1} + N^{-1} \right). \quad (22)$$

В табл. 2 представлены численные значения оценки (22) при выборе различного числа параметров  $m$ .

**Таблица 2.** Значения оценки (22) ошибки усечения (21) при  $a = 5$  для различных  $m$  в зависимости от величины числа  $N$ . Принято  $M = 1$

$m$	$N$				
	5	10	20	50	100
1	$2.43 \cdot 10^{-1}$	$4.84 \cdot 10^{-2}$	$1.11 \cdot 10^{-2}$	$9.07 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$
2	$4.52 \cdot 10^{-2}$	$2.44 \cdot 10^{-3}$	$6.35 \cdot 10^{-3}$	$1.37 \cdot 10^{-7}$	$2.47 \cdot 10^{-10}$
3	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.38 \cdot 10^{-4}$	$2.05 \cdot 10^{-7}$	$2.47 \cdot 10^{-12}$	$4.06 \cdot 10^{-16}$

### Выводы

Получены две оценки ошибки усечения ряда Кравченко-Котельникова. Исследовано асимптотическое поведение ошибки (2). Рассмотрен ряд, полученный в результате замены в (1) бесконечного произведения  $F_a(t)$  частичным. Приведено условие на количество сомножителей  $K$  частичного произведения, при выполнении которого неравенства (3) и (17) справедливы для ошибки аппроксимации рядом (18). Представлена оценка ошибки усечения для ряда на основе спектров функций  $h_a^{(m)}(x)$  в частном случае равных параметров. Построенные оценки позволят эффективно применять ряд Кравченко-Котельникова и обобщенный ряд (20) на практике для решения широкого круга задач.

### Список литературы

1. Кравченко В.Ф. Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям. М.: Радиотехника, 2003.
2. Кравченко В.Ф., Рвачев В.Л. Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях. М.: Физматлит, 2006.
3. Будунова К.А. Новое семейство финитных бесконечно дифференцируемых функций  $h_a^{(m)}(x)$  и обобщение теоремы Кравченко-Котельникова. // Труды РНТОРЭС им. А.С. Попова. Серия «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Вып. 10. М., 2017 с. 26-30.
4. Будунова К.А., Кравченко В.Ф., Пустовойт В.И. Оценка ошибки усечения ряда Кравченко-Котельникова. // Радиотехника и электроника. 2018. Т. 63. №9. С.935-941. (DOI: 10.1134/S003384941809005X)

## TRUNCATION ERROR BOUNDS FOR KRAVCHENKO-KOTEL'NIKOV SERIES AND SOME GENERALIZED SERIES BASED ON IT

Eng. K.A. Budunova

Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS  
1917schw@mail.ru

Truncation error of the Kravchenko-Kotel'nikov series, which is a generalization of the Whittaker-Kotel'nikov-Shannon series, is investigated. The basis functions of the Kravchenko-Kotel'nikov decomposition are linearly transformed with respect to the argument spectra  $F_a(t)$  of the atomic function  $h_a(x)$ . Function  $F_a(t)$  is given as an infinite product. The proof of the truncation error estimation theorem given in the paper is based on the construction of the majorant for the function  $|F_a(t)|$ . In addition to the Kravchenko-Kotel'nikov series, its generalization by spectra of compactly supported infinitely differentiable functions  $h_a^{(m)}(x)$  is considered.

**Keywords:** atomic functions, generalized sampling theorem, truncation error

# О НЕКОТОРЫХ СВЕРТКАХ АТОМАРНЫХ ФУНКЦИЙ И В-СПЛАЙНОВ ШЕНБЕРГА

ст. преп. Коновалов Я.Ю.

МГТУ им. Н.Э. Баумана  
kon20002000@mail.ru

В докладе исследованы свойства нового семейства бесконечно гладких функций с компактным носителем  $\text{fir}_{a,n}(x)$ , представляющих собой свертки В-сплайнов Шенберга и атомарных функций  $h_a(x)$ . Данное семейство включает в себя семейство атомарных функций  $\text{fir}_n(x)$  и является его естественным обобщением. При целых  $a$  функции  $\text{fir}_{a,n}(x)$  являются атомарными. Представлены формулы для вычисления предложенных функций, рассмотрена методика их применения при интерполяции и решении краевых задач. Описаны преимущества и недостатки новых функций по сравнению с В-сплайнами и семейством  $\text{fir}_n(x)$ . Приведены результаты решения модельных задач.

**Ключевые слова:** сплайны, атомарные функции, свертка, интерполяция, краевая задача

## Введение

При решении прикладных задач широко используется локальный базис В-сплайнов Шенберга [1]. Этот базис обеспечивает наименьшую погрешность при данной ширине ленты матрицы. Кроме того, В-сплайны, представляющие собой кусочно-полиномиальные функции, легко вычислять. Известен и недостаток этого базиса. В-сплайн порядка  $n$  имеет не более чем  $n-1$  непрерывную производную, что затрудняет применение сплайнов при решении дифференциальных уравнений и интерполяции функций высокой степени гладкости. Одним из путей преодоления этой проблемы является использование «сглаженных» сплайнов, то есть функций, близких по форме к сплайнам, но обладающих большей гладкостью. Примером подобных функций являются, в частности, атомарные функции. Среди них наиболее близкими к сплайнам является семейство  $\text{fir}_n(x)$ , представляющих собой свертки атомарной функции  $\text{up}(x)$  с В-сплайнами. Предлагается новое семейство функций, являющихся свертками В-сплайнов и атомарных функций  $h_a(x)$ , являющихся обобщением функции  $\text{up}(x)$ .

## 1. В-сплайны

По определению В-сплайн  $n$ -го порядка  $\Theta_n(x)$  представляет собой кратную свертку  $n+1$  прямоугольного импульса  $\varphi(x)$

$$\Theta_n = \underbrace{\varphi(x) * \varphi(x) * \dots * \varphi(x)}_{n+1}, \quad \varphi(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1/2, \\ 0, & |x| > 1/2 \end{cases}$$

и имеет носитель  $\text{supp}(\Theta_n) = [-(n+1)/2; (n+1)/2]$ .

Преобразования Фурье прямоугольного импульса и В-сплайна равны

$$\hat{\varphi}(t) = \text{sinc}(t/2), \quad \widehat{\Theta}_n(t) = \text{sinc}^{n+1}(t/2). \quad (1)$$

Непосредственно из формулы (1) для спектра  $\Theta_n(x)$  вытекает тождество

$$\Theta'_n(x) = \Theta(x + \frac{1}{2}) - \Theta(x - \frac{1}{2}). \quad (2)$$

Известно [1], что при приближении сдвигами  $\Theta_n$  на сетке с шагом  $h$  обеспечивается погрешность порядка  $h^{n+1}$  при ширине ленты матрицы  $n$ . Наиболее широко используется кубический В-сплайн  $\Theta_3(x)$ , обеспечивающий 4-й порядок погрешности и позволяющий представить систему уравнений для неизвестных коэффициентов  $c_k$  в виде трехдиагональной матрицы.

## 2. Атомарные функции $h_a(x)$ и $\text{fir}_n(x)$

По определению атомарные функции – это финитные (с компактным носителем) решения дифференциальных уравнений с линейно преобразованным аргументом специального вида. В частности, атомарные функции  $h_a(x)$  при любом вещественном  $a > 1$  имеют носитель  $[-1/(a-1), 1/(a-1)]$  и являются решениями уравнения

$$y'(x) = \frac{1}{2} a^2 (y(ax+1) - y(ax-1)). \quad (3)$$

При  $a > 2$  функция  $h_a(x)$  имеет плоскую вершину  $h_a(x) = a/2$  при  $|x| < (a-2)/(a(a-1))$ . Таким образом,  $h_a(x)$  можно рассматривать как сглаженный прямоугольный импульс. Свертки  $h_a(x)$  с самой собой (атомарные функции  $\text{ch}_{a,n}(x)$ ) соответственно являются своего рода аналогами сплайнов. Их свойства подробно рассмотрены в [2-5].

С ростом  $a$  относительная длина площадки увеличивается. В то же время  $h_a(x)$  сама является сверткой прямоугольных импульсов убывающей длины и имеет спектр

$$\widehat{h}_a(t) = \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{t}{a^k}\right).$$

При  $a = 2$   $h_a(x)$  совпадает с атомарной функцией  $\operatorname{up}(x)$ , имеющей носитель  $[-1;1]$ .

Атомарные функции  $\operatorname{fup}_n(x)$  определяются как свертки  $\operatorname{up}(x)$  и В-сплайна порядка  $n-1$ :  $\operatorname{fup}_n(x) = \operatorname{up}(x) * \Theta_{n-1}(x)$ . Соответственно  $\operatorname{fup}_0(x) = \operatorname{up}(x)$ . Аналогично В-сплайнам

$$\operatorname{fup}'_n(x) = \operatorname{fup}_{n-1}\left(x + \frac{1}{2}\right) - \operatorname{fup}_{n-1}\left(x - \frac{1}{2}\right). \quad (4)$$

Длина носителя  $\operatorname{fup}_n(x)$  равна сумме длин носителей  $\operatorname{up}(x)$ ,  $\Theta_{n-1}(x)$  и составляет  $n+2$ .

Интерполяционные свойства базиса  $\operatorname{fup}_n(x-k)$  легко оценить из следующих соображений. Свертка  $\operatorname{up}(x)$  с многочленом дает многочлен той же степени. Тогда

$$\sum_{k=-\infty}^{+\infty} c_k \operatorname{fup}_n(x-k) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} c_k \left( \Theta_{n-1}(t) * \operatorname{up}(t) \right) \Big|_{x-k} = \operatorname{up}(x) * \sum_{k=-\infty}^{+\infty} c_k \Theta_n(x-k) \equiv \operatorname{up}(x) * P_{n-1}(x) \equiv Q_{n-1}(x).$$

Таким образом, сумма сдвигов  $\operatorname{fup}_n(x)$  обеспечивает точное приближение лишь многочленов степени  $n-1$ , обеспечивая погрешность порядка  $h^n$ . Кроме того, так как длина носителя  $\operatorname{fup}_n(x)$  равна  $n+2$ , трехдиагональная матрица системы позволяет использовать только базис  $\operatorname{fup}_2(x)$  с погрешностью  $O(h^2)$ . Для получения  $O(h^4)$  требуется базис  $\operatorname{fup}_4(x)$  и пятидиагональная матрица. Несмотря на этот недостаток, атомарные функции  $\operatorname{fup}_n(x)$  нашли широкое применение [6,7].

### 3. Новое семейство бесконечно гладких финитных функций $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$

Введем  $\operatorname{fir}_{a,n}(x) = h_a(x) * \Theta_{n-1}(x)$ ,  $a > 1$ . Очевидно,  $\operatorname{fir}_{2,n}(x) = \operatorname{fup}_n(x)$ ,  $\operatorname{fir}_{a,0}(x) = h_a(x)$ ,  $\operatorname{fir}_{2,0}(x) = \operatorname{up}(x)$ .

Длина носителя  $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$  равна сумме длин носителей  $\Theta_{n-1}(x)$  и  $h_a(x)$ , то есть, в отличие от  $\operatorname{fup}_n(x)$ , к  $n$  прибавляется не 2, а сколь угодно малое  $2/(a-1)$ . Таким образом, для трехдиагональной матрицы при  $n=3$  и  $a \geq 3$  можно получить погрешность  $O(h^3)$ , что лучше, чем для  $\operatorname{fup}_2(x)$ , хотя и хуже, чем для сплайна. При больших  $a$  возможен переход к квазиинтерполяции с  $n=4$ .

Спектр  $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$  равен произведению спектров  $h_a(x)$  и В-сплайна

$$\widehat{\operatorname{fir}}_{a,n}(t) = \operatorname{sinc}^n\left(\frac{t}{2}\right) \cdot \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{t}{a^k}\right). \quad (5)$$

Из выражения (5) для спектра аналогично (2) и (4) вытекает

$$\operatorname{fir}'_{a,n}(x) = \operatorname{fir}_{a,n-1}\left(x + \frac{1}{2}\right) - \operatorname{fir}_{a,n-1}\left(x - \frac{1}{2}\right) \quad (6)$$

Отметим, что согласно (6)  $\operatorname{fir}_{a,n}^{(n)}(x)$  является суммой сдвигов  $h_a(x)$ . Дальнейшее дифференцирование должно осуществляться по формуле (3).

Для вычисления  $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$  можно использовать ряд Фурье

$$\operatorname{fir}_{a,n}(x) = \frac{2}{l} \left( \frac{1}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} \widehat{\operatorname{fir}}_{a,n}\left(\frac{2\pi k}{l}\right) \cos\left(\frac{2\pi kx}{l}\right) \right), \quad \text{где } l = n + \frac{2}{a-1}.$$

### 4. Функции $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$ при натуральных $a$

Легко показать, что  $\forall m \in \mathbb{N}$  прямоугольный импульс  $\varphi(x)$  удовлетворяет уравнению

$$y(x) = \sum_{k=1}^m y(mx - k + (m+1)/2).$$

Тогда, согласно теореме о свертке атомарных функций [2,3,4,5,8], может быть построено уравнение для свертки  $h_m(x) * \varphi(x) = \operatorname{fir}_{m,1}(x)$ , затем и для свертки  $\operatorname{fir}_{m,1}(x) * \varphi(x) = \operatorname{fir}_{m,2}(x)$  и т.д. Таким образом, при целых  $a$   $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$  являются атомарными функциями, хотя записать явный вид уравнений для произвольных  $m$  и  $n$  проблематично. В каждом конкретном случае его легко получить путем последовательного применения теоремы. Найденные уравнения можно использовать для построения итерационных алгоритмов [4].

### 5. Интерполяция сдвигами $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$

Рассмотрим интерполяцию функции  $f(x)$  сдвигами  $\operatorname{fir}_{a,n}(x)$  по формуле

$$S(x) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} c_k \operatorname{fir}_{a,n}(x+k) \quad (7)$$

Если потребуем, чтобы система уравнений имела трехдиагональную матрицу, то должно быть выполнено условие  $a \geq 2$  при  $n=2$ , либо  $a \geq 3$  при  $n=3$ . Для пятидиагональной матрицы возможно

$2 \geq a > 1$  при  $n = 2$ ,  $3 \geq a > 1$ , при  $n = 3$ ,  $a \geq 2$  при  $n = 4$ ,  $a \geq 3$ , при  $n = 5$ . Для нахождения  $c_k$  составим систему уравнений

$$\left( \begin{array}{ccc|c} \gamma & \alpha & \beta & b_0 \\ & \gamma & \alpha & b_1 \\ & & \ddots & \vdots \\ & & & \gamma & \alpha & \beta & b_r \end{array} \right), \text{ где } \begin{array}{l} \alpha = \text{fip}_{a,n}(0), \\ \beta = \text{fip}_{a,n}(-1), \\ \gamma = \text{fip}_{a,n}(1), \\ b_k = f(x_0 + k). \end{array}$$

Данная система содержит уравнений на два меньше, чем неизвестных. Дополним ее, приравняв производные на концах производным интерполируемой функции

$$c_{-1} \text{fip}'_{a,n}(1) + c_1 \text{fip}'_{a,n}(-1) = f'(x_0), \quad c_{n-1} \text{fip}'_{a,n}(1) + c_{n+1} \text{fip}'_{a,n}(-1) = f'(x_n).$$

При шаге сетки  $h$  отличным от 1 необходимо умножить  $f'(x_i)$  на  $h$ .

**Таблица 1.** Условия модельных краевых задач

Задача	$r(x)$	$f(x)$	$\bar{y}(x)$
1	$r(x) = x$	$f(x) = (4\pi^2 + x) \sin 2\pi x$	$\bar{y}(x) = \sin 2\pi x$
2	$r(x) = e^x$	$f(x) = (\pi^2 + e^x) \sin \pi x$	$\bar{y}(x) = \sin \pi x$
3	$r(x) = 1/(x - 0,1\pi)$	$f(x) = (\pi^2 + r(x)) \sin \pi x$	$\bar{y}(x) = \sin \pi x$
4	$r(x) = 2\text{tg}^2 x + 1$	$f(x) = -r(x) \cdot \left( \frac{x}{\cos 1} + 1 - x \right)$	$\bar{y}(x) = \frac{1}{\cos x} - \frac{x}{\cos 1} + x - 1$
5	$r(x) = \sqrt{x}$	$f(x) = -\frac{15}{4} \sqrt{x} + x^3 - \sqrt{x^3}$	$\bar{y}(x) = \sqrt{x^5} - x$

**Таблица 2.** Результаты численного эксперимента для модельных краевых задач

Задача	Базис	max $\Delta y$	$x_0$	$y(x_0)$	Задача	Базис	max $\Delta y$	$x_0$	$y(x_0)$
1*	$B_3$	0.00845	0.75	-1	1	fip <sub>3,3</sub>	0.00546	0.27	0.99
1*	fup <sub>2</sub>	0.00559	0.75	-1	1	fip <sub>4,3</sub>	0.00545	0.27	0.99
1**	ch <sub>5,3</sub>	0.00461	0.275	0.983	1	fip <sub>10,3</sub>	0.00545	0.27	0.99
1**	ch <sub>10,3</sub>	0.00423	0.278	0.980	1	fip <sub>20,3</sub>	0.00568	0.27	0.99
2*	$B_3$	0.00175	0.5	1	2	fip <sub>3,3</sub>	0.00117	0.478	0.998
2*	fup <sub>2</sub>	0.00164	0.5	1	2	fip <sub>4,3</sub>	0.00119	0.478	0.997
2**	ch <sub>5,3</sub>	0.00099	0.473	0.995	2	fip <sub>10,3</sub>	0.00121	0.479	0.998
2**	ch <sub>10,3</sub>	0.00091	0.471	0.995	2	fip <sub>20,3</sub>	0.00142	0.481	0.998
3*	$B_3$	0.00282	0.45	0.985	3	fip <sub>3,3</sub>	0.00204	0.306	0.82
3*	fup <sub>2</sub>	0.00216	0.45	0.985	3	fip <sub>4,3</sub>	0.00187	0.308	0.824
3**	ch <sub>5,3</sub>	0.00172	0.309	0.824	3	fip <sub>10,3</sub>	0.00174	0.310	0.827
3**	ch <sub>10,3</sub>	0.00149	0.310	0.826	3	fip <sub>20,3</sub>	0.00205	0.310	0.827
4*	$B_3$	0.00084	0.7	-0.288	4	fip <sub>3,3</sub>	0.00069	0.737	-0.277
4*	fup <sub>2</sub>	0.00056	0.7	-0.288	4	fip <sub>4,3</sub>	0.00052	0.687	-0.291
4**	ch <sub>5,3</sub>	0.00048	0.735	-0.278	4	fip <sub>10,3</sub>	0.00035	0.637	-0.298
4**	ch <sub>10,3</sub>	0.00045	0.735	-0.278	4	fip <sub>20,3</sub>	0.00036	0.999	-0.002
5*	$B_3$	0.00023	0.2	-0.182	5	fip <sub>3,3</sub>	0.00016	0.163	-0.152
5*	fup <sub>2</sub>	0.00017	0.2	-0.182	5	fip <sub>4,3</sub>	0.00017	0.213	-0.192
5**	ch <sub>5,3</sub>	0.00015	0.164	-0.153	5	fip <sub>10,3</sub>	0.0002	0.312	-0.258
5**	ch <sub>10,3</sub>	0.00014	0.165	-0.153	5	fip <sub>20,3</sub>	0.00026	0.462	-0.317

Данные помеченные «\*» взяты из [9], «\*\*» из [5].

### 6. Решение краевых задач для дифференциальных уравнений

Выражение (7) обеспечивает равномерное приближение для производных

$$S^{(l)}(x) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} c_k \text{fip}_{a,n}^{(l)}(x + k).$$

Это позволяет использовать  $\text{fip}_{a,n}(x)$  для решения дифференциальных уравнений. Рассмотрим уравнение  $p(x)y'' + q(x)y' + r(x)y = f(x)$  с условиями на концах  $y(x_0) = y_0$ ,  $y(x_1) = y_1$ . Система с трехдиагональной матрицей будет содержать строки вида

$$\begin{aligned} & (p_i h^{-2} \text{fip}_{a,n}''(1) + q_i h^{-1} \text{fip}_{a,n}'(1) + r_i \text{fip}_{a,n}(1))c_{i-1} + (p_i h^{-2} \text{fip}_{a,n}''(0) + r_i \text{fip}_{a,n}(0))c_i + \\ & + (p_i h^{-2} \text{fip}_{a,n}''(-1) + q_i h^{-1} \text{fip}_{a,n}'(-1) + r_i \text{fip}_{a,n}(-1))c_{i+1} = f(x_0 + ih), \quad i = 1, \dots, r, \end{aligned}$$

где  $p(x_0 + ih) = p_i$ ,  $q(x_0 + ih) = q_i$ ,  $r(x_0 + ih) = r_i$ .

Краевые условия представлены двумя дополнительными уравнениями

$$c_{-1} \text{fip}_{a,n}(1) + c_0 \text{fip}_{a,n}(0) + c_1 \text{fip}_{a,n}(-1) = y(x_0), \quad c_{r-1} \text{fip}_{a,n}(1) + c_r \text{fip}_{a,n}(0) + c_{r+1} \text{fip}_{a,n}(-1) = y(x_r).$$

Аналогично [5,9] рассмотрим модельные задачи вида  $-y'' + r(x)y = f(x)$  с условиями  $y(0) = 0$ ,  $y(1) = 0$  и точным решением  $\bar{y}(x)$ . Явный вид  $r(x)$ ,  $f(x)$  и  $\bar{y}(x)$  приведен в табл. 1. Выберем шаг сетки  $h = 0.05$  как в [5,9]. Сравнение результатов приведено в табл. 2.

## Выводы

Предложено новое двухпараметрическое семейство бесконечно гладких базисных функций  $\text{fip}_{a,n}(x)$ . При целых значениях параметра  $a$  функции являются атомарными. Численный эксперимент показывает перспективность применения новых функций в методах интерполяции и коллокации.

## Литература

1. Shikin E.V., Plis A.I. Handbook on splines for the user. CRC Press, 1995.
2. Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю., Пустовойт В.И. Новый класс окон на основе семейства атомарных функций  $\text{ch}_{a,n}(x)$  и его применение в цифровой обработке сигналов. Радиотехника и электроника, 2015. Т. 60. № 9. С. 931–943.
3. Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю., Пустовойт В.И. Семейства атомарных функций  $\text{ch}_{a,n}(x)$  и  $\text{fup}_n(x)$  в цифровой обработке сигналов. Доклады академии наук, 2015, том 462, № 1, с. 35–40.
4. Kononov Y.Y. Iterative algorithms for computation convolutions of atomic functions including new family  $\text{ch}_{a,n}$ . Days on diffraction 2012. International conference Saint Petersburg, May 28 – June 1, 2012. Proceedings. P.129-133.
5. Yaroslav Y. Kononov, Oleg V. Kravchenko Application of new family of atomic functions  $\text{ch}_{a,n}$  to solution of boundary value problems, Proceedings of Days on Diffraction Conference, p. 132-138.
6. Gotovac H., Cvetkovic V., Andricevic R. Adaptive Fup multi-resolution approach to flow and advective transport in highly heterogeneous porous media: Methodology, accuracy and convergence. // Advances in water resources. 32 (2009) , 6; 885-905.
7. T.V. Rvachova, Ye. P. Tomilova. Finding Antiderivatives with the Help of the Generalized Taylor Series. Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии № 73, 2016. p.52-58.
8. В.А. Рвачев. Атомарные функции. Математический анализ и теория вероятностей. Сборник научных трудов. Киев : Наукова думка. 1978. с. 143-146.
9. В.Л. Рвачев, Е.А. Федотова. Сопоставление аппроксимационных свойств сплайнов и атомарных функций. С.92-98. Методы сплайн-функций (Вычислительные системы, 72). Сборник трудов. Новосибирск 1977.

## ON SOME CONVOLUTIONS OF ATOMIC FUNCTIONS AND B-SPLINES

Y.Y. Kononov

Bauman Moscow State University  
kon20002000@mail.ru

Properties of new family of infinitely smooth compactly supported function  $\text{fip}_{a,n}(x)$  which are convolutions of B-spline and atomic functions  $\text{h}_a(x)$  are investigated. This family contains family of atomic functions  $\text{fup}_n(x)$  and presents its native generalization.  $\text{fip}_{a,n}(x)$  is atomic function if  $a$  is integer. Advantages and disadvantages of new family in comparison to B-splines and  $\text{fup}_n(x)$  family are described. Solution of model problems is presented.

**Keywords:** splines, atomic functions, convolution, interpolation, boundary-value problem



# СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ПЛАНАРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С РАЗЛИЧНЫМИ ФОРМАМИ АПЕРТУРЫ

д.т.н., проф. А.С. Петров, д.ф.-м.н. А.А. Прилуцкий

АО «НПО им. Лавочкина»  
prilutskiy59@gmail.com

Проведен сравнительный анализ характеристик диаграмм направленности планарных излучателей с различными формами апертуры. Установлено, что выбор формы апертуры излучателей в виде прямоугольника, диска, эллипса и гексагона в малой мере влияет на суммарный уровень мощности, излучаемый в боковых лепестках ДН. При необходимости существенного подавления мощности, излучаемой антенной в боковых лепестках, следует использовать методы амплитудно-фазовой аподизации возбуждения апертуры излучателей.

При проектировании планарных антенных решеток часто используются следующие формы апертуры: прямоугольная, круглая, кольцевая, эллиптическая, шестиугольная (гексагональная), наконец, крестообразная (крест Миллса) [1–5]. Известно, что форма и уровень боковых лепестков ДН планарного излучателя зависят от конфигурации его апертуры. Цель работы состоит в сопоставительном анализе распределения мощности, излучаемой указанными выше шестью типами антенн, между главным и боковыми лепестками ДН. Таким образом, задача состоит в том, чтобы выяснить, можно ли и насколько путем выбора формы апертуры уменьшить отношение мощности, излучаемой антенной в боковых лепестках, к мощности, излучаемой ею в главном лепестке.

Приведем известные выражения для ДН планарных антенн с шестью формами апертуры. Так, для антенны с **прямоугольной апертурой**

$$F_{\text{пр}}(L'_x, L'_y, u, v) = \text{sinc}[\pi L'_x u] \text{sinc}[\pi L'_y v], \quad (1)$$

где  $L'_{x,y} = L_{x,y}/\lambda$  – нормированные к длине волны размеры сторон прямоугольника по осям  $x$  и  $y$  прямоугольной декартовой системы координат (ПДСК),  $u = \sin(\theta)\cos(\varphi)$ ,  $v = \sin(\theta)\sin(\varphi)$  – направляющие косинусы углов  $(\theta, \varphi)$ , определяющие проекции на оси  $x$  и  $y$  ПДСК единичного радиус-вектора, заданного в сферической системе координат (ССК) и ориентированного на точку наблюдения,  $\text{sinc}(x) \equiv [\sin(x)]/x$ .

ДН антенны, имеющей форму равностороннего **шестиугольника** (гексагона), можно рассчитать, воспользовавшись выражением, полученным в [3]. Для нормированной ДН антенны с **круглой апертурой** в [2] находим следующее выражение

$$F_{\text{кр}}(D', \theta) = 2J_1(\pi D' \sin \theta) / (\pi D' \sin \theta) = J_2(\pi D' \sin \theta) + J_0(\pi D' \sin \theta), \quad (2)$$

где  $D'$  – диаметр круга, нормированный к длине волны,  $J_n(x)$  – функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка. В [4] показано, что ДН антенны с апертурой, имеющей форму **эллипса**, можно рассчитать, используя выражение для ДН антенны с круглой апертурой, путем простых замен переменных  $D'$  на  $a'$  и  $\sin \theta$  на  $x$

$$F_{\text{эл}}(a', x) = J_2(2\pi a' x) + J_0(2\pi a' x), \quad (3)$$

где  $a' = a/\lambda$ ,  $x = (\sin \theta)f(p, \varphi)$ ,  $p = b/a$  – отношение малой полуоси эллипса к его большой полуоси,  $f(p, \varphi) = \cos \varphi / \cos[\arctg(p \tan \varphi)]$ . При  $\varphi = \pi/2$  и  $3/2\pi$  функция  $f(p, \varphi)$  окажется равной  $p$ . Из определения переменной  $x$  следует, что

$$\theta = \arcsin[x/f(p, \varphi)] \quad (4)$$

Теперь рассмотрим антенны с еще двумя часто применяемыми на практике формами апертуры – **кольцевой** и **в виде креста Миллса**, рис.2. Нормированную ДН антенны с кольцевой формой апертуры можно определить как взвешенную разность нормированных ДН  $F_{\text{кр}}(D', \theta)$  антенн с круглой апертурой

$$F_{\text{к}}(D'_1, D'_2, \theta) = [D_1'^2 F_{\text{кр}}(D'_1, \theta) - D_2'^2 F_{\text{кр}}(D'_2, \theta)] (D_1'^2 - D_2'^2)^{-1}, \quad (5)$$

где  $D'_1$  и  $D'_2$  – нормированные к длине волны диаметры внешнего и внутреннего кругов кольца.

Для нахождения выражения для нормированной ДН антенны с апертурой в виде креста Миллса  $F_{\text{КМ}}$  поступаем следующим образом. Определяем нормированные ДН горизонтального и вертикального плеч, а также центральной области их пересечения  $F_1 = F_{\text{пр}}(L'_1, W'_1, u, v)$ ,  $F_2 = F_{\text{пр}}(W'_2, L'_2, u, v)$  и  $F_3 = F_{\text{пр}}(W'_2, W'_1, u, v)$ . Площади субапертур окажутся равными  $S_1 = L_1 W_1$ ,  $S_2 = L_2 W_2$  и  $S_3 = W_1 W_2$ , соответственно. Результирующая ДН определится следующим образом:

$$F_{\text{КМ}} = (S_1 F_1 + S_2 F_2 - S_3 F_3) (S_1 + S_2 - S_3)^{-1}. \quad (6)$$

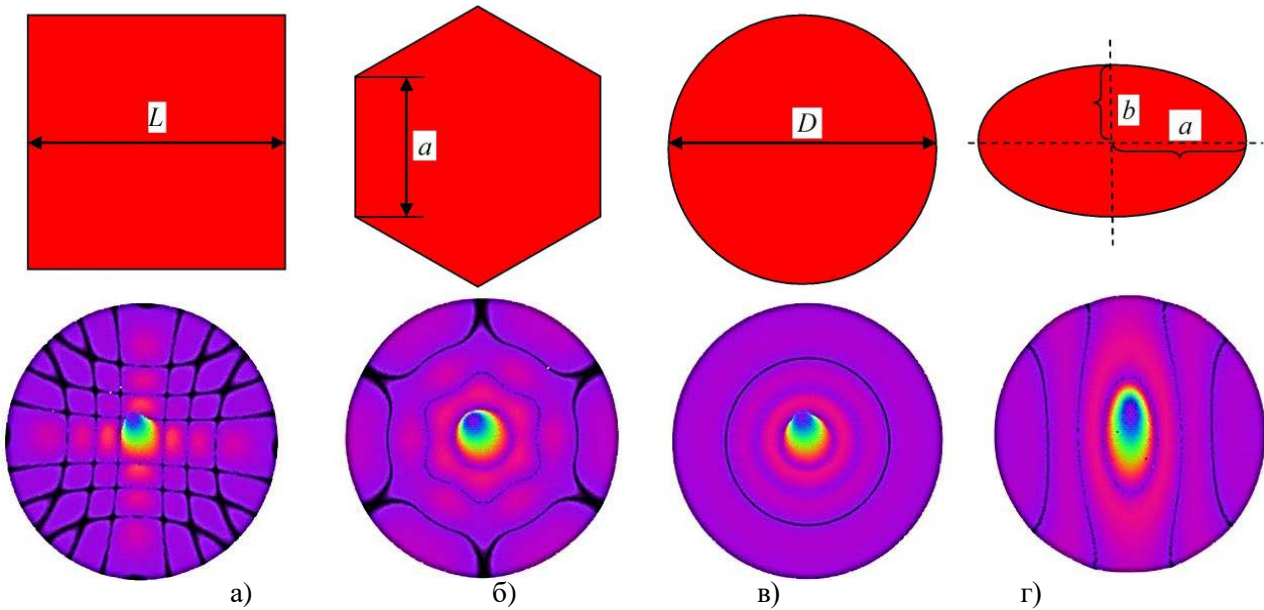


Рис. 1. Антенны с апертурами в форме квадрата, гексагона, круга, эллипса и их ДН.

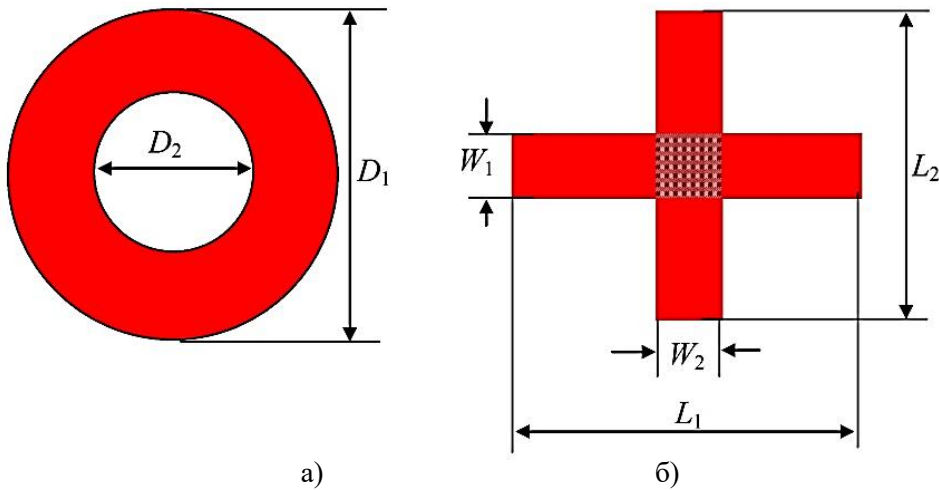


Рис. 2. Антенны с кольцевой а) и крестообразной б) формами апертуры.

Суммарная нормированная мощность антенны с прямоугольной апертурой, заключенная в первом квадранте на плоскости  $(u, v)$ , равна

$$P_{\Sigma}(L'_x, L'_y) = \int_0^1 \text{sinc}^2(\pi L'_x u) \left[ \int_0^{\sqrt{1-u^2}} \frac{\text{sinc}^2(\pi L'_y v)}{\sqrt{1-(u^2+v^2)}} dv \right] du. \quad (7)$$

Выбор верхнего предела интегрирования по переменной  $v$  вытекает из того, что область физически наблюдаемых углов в плоскости  $(u, v)$  ограничена кругом  $u^2+v^2 \leq 1$ , поэтому на границе угловой области имеем связь  $v = \sqrt{1-u^2}$ . Наличие делителя в знаменателе подынтегральной функции в (7) объясняется заменой переменных  $(\theta, \varphi)$  на  $(u, v)$ .

В плоскости  $(u, v)$  равные уровни главного лепестка ДН при  $|F| > 0.5$  описываются фигурами приближающимися по форме к эллипсам с полуосями  $u_m = u'_m / L'_x$ ,  $v_m = v'_m / L'_y$ . Эти эллипсы можно задать в параметрической форме, как  $u = u_m \cos(t)$ ,  $v = v_m \sin(t)$ . Выразим параметр  $t$  из первого равенства  $t = \arccos(u/u_m)$ , тогда

$$v = v_m \sin[\arccos(u/u_m)] = (v'_m / L'_y) \sin\{\arccos[u/(u'_m / L'_x)]\}. \quad (8)$$

Это соотношение будет в дальнейшем использовано для определения верхнего предела интегрирования.

Значения  $u'_m$  и  $v'_m$  для точек, расположенных в главном лепестке ДН, рассчитываются из уравнений

$$\text{sinc}(\pi x u'_m) - A_m = 0, \quad \text{sinc}(\pi y v'_m) - A_m = 0. \quad (9)$$

где  $A_m = 10^{-L_{\text{дб}}/20}$ ,  $L_{\text{дб}}$  – уровень ДН относительно максимума, выраженный в децибелах по мощности. Очевидно, что для любого заданного значения коэффициента  $A_m$  выполняется равенство  $u'_m = v'_m$ , поэтому станем обозначать его через  $uv'_m$ . Так, для  $L_{\text{дб}} = 3$  дБ и 6 дБ получим значения  $A_m = 0.707$  и  $0.5$ , а также

$uv'_m=0.443$  и  $uv'_m=0.603$ , соответственно. Нули на осях  $u$  и  $v$  ДН, описываемой формулой (1), записанные в терминах нормированных переменных  $u_{0,i}'$  и  $v_{0,k}'$  окажутся целыми и, вообще говоря, различными числами, которые совпадают с номерами соответствующих нулей  $i, k=1, 2, 3 \dots$ . Затем следующим образом рассчитываем часть нормированной мощности, связанной с областью эллипса, заключенной, так же, как и в (7), в первом квадранте плоскости  $(u, v)$

$$P(uv'_m, L'_x, L'_y) = \int_0^{uv'_m/L'_x} \text{sinc}^2(\pi L'_x u) \left[ \int_0^{(uv'_m/L'_y) \sin\{\arccos[u/(uv'_m/L'_x)]\}} \frac{\text{sinc}^2(\pi L'_y v)}{\sqrt{1-(u^2+v^2)}} dv \right] du. \quad (10)$$

Верхний предел внутреннего интеграла в (14) определяется соотношением (12).

Рассчитываем отношение мощности, заключенной в заданной части угловой области ДН антенны, к полной излучаемой мощности

$$P'(uv'_m, L'_x, L'_y) = P(uv'_m, L'_x, L'_y) [P_\Sigma(L'_x, L'_y)]^{-1}. \quad (11)$$

Аналогичные операции выполняются при анализе мощности, излучаемой в главном и боковых лепестках ДН антенн с другими формами апертуры. Результаты расчета зависимости (от нормированного к длине волны размера апертуры) отношения мощности, излучаемой в главном лепестке ДН антенны с круглой и прямоугольной (в частном случае квадратной) формами апертуры при заданном отсчетном уровне амплитуды в главном лепестке  $A_m$  ко всей излучаемой мощности, приведены на рис.3. На нем также представлены отношения мощности в первом и втором боковых лепестках к общей излучаемой мощности и выигрыш по мощности, излучаемой в главном лепестке ДН антенны с круглой апертурой перед антенной с квадратной апертурой. Как видим, он не превышает 0.22 дБ. Аналогичные сравнительные оценки даны для антенн с прямоугольной и с эллиптической формами апертуры при трех значениях отношения сторон  $p$  для прямоугольной апертуры и отношения полуосей для эллиптической апертуры, рис.4.

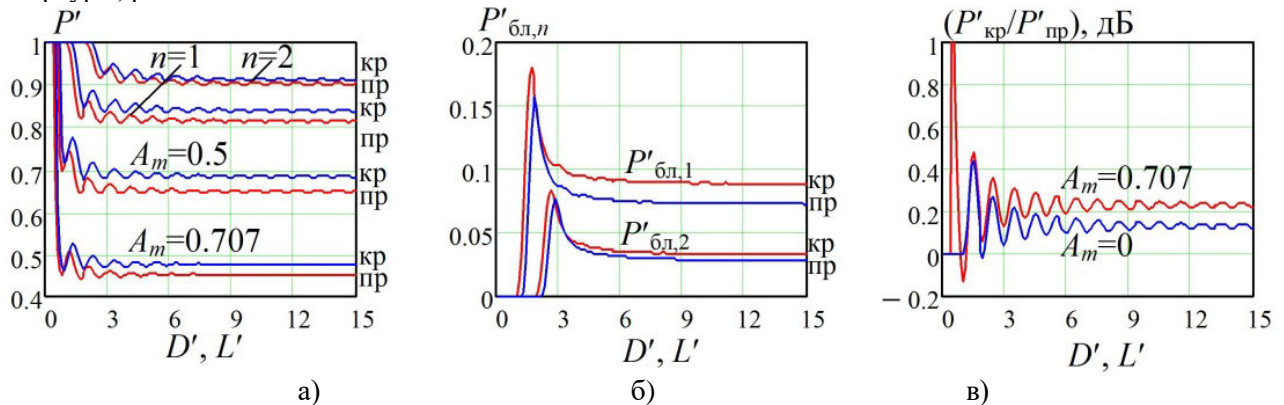


Рис. 3. Сравнение мощности, излучаемой в главном и боковых лепестках ДН антеннами с круглой и квадратной апертурой.

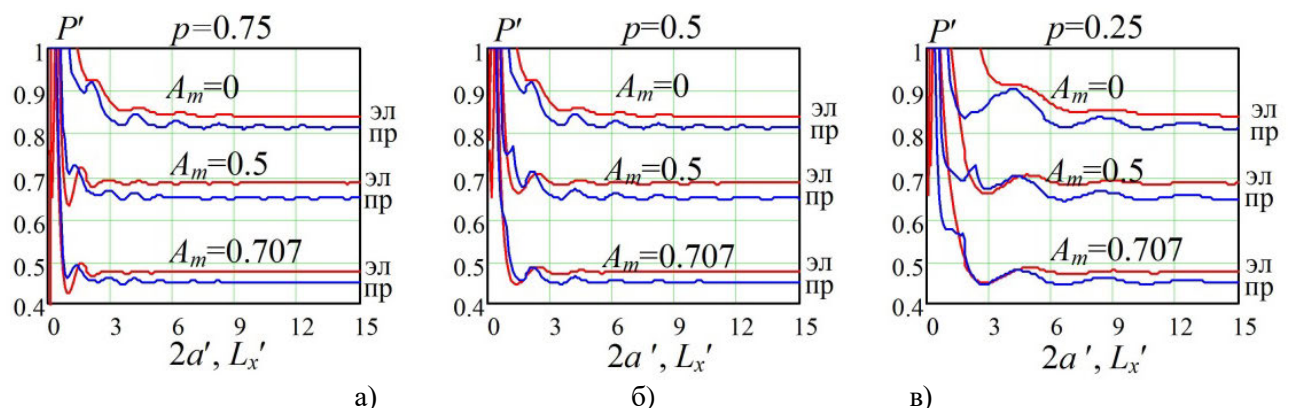
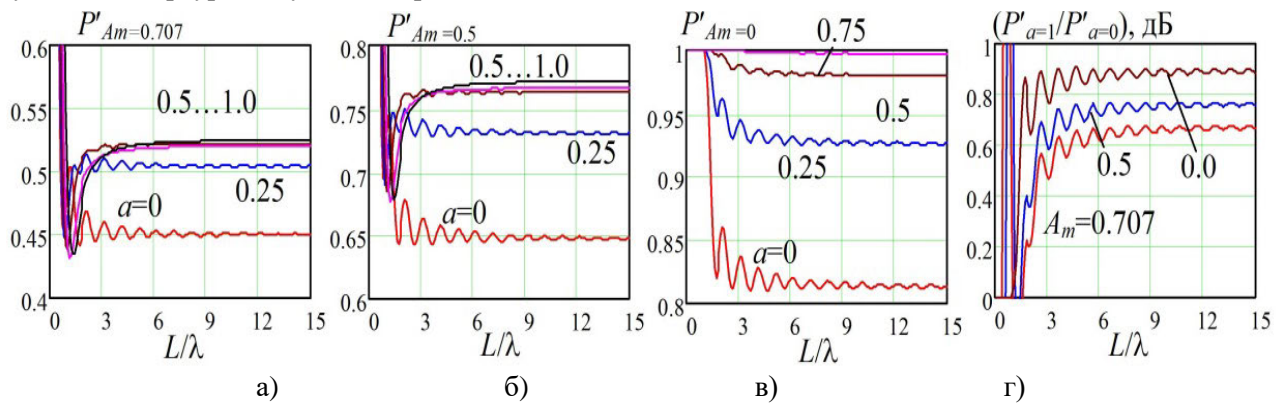


Рис. 4. Сравнение мощности, излучаемой в главном и боковых лепестках ДН антеннами с эллиптической и прямоугольной формой апертуры.

Проведенный анализ показал, что выбор формы апертуры излучателей в виде прямоугольника, диска, эллипса и гексагона очень в малой мере влияет на суммарный уровень мощности, излучаемый в боковых лепестках ДН. Фактически, следом за изменением апертуры происходит лишь переформатирование их конфигурации с очень незначительным уменьшением мощности в главном лепестке при реализации антенны с прямоугольной формой излучателя. Антенны с кольцевой апертурой и в виде креста Миллса обладают увеличенным уровнем боковых лепестков, и их следует использовать в особенных

случаях. При необходимости существенного, и, практически, полного подавления мощности, излучаемой антенной в боковых лепестках, следует использовать методы амплитудно-фазовой аподизации возбуждения апертуры излучателей, рис.5.



**Рис. 5.** Сравнение мощности, излучаемой в главном и боковых лепестках ДН антеннами с прямоугольной формой апертуры при наличии амплитудной аподизации возбуждения апертуры.

### Литература

1. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. Учебник для радиотехнических специальностей вузов. М.: Энергия, 1975. 528 с.
2. Balanis C.A. Antenna theory: analysis and design, N.-Y.: John Wiley & Sons, 1997. 941 p.
3. Borgiotti G. "A synthesis method for bi-dimensional apertures," IEEE Trans. Antennas Propag. 1968. Vol. AP-16. No. 2. P. 188–193.
4. Lo Y.T., Hsuan H.C. An equivalence theory between elliptical and circular arrays // IEEE Tram. on Antennas and Propagation, vol. AP-13, pp. 247-256. March 1965.
5. Haykin S., Rahman H. Digital baseband processing of a Mills' cross array antenna // Can. Elec. Eng. J. 1979. Vol. 4. No. 4. P. 6–10.

## COMPARATIVE PATTERNS ANALYSIS OF PLANAR ANTENNAS WITH DIFFERENT APERTURE FORMS

A.S. Petrov, A.A. Prilutskiy

prilutskiy59@gmail.com

Comparative patterns analysis of planar antennas with different aperture forms was carried out. It was established that aperture form choice among circle, rectangle, ellipse and hexagon gives inessential influence on ratio of power radiated at antenna pattern main and side lobes. Apodization of aperture amplitude excitation gives match better result.



# УСОВЕРШЕНСТВОВАННЫЙ МЕТОД МАТРИЦ РАССЕЯНИЯ В СОСТАВЕ ГИБРИДНЫХ МЕТОДОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР

вед. программист Петухов А.А.

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, кафедра математики  
petukhov@physics.msu.ru

Предлагается усовершенствованный метод построения матрицы рассеяния однородного слоя, входящего в состав многослойной дифракционной структуры. Метод основан на вычислении матриц рассеяния в этом слое для всех дифракционных порядков в отдельности и последующем формировании общей матрицы рассеяния слоя, которая далее используется для рекуррентного вычисления матрицы рассеяния всей многослойной структуры. Данный подход позволяет получить существенное ускорение (до 1.5-3 раз по сравнению с традиционным методом матриц рассеяния) при моделировании комбинированных многослойных дифракционных структур.

**Ключевые слова:** метод матриц рассеяния, многослойные дифракционные структуры, гибридные численные методы.

В современной лазерной технике, системах коммуникации, космических исследованиях и многих других областях науки и техники для управления электромагнитным излучением широко применяются дифракционные структуры. Особо следует выделить класс многослойных дифракционных структур, которые в точности или приближенно представляют собой совокупность однородных и неоднородных слоев с различными свойствами. Многослойными дифракционными структурами являются, например, гибридные структуры, представляющие собой комбинацию одной или нескольких дифракционных решеток с различным типом профиля и многослойного покрытия. Примерами таких структур могут служить ячейки полупроводниковых светоизлучающих элементов, ячейки солнечных батарей, многослойные неоднородные вставки, помещенные в оптический или радиоволновод и другие подобные структуры.

Для решения задач математического моделирования дифракционных структур применяется большое количество различных методов, таких как метод конечных элементов [1-2], метод конечных разностей, в том числе во временной области [3], строгий метод связанных волн (RCWA) [4-6] и другие. Однако следует заметить, что эти методы являются достаточно общими и не всегда учитывают особенности задачи (например, многослойное строение дифракционной структуры). Для моделирования многослойных дифракционных структур автором был разработан комплекс гибридных методов, основанных на комбинированном применении неполного метода Галеркина, метода конечных элементов и матричных методов (метода матриц переноса, метода матриц рассеяния) [7-10]. Эти методы позволяют совместно применять различные численные методы для различных частей структуры, учитывать особенности ее строения и за счет этого обеспечивать как повышение точности, так и увеличение скорости вычислений. В то же время оказывается, что эти методы могут быть дополнительно усовершенствованы для структур, содержащих наряду с неоднородными слоями достаточно большое число однородных слоев. Исследуются многослойные дифракционные структуры, состоящие из одной или нескольких периодических дифракционных решеток и набора однородных слоев. Рассматривается двумерная задача дифракции плоской электромагнитной волны на такой структуре. Математическую постановку задачи составляет уравнение Гельмгольца для одной из компонент электромагнитного поля волны, дополненное периодическими граничными условиями в поперечном направлении, а также парциальными условиями излучения. Для получения численного решения поставленной математической задачи используются гибридные численные методы, основанные на совместном применении неполного метода Галеркина, метода конечных элементов и метода матриц рассеяния [7-8, 10].

Для построения матрицы рассеяния однородных слоев предлагается применять упрощенную процедуру вычислений. Поскольку в однородном слое в каждом дифракционном порядке волны распространяются независимо друг от друга (то есть без перераспределения энергии между различными дифракционными порядками), оказывается возможным вычислить матрицы рассеяния в этом слое для всех порядков в отдельности, а затем сформировать из них общую матрицу рассеяния, которая уже может быть использована для последующего рекуррентного вычисления матрицы рассеяния всей структуры. При этом матрица рассеяния для каждого дифракционного порядка имеет размерность  $2 \times 2$  и может быть вычислена аналитически. Таким образом, предлагается усовершенствованный алгоритм построения матрицы рассеяния однородного слоя, входящего в состав многослойной дифракционной структуры. Этот алгоритм является строгим, аналитическим и не требует трудоемких операций обращения матриц, вычисления собственных значений и собственных векторов.



Описывается применение предложенного усовершенствованного метода вычисления матрицы рассеяния многослойной дифракционной структуры для расчета спектральных свойств многослойных комбинированных решеток с различным профилем штриха, содержащих однородные слои. Показано, что применение описанного выше подхода позволяет получить ускорение в 1.5-3 раза по сравнению с традиционным методом матриц рассеяния, в зависимости от формы профиля штриха решетки. Предлагаемый усовершенствованный метод матриц рассеяния может быть использован как в комбинации с неполным методом Галеркина, так и в комбинации с методом конечных элементов для расчета произвольных многослойных дифракционных структур, содержащих несколько дифракционных решеток и набор однородных слоев. Повышенное быстродействие также делает предлагаемый метод предпочтительным при решении задач синтеза многослойных дифракционных структур.

#### **Литература**

1. Moaveni M.K., Kalthor H.A., Shammam S.. Application of finite-elements to the analysis of diffraction gratings // International Journal of Electronics, 1976, №40(3), p.225–236.
2. Bao G., Chen Zh., Wu H. Adaptive finite-element method for diffraction gratings // J. Opt. Soc. Am. A, 2005, №22(6), p.1106–1114.
3. Ichikawa H. Electromagnetic analysis of diffraction gratings by the finite-difference time-domain method // J. Opt. Soc. Am. A, 1998, №15(1), p.152–157.
4. Moharam M. G., Pommet D.A., Grann E.B., Gaylord T.K.. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings // J. Opt. Soc. Am. A, 1995, №12(5), p.1068–1076.
5. Moharam M. G., Pommet D.A., Grann E.B., Gaylord T.K.. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // J. Opt. Soc. Am. A, 1995, №12(5), p.1077–1086.
6. Li L.. Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings // J. Opt. Soc. Am. A, 1996, №13, p.1024–1035.
7. Петухов А.А.. Совместное применение неполного метода Галеркина и метода матриц рассеяния для моделирования многослойных дифракционных решеток // Математическое моделирование, 2013, №25(6), с.41-53.
8. Петухов А.А.. Гибридные методы моделирования многослойных дифракционных решеток // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации «ARMIMP-2012». Доклады конференции. Суздаль, 2012, с.49-51.
9. Петухов А.А., Боголюбов А.Н., Трубецков М.К. Гибридные методы моделирования волноводов, содержащих локальные неоднородные вставки с многослойным строением. // Вычислительные методы и программирование: новые вычислительные технологии. 2016. Т.17. №3. С. 268-279
10. Petukhov A., Smirnov A., Konyaev D. Joint application of the finite element method and the scattering matrix method for solving diffraction problems on multilayer reflection gratings // 2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS), St.-Petersburg, Russia, 2017. P. 2738-2741.

## **IMPROVED SCATTERING MATRIX METHOD FOR APPLICATION WITHIN HYBRID METHODS FOR MODELING MULTILAYER DIFFRACTION STRUCTURES**

A.A. Petukhov

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Department of Mathematics  
petukhov@physics.msu.ru

In this work an improved method for computing a scattering matrix of a homogeneous layer within a multilayer diffraction structure is suggested. The suggested method is based on separate computation of the scattering matrices for all diffraction orders in this layer and subsequent construction of the general scattering matrix of the layer, which is further used for recurrent computation of the scattering matrix of the whole multilayer structure. This approach allows considerable speedup (up to 1.5-3 times in comparison with traditional scattering matrix method) while modeling hybrid multilayer diffraction structures.

**Keywords:** scattering matrix method, multilayer diffraction structures, hybrid numerical methods



# РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ СИНТЕЗА ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА СО СКРУГЛЕННЫМИ КРАЯМИ МЕТОДАМИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

вед. Программист Хлебников Ф.Б., н.с. Коняев Д.А.,  
проф. Боголюбов А.Н., доцент Шапкина Н.Е.

МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет

Рассматривается задача синтеза оптимальной формы коллиматора со скругленными краями на примере модели протяженного цилиндрического зеркала. Решается скалярная задача дифракции на двумерном зеркале, облучаемом точечным источником.

## Введение

Для целого ряда практически важных экспериментов, относящихся к прикладной электродинамике, в частности измерения ЭПР исследуемого объекта, необходимо решить задачу получения плоской электромагнитной волны в заданном объеме пространства. Использование открытых полигонов для получения плоской волны осложняется наличием большого количества помех и влиянием погодных условий. Этим недостатком лишены компактные полигоны, представляющие собой измерительный стенд, состоящий из безэховой камеры и оборудования, физически моделирующего поле плоской волны.

Одним из важных элементов компактного полигона является коллиматор, в нашем случае представляющий собой несимметричный вырез металлического зеркала параболической формы, который преобразует волну точечного источника, расположенного в фокусе, в плоскую волну. При этом необходимо учитывать влияние границ зеркала коллиматора на неравномерность распределения отраженного поля [1].

Существует несколько способов снижения влияния краевых эффектов. Обычно кромку рефлектора коллиматоров делают звездообразной или отгибают, чтобы уменьшить интенсивность дифрагированных лучей, приходящих в рабочую зону коллиматора, и перенаправить их мимо рабочей зоны [2]. Эти способы позволяют существенно уменьшить неоднородность поля в рабочей зоне.

Преимуществом коллиматоров с зазубренными краями является их конструктивная простота: зазубрины на границах таких коллиматоров продолжают параболическую поверхность зеркала, такое зеркало проще изготовить. Зеркало с отогнутыми краями – более сложный объект с областями различной кривизны. В то же время, коллиматоры с отогнутыми краями позволяют получить лучшие характеристики поля при том же размере безэховой камеры [3, 4].

Существенным побочным эффектом использования коллиматоров со скругленными краями является появление интенсивных боковых лучей, распространяющихся в направлении, отличном от оси параболоида. Конечно, чаще всего такие лучи попадают не в рабочую зону коллиматора, а на стены безэховой камеры, но, несмотря на то, что стены безэховой камеры покрыты радиопоглощающим материалом, при некоторых условиях (например, при падении волны под скользящими углами) боковые лучи могут переотразиться в рабочую зону и существенно повлиять на структуру поля [5].

## Прямая задача дифракции на зеркале со скругленными краями

Рассмотрим двумерную задачу дифракции электромагнитной волны на цилиндрическом теле, импеданс которого равен  $W(M)$ . Пусть  $S$  – поверхность цилиндрического импедансного тела заданного сечения

$\Gamma$ , направляющие которого параллельны оси  $z$ , а  $\vec{E}, \vec{H}$  – компоненты цилиндрической волны, распространяющиеся от источника, ось которого также параллельна оси  $z$ . Тогда  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  удовлетворяют системе уравнений Максвелла, которую можно свести к системе уравнений Гельмгольца

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + (k^2 - \gamma^2) E_z = 0, \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + (k^2 - \gamma^2) H_z = 0, \end{cases} \quad (0.6)$$

с граничными условиями Шукина-Леонтовича [6]

$$[\vec{n} \times \vec{E}] = -W [\vec{n} \times [\vec{n} \times \vec{H}]]. \quad (0.7)$$

В случае  $E$ -поляризации, учитывая уравнения Максвелла, можно записать граничное условие в следующем виде:

$$E_z = W (n_y H_x - n_x H_y) = -i \frac{W}{\omega \mu} \frac{\partial E_z}{\partial n}, \quad (0.8)$$

в то время как для  $H$ -поляризации получим

$$n_x E_y - n_y E_x = -\frac{i}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial n} = W \cdot H_z. \quad (0.9)$$

Таким образом, в обоих случаях граничное условие (0.7) можно заменить граничным условием третьего рода

$$\frac{\partial u}{\partial n} - ibu = 0, \quad (0.10)$$

где  $u$  –  $z$ -компонента электрического поля в случае  $E$ -поляризации и магнитного – в случае  $H$ -поляризации, а коэффициент  $b$  принимает значения  $\frac{W}{\omega\varepsilon}$  и  $W \cdot \omega\varepsilon$  соответственно.

Представив искомую функцию  $u$  в виде суммы потенциалов простого и двойного слоя. Запишем уравнение для этой функции

$$u(M) = \frac{1}{2\pi} \int_S \left[ \frac{\partial u(P)}{\partial n} g(M, P) - u(P) \frac{\partial g(M, P)}{\partial n} \right] ds + u_0(M), \quad (0.11)$$

где  $g(M, P)$  – функция Грина свободного пространства,  $u_0$  – функция источника.

Опуская точку  $M$  на поверхность  $S$ , и учитывая свойства поверхностных потенциалов [7], получим интегральное уравнение для искомых компонент электромагнитного поля:

$$\frac{1}{2}u(M) + \frac{1}{2\pi} \int_S \left[ \frac{\partial g(M, P)}{\partial n} - ibg(M, P) \right] u(P) ds = u_0(M). \quad (0.12)$$

Интегральное уравнение сводится к системе линейных алгебраических уравнений с помощью метода Крылова-Боголюбова. Решение системы позволит получить распределение токов на коллиматоре.

Распределение токов на поверхности зеркала, облученного точечным источником, имеет столбовую форму (рис. 1). Поле точечного источника, расположенного в фокусе зеркала, после отражения от зеркала имеет структуру, близкую по структуре к плоской волне.

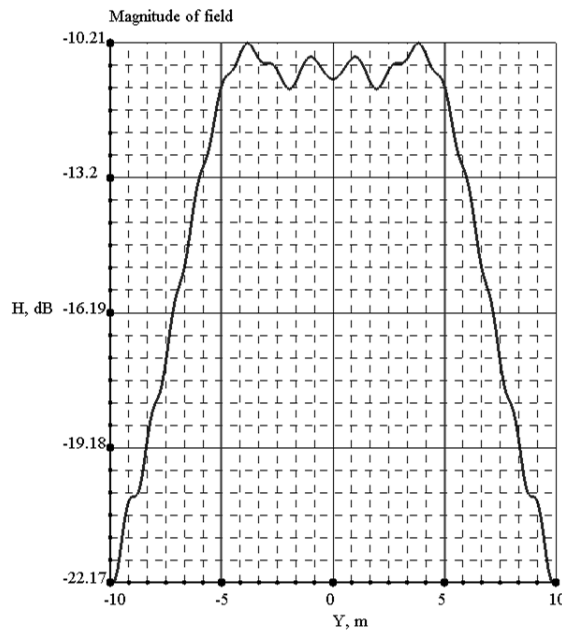


Рис. 1. Отраженное поле имеет столбовую форму, отклонение внутри рабочей зоны невелико.

### Задача синтеза зеркала со скругленными краями

Отдельный интерес представляет задача выбора оптимальных геометрических размеров скругления. Так как построение формы скругления опирается на дугу эллипса, наиболее наглядными параметрами, характеризующими его геометрию, могут служить полуоси эллипса  $a$  и  $b$ , характеризующие ширину и толщину скруглений.

Зафиксируем все параметры зеркала кроме  $a$  и  $b$  – полуосей эллипса, описывающего скругление кромки. Для любых наперед заданных значений полуосей мы, в соответствии с методикой, описанной ранее, можем построить поле в рабочей зоне коллиматора.

Чтобы оценить неравномерность полученного поля, построим функционал, представляющий собой среднее квадратичное отклонение значений отраженного поля на сетке в рабочей зоне

$$F(a, b) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_n (u_n - u_0)^2}, \quad (13)$$

где

$$u_0 = \frac{1}{N} \sum_n |u_n|.$$

В такой формулировке проблема синтеза скруглений сводится к задаче поиска минимума функционала  $F(a, b)$ , которая решается при помощи метода Нелдера-Мида. При удачном выборе начальных при-



ближений алгоритм позволяет снизить среднее квадратичное отклонение до значения в 5% от амплитуды падающего поля или даже меньше (рис. 2).

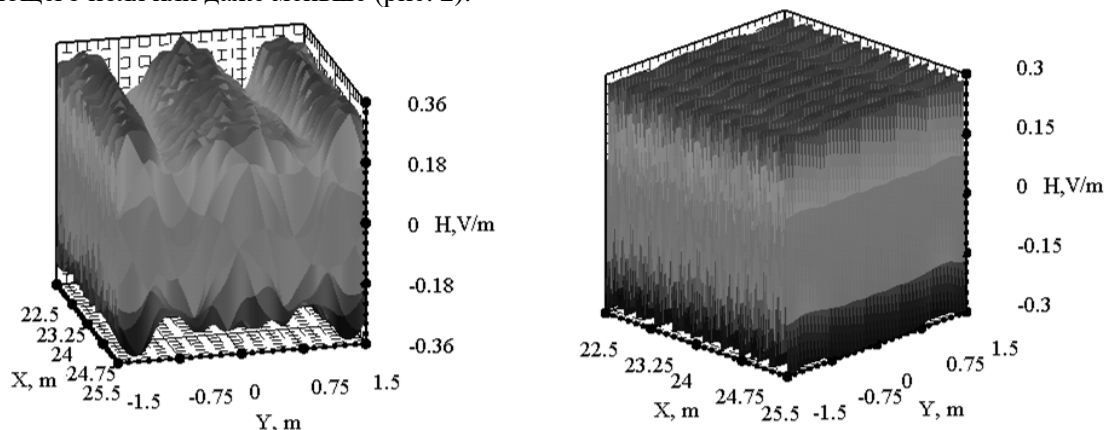


Рис. 2. Отраженное поле в центре рабочей зоны для одного из начальных приближений и оптимального зеркала, полученного в результате минимизации.

Таким образом, представленная методика позволяет решить двумерную задачу дифракции на зеркале со скругленными краями. Результаты расчетов хорошо согласуются с описанными в литературе. Алгоритм, предложенный для решения обратной задачи, позволяет существенно улучшить параметры поля в рабочей зоне зеркала.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-31-00358.

#### Литература

1. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
2. Gupta I., Ericson K., Burnside W. A method to design blended rolled edges for compact range reflectors IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 38, no.6. June 1990.
3. Lee T., Burnside W. Performance trade-off between serrated edge and blended edge compact range reflectors. IEEE Transactions on antennas and propagation, vol. 44, no. 1, January 1996.
4. Burgos S. et al. Performance comparison between serrated edge and rolled edge reflectors inside CATR facilities //Antennas and Propagation (EUCAP), Proceedings of the 5th European Conference on. IEEE, 2011. С. 3586-3590.
5. Никитенко А.В, Зубов А.С., Шапкина Н.Е. Моделирование электромагнитного рассеяния на радиопоглощающем материале методом связанных волн. //Математическое моделирование. Т. 26. № 9. 2014. С. 18–32.
6. А.Г.Свешников, И.Е.Могилевский. Математические задачи теории дифракции. М.: Физический факультет МГУ, 2010.
7. Галишников Т. Н., Ильинский А. С. Численные методы в задачах дифракции. МГУ, 1987.
8. Хлебников Ф.Б., Шапкина Н.Е., Солосин В.С. Математическое моделирование поля в ближней зоне зеркального коллиматора, Двенадцатая ежегодная научная конференция ИТПЭ РАН, Москва 4-7 апреля 2011.

## THE SYNTHESIS PROBLEM OF THE COLLIMATOR MIRROR WITH ROUNDED EDGES BY METHODS OF MATHEMATICAL MODELING

D.A. Konyaev, A.N. Bogolyubov, N.E. Shapkina

Faculty of Physics. M.V.Lomonosov Moscow State University

The problem of synthesizing the optimal shape of a collimator with rounded edges is considered in the paper using the model of an extended cylindrical mirror as an example. Using the Krylov-Bogolyubov method, the scalar diffraction problem on a two-dimensional mirror irradiated by a point source is solved. A two-dimensional functional characterizing the inhomogeneity of the field in the working zone is designed, and its minimization is carried out using the Nelder-Mead method. The resulting characteristics of the synthesized collimator are compared with the initial parameters.



# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЯ И ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ВОЛНОВОДНЫХ ЛЕСТНИЧНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ АЛГОРИТМА ЧАСТИЧНОЙ ДИСКРЕТИЗАЦИИ

проф., д.ф.-м.н., Быков А.А.

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра математики  
abkov@yandex.ru

Представлен алгоритм расчета электромагнитного поля и электронного пучка, основанный на полностью консервативной гибридной дифференциальной-конечно-разностной модели. По пространственным координатам используется оператор дифференцирования на сетке, по временной координате получается система обыкновенных дифференциальных уравнений.

**Ключевые слова:** Волноводно-лестничная структура, математическое моделирование

## 1. Динамика частиц

Поставим задачу для уравнения Больцмана для движения частиц в заданном внешнем поле. Пусть

$\frac{dp_n}{dt} = M_n \mathbf{g}(\mathbf{r}_n)$  — функция распределения частиц. Запишем уравнение Больцмана в виде

$$M_n \frac{d\mathbf{r}_n}{dt} = \mathbf{p}_n \quad 2M_n E_n^{(j)} = (\mathbf{p}_n^{(j)})^2 \quad \rho_k = \sum_{n=1}^N \frac{M_n}{|D_k|} h_k(\mathbf{r}_n) \quad \mathbf{J}_k = \sum_{n=1}^N \frac{M_n \mathbf{v}_n}{|D_k|} h_k(\mathbf{r}_n),$$

$h_k$  при  $|D_k|$  где  $k$  — граница области,  $\frac{dE_n}{dt} = (\mathbf{p}_n^2 / 2M_n, \mathbf{g}(\mathbf{r}_n))$  — внутренняя нормаль. Скорости частиц, направленных наружу, не заданы.

## 2. Метод крупных частиц с частичной дискретизацией

Гибридная модель основана на частичной дискретизации по пространственным и временным координатам [1], [2]. Постановка задачи описана в [3]. Схема с частичной дискретизацией имеет вид

$\frac{dp_n}{dt} = M_n \mathbf{g}(\mathbf{r}_n)$ ,  $M_n \mathbf{v}_n = \mathbf{p}_n$ ,  $M_n \frac{d\mathbf{r}_n}{dt} = \mathbf{p}_n$ , причем  $2M_n E_n^{(j)} = (\mathbf{p}_n^{(j)})^2$ . Найдем плотность частиц и плотность потока на сетке:

$\rho_k = \sum_{n=1}^N \frac{M_n}{|D_k|} h_k(\mathbf{r}_n)$ ,  $\mathbf{J}_k = \sum_{n=1}^N \frac{M_n \mathbf{v}_n}{|D_k|} h_k(\mathbf{r}_n)$ ,  $h_k$  — функция разбиения области,

$|D_k|$  — мера элемента разбиения, соответствующая ячейке  $k$ . Найдем  $\frac{dE_n}{dt} = (\mathbf{p}_n^2 / 2M_n, \mathbf{g}(\mathbf{r}_n))$ . Просуммировав по всем частицам, получим дискретный закон сохранения энергии частиц:

$$\sum_{n=1}^N \frac{dE_n}{dt} = \sum_{k=1}^K (\mathbf{J}(\mathbf{r}_k), \mathbf{g}(\mathbf{r}_n)) |D_k|.$$

## 3. Нестационарное представление поля в подсоединенных волноводах

Общее решение уравнений Максвелла  $\text{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$ ,  $\text{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$ , начальные условия для полей заданы обычным образом, граничные условия на идеально проводящих стенках, можно представить в виде суперпозиции волн ТЕ и ТМ типа, бегущих в каждом из волноводов

$$\mathbf{H}_{\perp}^{(j)} = \sum_{k=1}^{+\infty} \mathbf{h}_{k,j,\perp}^{TE}(x_j, y_j) A_{k,j}^{TE}(z_j, t) + \mathbf{h}_{k,j,\perp}^{TM}(x_j, y_j) A_{k,j}^{TM}(z_j, t).$$

Аналогично выражаются компоненты  $\mathbf{E}_{\perp}^{(j)}$ . Из уравнений Максвелла следует, что коэффициенты разложения поля по полной системе нормальных волн удовлетворяют уравнению Клейна-Гордона

$\left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z_j^2} + (\gamma_j^{TE, TM})^2 \right) A_{k,j}^{TE, TM} = 0$ . Общее решение уравнений в продольно однородных участках

$z_j > L_j$  имеет вид

$$A_{k,j}(z_j, t) = -c \int_{t_0}^{t - (z_j - L_j)/c} \frac{\partial A_{k,j}}{\partial z_j}(L_j, \tau) J_0(\gamma_j \sqrt{c^2(t - \tau)^2 - (z_j - L_j)^2}) d\tau.$$

Поэтому, положив  $z_j = L_j$ , получим нестационарные условия излучения

$$A_{k,j}(L,t) = -c \int_{t_0}^t \frac{\partial A_{k,j}}{\partial z_j}(L_j,t) J_0(\gamma_j c(t-\tau)) d\tau.$$

Будем считать, что для электромагнитного поля  $\mathbf{E}, \mathbf{H}$ , заданного в  $D_L \times [0, T]$ , выполнены условия излучения, если в каждом полубесконечно продольно однородном подсоединенном волноводе  $D_j$  сужение каждой из компонент поля на поперечное сечение  $\Sigma_j$  принадлежит  $L^2(\Sigma_j)$ , а коэффициенты Фурье разложения поля по полной системе нормальных волн для каждого индекса  $k$  нормальной волны ТЕ и ТМ типов удовлетворяют условиям излучения.

#### 4. Консервативная разностная схема

В отличие от [3] не вводим сетку по временной координате. Поэтому опишем только различие алгоритма [3]. Условия излучения примут вид  $(H_\theta)_k(L,t) = -c \int_{t_0}^t \frac{\partial (H_\theta)_k}{\partial z}(L,\tau) J_0(\gamma_k c(t-\tau)) d\tau$ , где

$(H_\theta)_k(z,t) = (H_\theta, h_k(r))_r$ , причем  $(f,g)_r = 2\pi \int_a^b r f(r) g(r) dr$ , а собственные функции

$\frac{d}{dr} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r h_k = -\gamma_k^2 h_k$ ,  $\left. \frac{dr h_k}{dr} \right|_{r=a} = 0$ ,  $\left. \frac{dr h_k}{dr} \right|_{r=b} = 0$ . Введем целые и полуцелые (\*) сетки  $\Omega_R = \{r_p\}$ ,  $r_p = r_0 + p h_r$ ,  $\Omega_Z = \{z_q\}$ ,  $z_q = z_0 + q h_z$ ,  $\Omega_{RZ} = \Omega_R \times \Omega_Z$ ,  $\Omega_{*R} = \{*r_p\}$ ,  $*r_p = r_0 + (p + 1/2) h_r$ ,  $\Omega_{*Z} = \{*z_q\}$ ,  $*z_q = z_0 + (q + 1/2) h_z$ ,  $\Omega_{*RZ} = \Omega_{*R} \times \Omega_{*Z}$ ,  $\Omega_{R*Z} = \Omega_R \times \Omega_{*Z}$ ,  $\Omega_{*R*Z} = \Omega_{*R} \times \Omega_{*Z}$ . Аппроксимация операторов дифференцирования по пространственным переменным

$$\frac{\Delta}{\Delta r} : F(\Omega_{RZ}) \rightarrow \Omega_{*RZ}, \left. \frac{\Delta f}{\Delta r} \right|_{r_p + 1/2, z_q} = \frac{f(r_{p+1}, z_q) - f(r_p, z_q)}{h_r},$$

и аналогично для  $\Delta / \Delta z$ . Обозначим гибридные двумерные пространственные сетки, получающиеся как декартово произведение соответствующей пары одномерных пространственных сеток. Введем сеточные функции  $E_R, E_Z, H_\theta, J_R, J_Z, J_\theta$ , и т.д. Гибридные дискретные уравнения Максвелла:

$$\frac{dE_R}{dt} = -c \frac{\Delta H_{*\theta}}{\Delta z} - 4\pi J_R, \quad \frac{dE_Z}{dt} = \frac{c}{r} \left( \frac{\Delta(rH_\theta)}{\Delta r} \right)^* - 4\pi J_Z, \quad \frac{dH_\theta}{dt} = -c \left( \frac{\Delta E_R}{\Delta z} - \frac{\Delta E_Z}{\Delta r} \right)^* - 4\pi J_\theta,$$

дискретные граничные условия  $E_Z(a, z_q, t) = 0$ ,  $E_Z(b, z_q, t) = 0$ , начальные условия ставятся очевидным образом. Энергия дискретной системы вычисляется так:

$$\varepsilon(E_R, E_Z, H_\theta) = \frac{1}{4} h_r h_z \left( \sum_{\Omega_R} r E_R^2 + \sum_{\Omega_Z} r E_Z^2 + \sum_{\Omega_\theta} r H_\theta^2 \right).$$

**Теорема 1.** Для гибридной модели, включающей полудискретную модель метода крупных частиц и полудискретную модель электрического и магнитного полей, имеет место гибридный дискретный аналог закона сохранения энергии электромагнитного поля:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -2\pi h_r h_z \left( \sum_{\Omega_Z} r E_{*Z} J_Z + \sum_{\Omega_R} r E_{*R} J_R + \sum_{\Omega_\theta} r H_{*\theta} J_\theta \right) + \frac{c}{4\pi} \langle H_\theta|_{z=L}, E_R|_{z=L-h_z/2} \rangle_r.$$

Таким образом, гибридная модель с частичной дискретизацией включает (1) нелинейную систему уравнений метода крупных частиц с электрическим и магнитным полем, (2) операторы вычисления плотности заряда и тока на пространственной сетке, (3) уравнение Пуассона для расчета электрического потенциала, (4) обыкновенные дифференциальные уравнения, аппроксимирующие уравнения Максвелла на пространственной сетке.

#### Заключение

Сформулирован алгоритм численного решения задачи Коши для ансамбля частиц и электромагнитного поля в области сложной формы с подводящими и отводящими волноводами, основанный на приведении исходной дифференциальной задачи к задаче Коши для системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Отличие от используемых для решения той же задачи известных алгоритмов, приводящих к системе нелинейных алгебраических уравнений, состоит в том, что обеспечено условие абсолютной устойчивости алгоритма при любой величине шага сетки по пространственным координатам. Можно получить нашу схему путем предельного перехода при стремлении шага сетки к нулю, при этом условие устойчивости Куранта выполняется автоматически. Доказана теорема сходимости сеточной (на пространственной сетке) функции к точному решению. Получены и приводятся в докладе результаты расчета нескольких конкретных конфигураций.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 16-01-00690-а).

## Литература

1. М. В. Кузелев, А. Д. Поезд, А. А. Рухадзе, А. Г. Свешников, С. А. Якунин, Математическое моделирование процессов в плазменном СВЧ генераторе, Матем. моделирование, 1:11 (1989). С. 34–40.
2. А. Р. Майков, А. Г. Свешников, С. А. Якунин, Нелокальные условия излучения для нестационарной системы уравнений Максвелла, ЖВМиМФ, 30:12 (1990). С. 1785–1796.
3. Быков А. А., Свешников А. Г., Боголюбов А. Н. Полностью консервативные алгоритмы расчета клистронов миллиметрового диапазона // Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова. 9-я Международная конференция “Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации” (ARMIMP-2016). Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации, выпуск IX. РНТОРС им. А.С. Попова Москва-Суздаль, 2016. С. 20–23.

## MODELLING OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD AND ELECTRON BEAM INTERACTION IN WAVEGUIDE LADDER STRUCTURE BY THE SEMI – DISCRETIZATION ALGORITHM

Professor Alexey A Bykov

Faculty of Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University  
abkov@yandex.ru

An algorithm for calculation of the electromagnetic field and electron beam based on a full-conservative hybrid differential-finite-difference model is presented. The spatial coordinates differentiation is based on the grid differentiation operator. The time coordinate differentiation is described by the system of the ordinary differential equations.

**Keywords:** waveguide ladder structure, mathematical modelling



## ПРЕИМУЩЕСТВА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ПРОСТРАНСТВА ПРИЗНАКОВ ДАЛЬНОСТНЫХ ПОРТРЕТОВ ДЛЯ НЕЙРОСЕТЕВОГО КЛАССИФИКАТОРА

*асп. Баулин Ф.Б., д.т.н., проф. Бурый Е.В.*

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
(Национальный исследовательский университет)  
buryi@bmstu.ru, llis.bmstu.ru

Представлены результаты сравнительного анализа пространств признаков, сформированных для тестового множества дальностных портретов объектов с использованием преобразования Фурье и вейвлет-преобразований с различными базисными функциями. Выполнено сравнение отклонений между тестовыми дальностными портретами и их реализациями, восстановленными по редуцированному множеству отсчетов сравниваемых преобразований. Сделан вывод о возможности формирования пространства признаков меньшей размерности при использовании вейвлет-преобразований.

**Ключевые слова:** вейвлет-преобразование, извлечение признаков, дальностные портреты, распознавание

## Введение

Размерность пространства, в котором определены векторы признаков тестовых дальностных портретов (ДП) объектов, существенно влияет на продолжительность обучения нейросетевого классификатора, обеспечивающего распознавание этих объектов (напомним, что ДП регистрируются на выходе фотоприемного устройства при облучении объекта импульсом малой длительности [1]). В силу этого разработчики системы распознавания стремятся сократить размерность пространства признаков, обеспечивая тем самым лучшие условия для обучения и работы классификатора. Для этого используются различные преобразования, в частности – интегральные [1, 2, 3]. Векторы признаков, формируемые в результате преобразования, подвергаются операции, направленной на сокращение их размерности – операции редукции.

Одним из критериев оценки качества пространства признаков, сформированного при известном преобразовании ДП, может служить средняя величина разности между тестовым ДП и его образом, восстановленным по отсчетам редуцированного пространства признаков.

### 1. Особенности применения вейвлет-преобразования

Исторически одним из первых преобразований, использованных при редукации пространства признаков, было быстрое преобразование Фурье (БПФ) [1, 2, 4]. Свойства этого преобразования хорошо изучены, известны способы построения инвариантов к положению ДП на временной оси.

Значительное внимание в последние десятилетия уделяется вейвлет-преобразованиям (ВП) [5 – 7]. Известно, что число ненулевых коэффициентов ВП, используемого вместо БПФ для ангармонических сигналов, нередко оказывается меньшим, чем число ненулевых отсчетов БПФ [3, 7]. Стоит отметить, что при обработке реальных сигналов как среди коэффициентов ВП, так и среди отсчетов БПФ могут наблюдаться близкие к нулю, но, формально, ненулевые значения. Поэтому при сравнении числа ненулевых коэффициентов следует задавать пороговое значение, по отношению к которому будут определяться «нулевые» и «ненулевые» коэффициенты.

Существует множество групп базисных функций (БФ) ВП и одной из важных задач использования ВП является правильный выбор БФ. Изложенная в докладе методика сравнения пространств признаков может быть использована для выбора БФ ВП. Отметим, что выбор БФ существенно влияет на величину ошибки, имеющей место при восстановлении ДП по редуцированному множеству отсчетов ВП.

Основной проблемой применения ВП является формирование инварианта к сдвигу ДП на оси времени. Этот сдвиг может возникать из-за изменения ориентации объекта относительно локационной системы при неизменном расстоянии до него. В отличие от вычисляемых по отсчетам БПФ амплитудных спектров, инвариантных к изменению положения ДП на временной оси, вычисление отсчетов ВП должно предваряться операцией компенсации временного сдвига ДП относительно момента времени излучения зондирующего импульса.

### 2. Методика оценки ошибки, возникающей в результате редукации пространства признаков

Для учета вариаций признаков, возникающих при изменении ориентации объектов относительно локационной системы, когда векторы признаков формируются из отсчетов ВП, не инвариантных к смещению ДП по оси времени, следует выполнять усреднение результатов этих преобразований. Значения коэффициентов для усреднения получены в результате применения ВП для ДП при отсутствии смещения по оси времени, и для ДП, смещенных на  $\pm 100$  отсчетов. Общее число отсчетов в полученной выборке  $\mathbf{x}$  равно 1200.

Сравнение пространств признаков выполнено для множества тестовых ДП двух объектов, рассчитанных с использованием апробированной компьютерной модели [1] для летательных аппаратов двух различных типов с диффузно рассеивающими поверхностями. Полученные в результате моделирования ДП имеют одинаковую энергию. Каждый ДП представляет собой временную последовательность, которую обозначим как  $\mathbf{x}_m$ ,  $m=1, 2, \dots, M$ , где  $M$  – число анализируемых ДП.

После того, как множество временных последовательностей  $\mathbf{X}$  сформировано, оно может быть подвергнуто преобразованию  $F^{(j)}(\cdot)$ , где  $j$  – целочисленный идентификатор преобразования. В результате применения  $j$ -го преобразования  $F^{(j)}(\cdot)$  к последовательности  $\mathbf{x}_m$  получаем вектор признаков  $\mathbf{f}_m^{(j)}$   $m$ -го ДП

$$\mathbf{f}_m^{(j)} = F^{(j)}(\mathbf{x}_m).$$

После вычисления векторов признаков их редукация выполняется в соответствии с критерием максимальной относительной энергии БФ, описанным в [8]. Величину относительной энергии  $n$ -го признака  $j$ -го преобразования предложено определять в виде

$$e_n^{(j)} = \frac{\sum_{m=1}^M (f_{mn}^{(j)})^2}{E^{(j)}},$$

где  $f_{mn}$  – значение  $n$ -го признака для  $m$ -го вектора признаков,

$E^{(j)}$  – сумма квадратов отсчетов всех векторов признаков для  $j$ -го преобразования, рассчитываемая в соответствии с выражением

$$E^{(j)} = \sum_{n=1}^{N^{(j)}} \sum_{m=1}^M (f_{mn}^{(j)})^2,$$

где  $N^{(j)}$  – число признаков  $j$ -го преобразования.

Определим алгоритм редукации признаков следующим образом. При использовании  $k$  признаков следует исключить из рассмотрения  $(N^{(j)}-k)$  признаков, относительные энергии которых меньше порогового значения. Порог, обозначенный как  $\delta_k^{(j)}$ , приравнивается значению  $k$ -го элемента упорядоченного по значениям  $e_n^{(j)}$  множества относительных энергий признаков. Рис. 1 иллюстрирует эти операции.

Для анализа потерь, возникающих при редукации, следует выполнить обратное преобразование редуцированных векторов, приравнивая значения элиминированных признаков нулю:

$$f_{mn}^{(j,k)} = \begin{cases} f_{mn}^{(j)}, & e_n^{(j)} \geq \delta_k^{(j)}, \\ 0, & e_n^{(j)} < \delta_k^{(j)}. \end{cases}$$

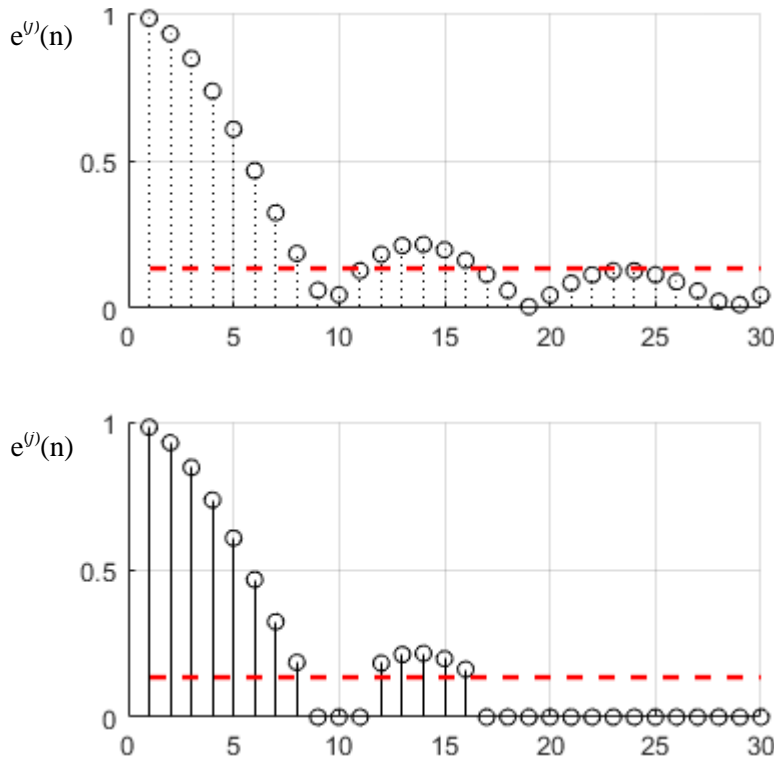


Рис. 1. Определение порога «ненулевых» значений преобразования (а) и последующее элиминирование компонент векторов признаков (б).

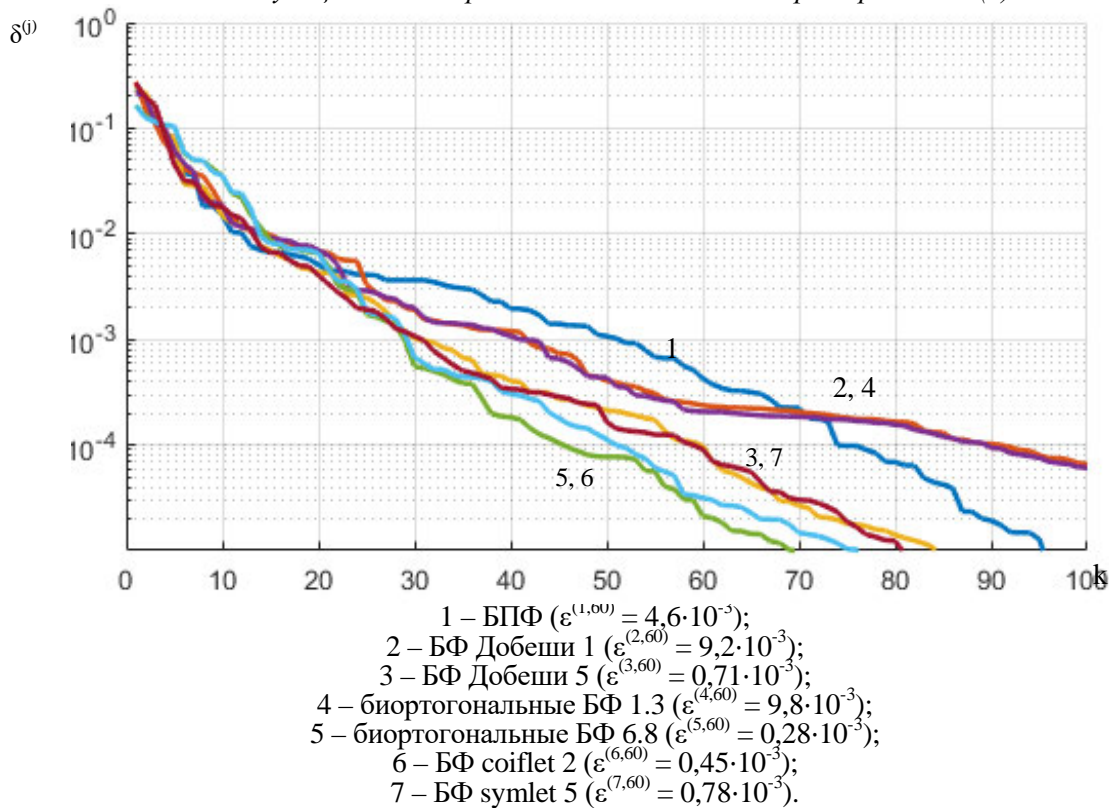


Рис. 2. Зависимость величины порога  $\delta^{(j)}$  от числа используемых признаков  $k$ .

Реализации ДП, восстановленных после редукции, признаков обозначим как  $\mathbf{x}_m^{(j,k)} = F^{-1(j)}(\mathbf{f}_m^{(j,k)})$ , где  $j$  – идентификатор преобразования, а  $m$  – номер реализации тестового ДП;  $F^{-1(j)}(\cdot)$  – преобразование, обратное преобразованию  $F^{(j)}(\cdot)$ . Ошибка, имеющая место при восстановлении ДП по редуцированному множеству отсчетов, определяется как

$$\varepsilon^{(j,k)} = \sum_{m=1}^M |\mathbf{x}_m - \mathbf{x}_m^{(j,k)}|^2.$$

### 3. Экспериментальные результаты

Для формирования векторов признаков  $\mathbf{f}_m^{(j)}$  были использованы БПФ и ВП с БФ из групп, получивших наименование «вейвлеты Добеши», «coiflet», «symlet» [9] и «биортогональные вейвлеты» [10].

На рис. 2 представлен фрагмент зависимостей порогового значения  $\delta^{(j)}$  от числа используемых признаков  $k$ , равного размерности редуцированного пространства признаков. Зависимости рассчитаны для семи различных преобразований, определены ошибки восстановления ДП для случая  $k=60$ .

Отметим, что ВП обеспечивают формирование большего числа коэффициентов с минимальными значениями и позволяют сформировать пространство признаков меньшей размерности. Однако, при сравнении значений,  $\epsilon$  БПФ дает несколько лучшие результаты, чем результаты ВП 2 и 4.

#### Выводы

В силу того, что значения ошибок преобразований имеют одинаковый порядок, результаты работы нейросетевого классификатора при использовании ВП или БПФ будут близки, однако применение вейвлет-преобразования при правильном выборе пары базисных функций обеспечит снижение требований к аппаратной реализации нейросетевого классификатора и сократит время его обучения.

#### Литература

1. Бурый Е.В. Синтез системы распознавания объектов по форме огибающей лазерного импульса при импульсно-периодической локации // Квантовая электроника. 1998. № 5 (25). С. 471–475.
2. Трахтман А.М., Трахтман В.А. Основы теории дискретных сигналов на конечных интервалах. М.: Советское радио, 1975. 209 с.
3. Baulin F., Buryi E., Semerenko D. Efficiency Analysis of Feature Extraction Methods for Pulse Laser Ranging Systems St Petersburg: IEEE, 2017.
4. Горелик. Селекция и распознавание на основе локационной информации / А.Л. Горелик, Ю.Л. Барбаш, О.В. Кривошеев и др. – М.: Радио и связь, 1990. – 240 с.
5. Ruskai и др. Wavelets and their applications под ред. М.В. Ruskai, Boston: Jones and Bartlett, 1992, 612 с.
6. Mallat S. Multiresolution approximation and wavelets, Trans. Amer. Math. Soc., 1989, 315, С. 69–88
7. Назимов А.И. Адаптивные методы анализа зашумленных нестационарных сигналов на основе вейвлет-преобразования и алгоритма искусственных нейронных сетей // Диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.03 / ФГБОУ ВПО «Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского». Саратов. 2014. 162 с.
8. Kankar P.K., Sharma S.C., Harsha S.P. Fault diagnosis of ball bearings using continuous wavelet transform // Applied Soft Computing. 2011. No. 11. P. 2300–2312.
9. Добеши И. Десять лекций по вейвлетам / И. Добеши, Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая механика», 2001. 464 с.
10. Mallat S. A Wavelet Tour of Signal Processing, Third Edition: The Sparse Way / S. Mallat, 3 edition-е изд., Boston: Academic Press, 2008. 832 с.

## ADVANTAGES OF WAVELET TRANSFORM BASED FEATURE EXTRACTION IN RANGE PROFILE RECOGNITION BY MEANS OF AN ARTIFICIAL NEURAL NETWORK

Postgraduate F.B. Baulin, head of the laboratory, ScD, prof. E.V. Buryi

Bauman Moscow State Technical State University (National research university of technology)  
buryi@bmstu.ru

In this article we present the results of comparison between feature spaces synthesized by means of fast Fourier transform and wavelet transform with various types of wavelets for a particular range profile manifold. Feature spaces are compared by mean deviation of reconstructed range profiles from the corresponding initial range profiles.

**Keywords:** classification, feature extraction, range profiles, wavelet-transform



# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ ПРИЗМЫ ПЕХАНА Пк-0 ДЛЯ АНАЛИЗА ХОДА ЛУЧЕЙ В СИСТЕМЕ ОБЪЕКТИВ+ПРИЗМА ПРИ ПОКАЧИВАНИИ ПРИЗМЫ

студ. Каратеева А.А., преп. Качурин Ю.Ю.

Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана  
caich@mail.ru

Проведено математическое моделирование покачивания призмы Пехана Пк-0 в системе объектив+призма в программе Zemax. Моделирование осуществлялось в последовательно-непоследовательном режиме. Призма Пехана была интегрирована в область непоследовательного элемента так, что при максимальном наклоне оставалась полностью внутри области. Для оптимизации процесса покачивания, сбора и обработки результата написан макрос. Полученные результаты были сверены с покачиванием эквивалентной плоско-параллельной пластинки. Результаты оказались тождественны.

**Ключевые слова:** призма Пехана Пк-0, Zemax

Оборачивающая призма является неотъемлемой частью наблюдательных визуальных приборов. Качество изготовления и точность её установки в оправу сильно влияют на качество получаемого изображения, особенно на краю поля. Так наклон призмы относительно оптической оси вызывает поперечное смещение изображения в плоскости изображения, а также может вызвать нежелательные отражения лучей от неработающих граней призмы. Моделирование наклона с использованием реальной модели призмы позволяет провести аудит размеров призмы, в том числе положения неработающих поверхностей, таких как лыски и противосколовые фаски, грамотно назначить допуски на изготовление как самой призмы, так и её оправы.

Для исследования использовалась система объектив+призма, в которой объектив формирует изображение в плоскости изображения, а призма Пехана Пк-0 - в качестве оборачивающей системы. При моделировании покачивания призмы, задавать наклон относительно оптической оси можно двумя способами:

1. создать модель наклоненной под необходимым углом призмы и интегрировать ее в программу Zemax [1,2];
2. создать модель ненаклоненной призмы, интегрировать ее в программу Zemax и с помощью настроек редактора непоследовательных компонентов наклонить её на определенный угол [1].

Первый способ является более трудоемким, по сравнению со вторым, так как для каждого наклона нужно создавать свою модель призмы и интегрировать каждый раз эту модель в программу Zemax. Достоинством второго способа является то, что программа Zemax при помощи операторов макросов позволяет управлять наклоном призмы в автоматическом режиме.

Был реализован второй способ наклона призмы. Для создания модели использована программа SolidWorks, в которой полностью создана 3D структура призмы, включая фаски и лыски.

Базирование модели призмы, созданной в программе SolidWorks, в программе Zemax производится относительно исходной точки, положение которой было задано в процессе создания модели. Так как в призме Пехана луч, входящий через центр входной грани выходит из выходной грани продолжением самого себя, то исходную точку следует совместить с центром входной грани. Достоинством такого базирования является то, что осевой параксиальный луч без задания дополнительных смещений модели призмы будет попадать в центр входной грани и выходить продолжением себя самого.

Наклоненная призма должна полностью находиться в области непоследовательного элемента и иметь зазор относительно входного и выходного портов (рис. 1). Для этого в редакторе LDE нужно задать глубину непоследовательного компонента, учитывающую размер призмы по оси Z (в нашей работе эта величина была равна 16,029 мм) и пространство для качания, а в редакторе NCS нужно отодвинуть по оси Z входную грань призмы от входного порта, являющегося началом координат непоследовательной области.

Глубина непоследовательного компонента вдоль оси Z задаётся параметром "Z вых. порта", который устанавливает положение выходного порта по оси Z относительно входного порта,

Смещение призмы вдоль оси Z внутри непоследовательного компонента задаётся с помощью параметра "Z положение". Зададим его равным 6 мм. За счет такого смещения увеличилось на 6 мм расстояние от последней поверхности объектива до призмы. Чтобы это учесть, в редакторе LDE в ячейке "толщина", соответствующей расстоянию от последней поверхности объектива до входного порта непоследовательного компонента, следует уменьшить значение на те же 6 мм.



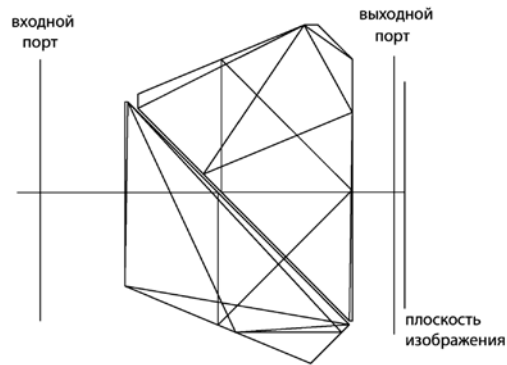


Рис. 1. Призма Пк-0.

Объектив является осесимметричным элементом, для него лучи, идущие под наклоном  $+3^\circ$  и  $-3^\circ$  идут симметрично относительно оптической оси, поэтому можно отслеживать поведение только одного из этих лучей. Призма Пехана Пк-0 не является симметричным элементом, чтобы полностью охарактеризовать прохождение через нее лучей следует задать оба наклона:  $+3^\circ$  и  $-3^\circ$ . Такое задание наклонов лучей позволит отследить попадание лучей на нерабочие грани и отступление от условий полного внутреннего отражения.

Чтобы наклонять призму в плоскости чертежа, соответствующей меридиональному сечению, нужно осуществлять поворот относительно оси X, который задается в редакторе непоследовательных компонентов с помощью параметра "Наклон отн. X".

На рисунке 2 и 3 показан ход лучей через призму при её наклоне. Ход лучей до объектива и через него не показан, так как он во всех случаях одинаков, а показывание его совместно с ходом луча через призму приведет только к уменьшению масштаба рисунка.

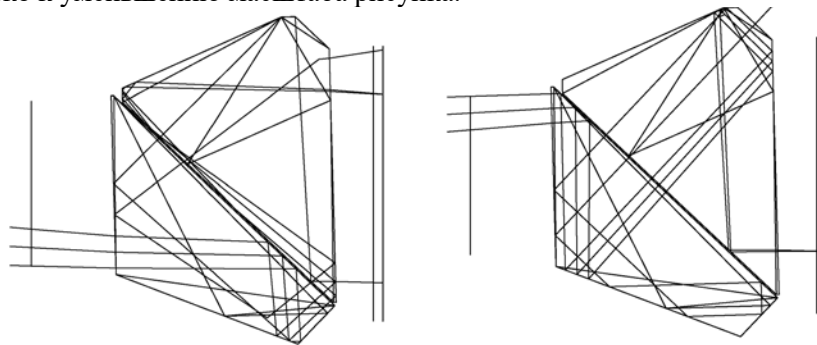


Рис. 2. Ход лучей через призму Пехана Пк-0 при её наклоне  $-1,6^\circ$ .

Из рис. 2 видно, что лучи как наклона  $\omega = +3^\circ$ , так и наклона  $\omega = -3^\circ$  паразитно отражаются от лыски призмы БУ-45, противосколовой фаски и лыски призмы ВкР-45 в результате чего лучи наклона  $\omega = +3^\circ$  формируют ложное изображение, а из пучка лучей наклона  $\omega = -3^\circ$  только часть лучей участвует в формировании изображения.

Из рисунка 3 видно, что нижний луч наклона  $\omega = +3^\circ$  попадает на противосколовую фаску призмы ВкР-45 и фокусируются не в плоскости изображения, луч наклона  $\omega = -3^\circ$  попадают на лыску призмы ВкР-45 и вообще не формируют изображение.

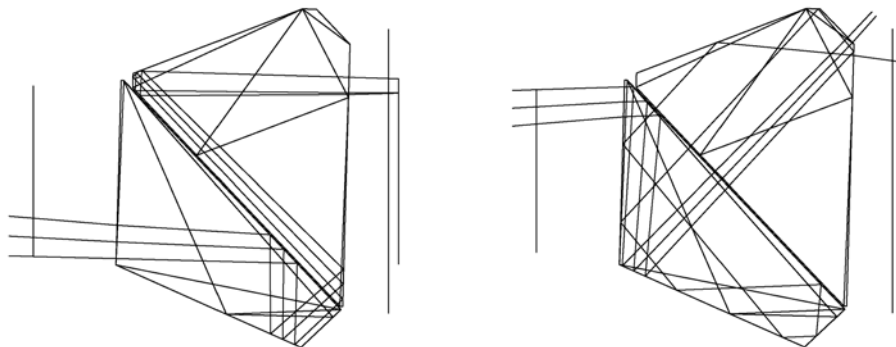


Рис. 3. Ход лучей через призму Пехана Пк-0 при её наклоне  $+1,6^\circ$ .

Для получения данных по вертикальному смещению изображения осевой точки в плоскости изображения в автоматическом режиме был написан макрос:

```
for i = -1.6, 1.6, 0.8
SETNSCPOSITION 7,1,4,i
update
RAYTRACE 0,0,0,0
y = RAYY(nsurr())
print "y=",y
next
```

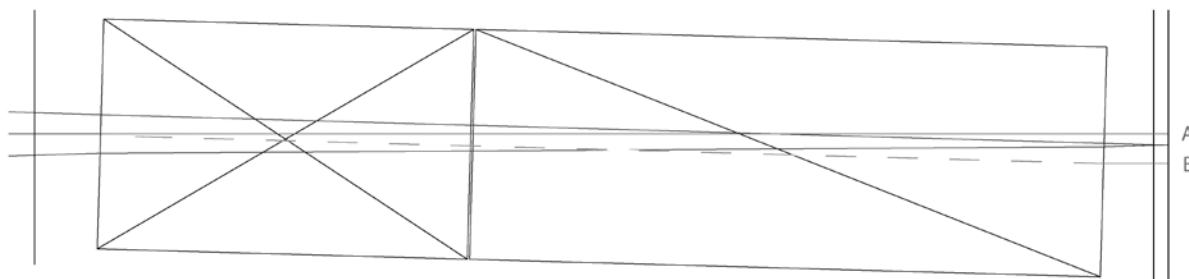
Его использование исключило ручной перебор значений углов наклона, а также необходимость извлечения данных из текстовых окон анализа [1,3].

**Таблица 1.**

Угол наклона призмы Пехана Пк-0	Значение вертикального смещения изображения осевой точки		
	Модель призмы	Эквивалентная плоско-параллельная пластинка	
		Относительно точки А	Относительно точки В
-1,6°	1,6819	0,6768	1,6819
-0,8°	0,8403	0,3383	0,8403
0,0°	0,0000	0,0000	0,0000
+0,8°	-0,8403	-0,3383	-0,8403
+1,6°	-1,6819	-0,6768	-1,6819

Значения, полученные в результате наклона модели призмы, были сравнены со значениями (таблица 1), полученными в результате наклона эквивалентной плоско - параллельной пластинки (рис. 4), модель которой также была создана в программе SolidWorks.

Отличие значений объясняется выбором базовой точки, относительно которой происходит измерение смещения. Точка А (рис. 4) получается продлением оптической оси до плоскости изображения. Однако, из-за особенностей формирования развертки призмы [4], корректнее в качестве базовой брать точку пересечения оптической осью выходной поверхности призмы в не наклонённом состоянии (точка В). Значения смещения, полученные относительно точки В, совпадают с соответствующими значениями при качании модели призмы Пехана Пк-0.



*Рис.4. Ход лучей через эквивалентную плоско-параллельную пластинку при её наклоне +1,6°.*

В результате моделирования для предотвращения отражений от неработающих граней в процессе покачивания выявлена необходимость или увеличить размеры призмы Пехана Пк-0, или уменьшить угловое поле системы объектив+прима. Кроме того чтобы увеличить количество лучей, проходящих через Пехана, нами предложено в призме ВкР-45 в правом верхнем углу заменить лыску на противосколовую фаску. Достоинством такого изменения является то, что призма ВкР-45 становится симметричной.

Получена связь между поперечным смещением изображения, полученного при покачивании модели и её развертки в плоско-параллельную пластинку

#### Литература

1. **Zemax® 13** Optical Design Program, User's Manual, January 24, 2014 [www.radiantzemax.com](http://www.radiantzemax.com)
2. Mark G. Nicholson, Kenneth E. Moore, Ingolf Hörsch Ray-Tracing CAD Objects, International Optical Design Conference 2006, Vancouver Canada, 4–8 June 2006, ISBN: 1-55752-811
3. Заварзин В.И., Батшев В.М., Польщикова О.В. Компьютерные технологии и моделирование в оплотехнике: учебное пособие. М.: Издательство МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. 37 с.
4. Закаэнов Н.П., Кириэшин С.И., Кузичев В.И. Теория оптических систем. Москва, Машиностроение 1992, 447с

## THE USEGE OF SHMIDT-PEKHAN PRISM MODEL FOR RAY TRACING THROUGH THE OBJECTIVE+PRISM SYSTEM WITH PRISM TILT SIMULATION

Karateeva A.A., Kachurin Yu.Yu.

Bauman Moscow State Technical University  
caich@mail.ru

A mathematical modeling of Shmidt-Pekhan prism tilt in the objective + prism system has been carried out. The simulation is realized in a mixed sequentially /non-sequential mode in Zemax program. Shmidt-Pekhan prism has been integrated into the non-sequential component space so that it remained completely inside the space, even at the extreme tilt. To optimize the process of tilting, data acquisition and its processing, a macro was written. The results obtained have been verified with the results of an equivalent plane-parallel plate tilting. The results were identical.

**Keywords:** Zemsx, Shmidt-Pekhan prism



## ТРАНСДИСЦИПЛИНАРНЫЕ АСПЕКТЫ ФРАКТАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ

*д.ф.-м.н., проф. Короленко П.В, студ. Кубанов Р.Т.,  
студ. Ружицкая Д.Д., к.ф.-м.н., в.н.с. Рыжикова Ю.В.*

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет,  
кафедра оптики, спектроскопии и физики наносистем  
ryzhikovaju@physics.msu.ru, pvkorolenko@rambler.ru

Продемонстрирована высокая эффективность использования для решения трансдисциплинарных проблем физико-математических моделей, базирующихся на фрактальных представлениях. Раскрыта внутренняя корреляция между рядом основных понятий естественно-научных, гуманитарных и когнитивных дисциплин. Дана физическая интерпретация ряда эстетических и медико-биологических категорий. Рассмотрены особенности построения моделей фрактальных природоподобных структур с использованием характеристик детерминированных и стохастических фракталов.

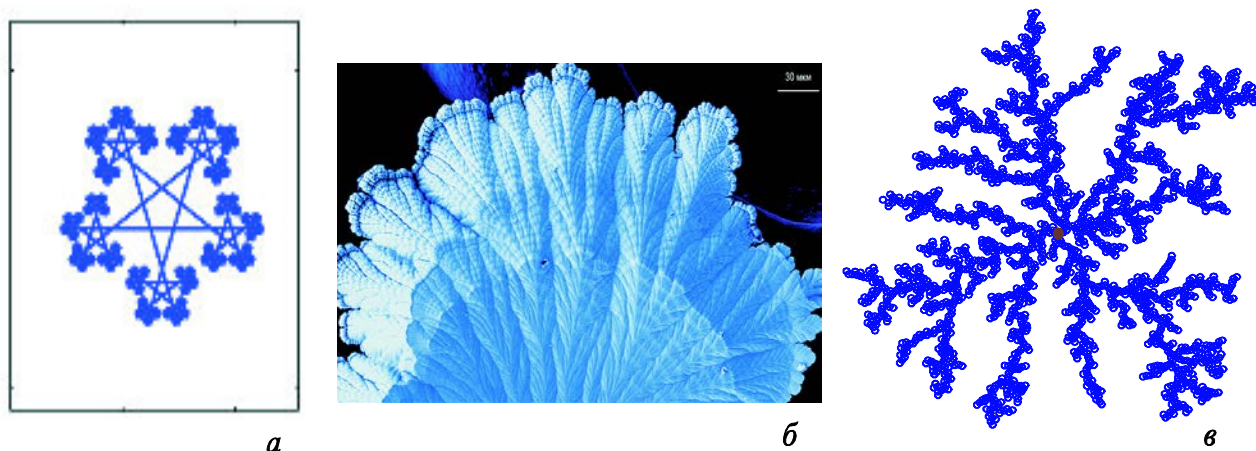
Междисциплинарные исследования во многом определили облик современной науки [1]. Междисциплинарный характер ряда активно развивающихся прорывных технологий существенно влияет на траекторию развития научного знания, определяя его новые точки роста.

Существуют веские основания рассматривать междисциплинарность в качестве самостоятельного научного направления, характеризующегося своим предметом исследования, сложившимся теоретическим и экспериментальным инструментарием, развернутой методологической основой. Последняя чаще всего формируется на основе синергетических, информационных и системных представлений [2]. Гораздо реже привлекается теория фракталов, позволяющая с наиболее общих позиций рассмотреть процессы структурообразования и эволюции физических, биологических и социальных систем [3,4]. Ценность этой теории во многом определяется тем, что позволяет сформировать эффективные подходы к описанию природоподобных систем и реализации при их создании так называемой технологии «снизу вверх» [5]. Кроме того, следует отметить наличие многих ее «пересечений» с концепцией динамического хаоса [2], дающих возможность прийти к неординарным результатам проводимых исследований. Такая ситуация позволяет определить трансформацию междисциплинарного подхода в трансдисциплинарный, представляющий собой новый тип производства и интеграции научного знания [6]. Этот процесс характеризуется наличием общих научно-исследовательских программ и когнитивных схем, которые находят реализацию в системе новых объектов познания и деятельности. На начальном этапе развития трансдисциплинарности появляется необходимость разработки концептуальных средств интеграции, когда к изначальному языку описания рассматриваемых процессов присоединяются термины и

понятия из других областей знания. Такое объединение представлений можно наблюдать, когда решения естественно-научных задач переносятся в сферу гуманитарных дисциплин, в результате чего претерпевает изменения предмет исследования и его свойства.

Цель данной работы состоит в том, чтобы продемонстрировать возможности фрактальных представлений для решения задач трансдисциплинарного характера на основе применения аппарата фрактальной параметризации. При этом особое внимание уделено особенностям построения физико-математических моделей, описывающих природоподобные структуры сложной геометрии, а также когнитивные процессы их восприятия.

На рис. 1 изображены примеры фрактальных структур, свойства которых рассматривались на разных этапах подготовки настоящей работы. Особое внимание было обращено на эволюцию наносистем с увеличивающимся во времени числом образующих частиц. Примером такой системы может служить структура дендрита. Исследования такого рода процессов самоорганизации имеет большое значение для описания структурного развития объектов по принципу «снизу-вверх» [5]. Этот принцип является основополагающим для конструирования и внедрения в те или иные технологические схемы создания природоподобных элементов. Кроме того, обнаруженное в ходе исследования дендритов существование предельных размерных и скейлинговых параметров [7-8] указывает на определенную вероятность образования в ходе дальнейшей эволюции более сложных дендритных и полимерных кластеров. Это дает возможность использовать рассмотренные модели построения случайных дендритных структур и механизм взаимодействия составляющих их частиц для описания первичных этапов формирования живой материи из неживой.



*Рис. 1. Примеры фрактальных структур. Структура звездного фрактала (а) [9], дендрит на поверхности металла (б) [10], фрагмент модельного дендрита (в) [7].*

Развитие фрактальных представлений дало возможность внести кардинальные изменения в элементную базу оптических устройств (апероидические многослойные системы, фрактальные излучатели, фокусаторы Кантора и т.п.). Дополнительными возможностями фрактальные технологии обладают при создании и исследовании устройств на основе метаматериалов. В частности, уникальные свойства приобретают многослойные системы, когда один из типов образующих слоев выполнен из метаматериала [11]. Для того, чтобы продемонстрировать эффективность применения физических методов и подходов для освещения вопросов гуманитарной направленности, эвристические возможности фрактальных технологий были использованы для объяснения природы такого важного философского и эстетического понятия как красота. Этот фрагмент проведенного исследования, имеющий трансдисциплинарный характер, основывался на концепции [12], где отмечаемая в литературе красота фракталов объясняется самоподобными свойствами структуры их пространственных спектров. Самоподобие обеспечивает высокую эффективность частотной фильтрации фрактальных изображений при их обработке в коре головного мозга. Соответствующие исследования сформировали автономное научное направление нейробиологии – нейроэстетику [13]. Одна из ее версий основана на предположении, что зрительная система человека содержит нейронные комплексы, которые наделены свойствами двумерных пространственно-частотных фильтров Фурье или Габора [14]. Указанные свойства фрактальных изображений легли в основу нашедших широкое применение в медицине методов арттерапии, базирующихся на восприятии пациентами разнообразных фрактальных структур [12]. Таким образом, в качестве основной задачи, позволяющей вскрыть причину терапевтического и эстетического воздействия самоподобных текстур на состояние человека, была рассмотрена совокупность вопросов о взаимосвязи фрактальных свойств изображения объекта и его фурье-спектра, а также об устойчивости спектральных характеристик к случайным и детерминированным изменениям структуры изображений.

В процессе выполнения настоящей работы был получен обширный материал, характеризующий связь изображений фрактальных структур с их пространственными спектрами. Рассматривались различные типы детерминированных и случайных фрактальных объектов и определялись соответствующие им пространственные спектры. Скейлинговые характеристики анализируемых структур и спектров оцени-

вались с помощью методик [8-9, 11, 15]. Как правило, за редким исключением структуры с фрактальными признаками обладали фрактальными спектрами. Иллюстрацией этой закономерности могут служить распределения, построенные с использованием свойств модификации двумерной диапазонно-ограниченной функции Вейерштрасса [16, 17]

$$W(x, y) = \left( C \sum_{n=0}^{N-1} b^{(D-3)n} \sum_{m=1}^M \sin [Kb^n (A_m x + B_m y) + \varphi_{n,m}] \right)^2,$$

$$A_m = \cos \left( \frac{2\pi m}{M} \right); B_m = \sin \left( \frac{2\pi m}{M} \right),$$

где  $x, y$  – поперечные координаты;  $C$  – нормировочная константа;  $b > 1$  – параметр пространственно-частотного масштабирования;  $D$  – фрактальная размерность ( $2 < D < 3$ );  $K$  – основное пространственное волновое число;  $N$  и  $M$  – число гармоник,  $\varphi_{n,m}$  – фаза, заданная в интервале  $[-\pi, \pi]$ . В зависимости от распределения этой величины по заданному или случайному закону приведенная формула будет описывать либо детерминированную структуру объекта, либо – стохастическую. На рис. 2 представлен рассчитанный 2D-график функции  $W(x, y)$  если значение фазы  $\varphi_{n,m}$  приобретало случайное распределение в интервале  $[-\pi, \pi]$ , а на рис. 2, б – её нормированный фурье-спектр.

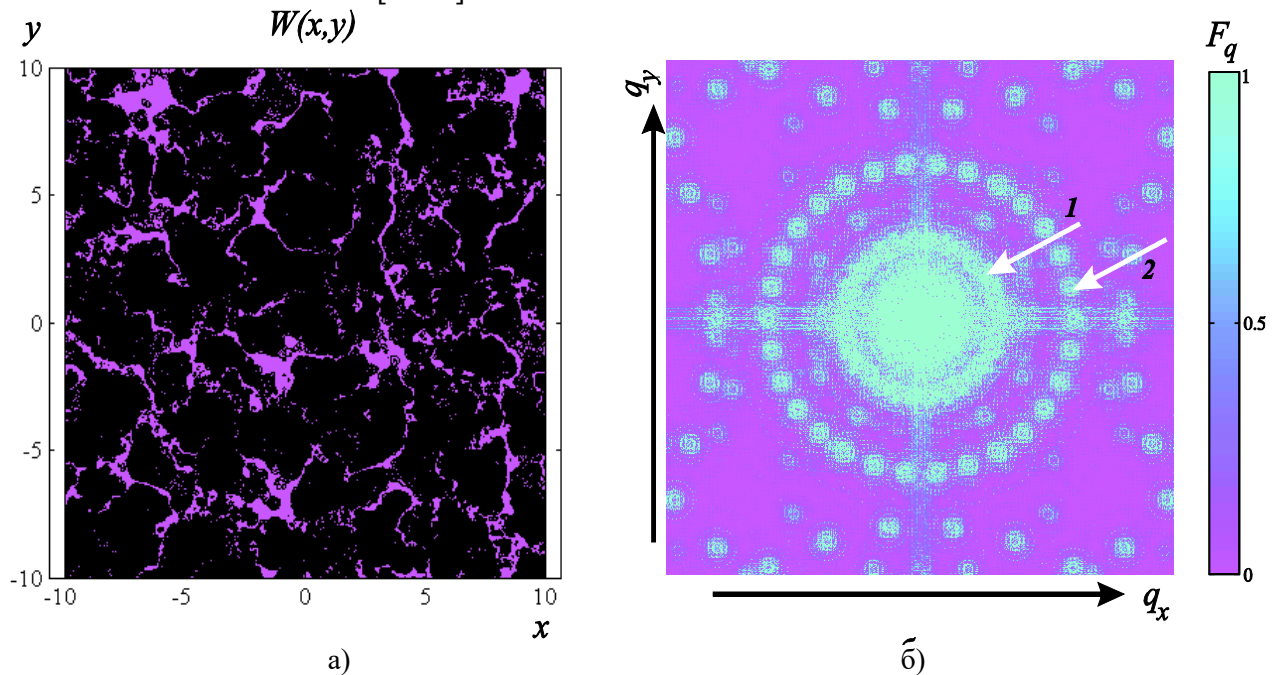


Рис. 2. 2D-представление функции  $W(x, y)$  при  $D = D(x, y)$  (а) и её фурье-спектр  $F_{q_x, q_y}$  (б).

$F_{q_x, q_y}$  – коэффициенты фурье-разложения функции (по мощности); координаты  $x, y$  представлены в условных единицах. Фаза  $\varphi_{n,m}$  распределена по случайному закону.

Использовались следующие значения параметров (1):  $C = 0.04$ ;  $b = 2$ ;  $K = 1.5$ ;  $M = N = 15$ . Величина  $D$  зависит от координат  $x$  и  $y$ :  $D(x, y) = D_0 + B \cdot (\sin(2 \cdot \pi \cdot \Omega_x \cdot x) + \sin(2 \cdot \pi \cdot \Omega_y \cdot y))$ , где  $D_0 = 2.15$ ,  $B = 0.2$ ,  $\Omega_x = \Omega_y = 0.2$ . Из рис. 2. видно, что структура спектра двумерной функции  $W(x, y)$  состоит из системы спектральных максимумов, формирующих кольцевые распределения на разных расстояниях от нулевой частоты. Пара таких соседних кольцевых распределений отмечена на рис. 2 цифрами и стрелками 1-2. Отношение их радиусов  $r_2 / r_1$  определяет величину коэффициента скейлинга  $\zeta \approx 1.82$ .

Особое внимание в ходе численного моделирования уделялось фиксации самоподобных свойств пространственных спектров и определению характерных для них коэффициентов скейлинга. При осуществлении оценки влияния на структуру спектров параметра  $b$  было установлено, что структура спектра в целом сохраняет свою конфигурацию, если параметр  $b$  меняется от величины 1.1 до 2.3. При этом величины параметра  $b$  и коэффициента скейлинга  $\zeta$  оказываются близки. Однако при дальнейшем увеличении параметра  $b$  коэффициент скейлинга меняется неупорядоченным образом.

Таким образом, по результатам выполненной работы можно сделать вывод, что современные математические модели фрактальных процессов позволяют существенно расширить известные подходы для реализации междисциплинарных исследований, придавая им в определенных случаях трансдисциплинарный характер. Регистрируемая устойчивость формы фурье-спектров и их скейлинговых свойств в

различных спектральных диапазонах во многом объясняет причины эстетической ценности фрактальных изображений. Если учесть, что многочисленные природные объекты обладают фрактальными признаками, то полученные результаты позволяют дать физическую интерпретацию одному из основных положений современной эстетики. Согласно этому положению наибольшее эмоциональное воздействие на человека оказывают структуры, близкие по своей форме к природным объектам. Одновременно полученные в ходе оптико-физических исследований результаты позволяют дать рациональное объяснение высокой эффективности фрактальной арт-терапии, которая сейчас находит многочисленные подтверждения в медицинской практике.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-01-00723 а.

### **Литература**

1. Ковальчук М.В. Наука и жизнь: моя конвергенция. / М.: ИКЦ Академкнига, 2012.
2. Малинецкий Г.Г. // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2013. № 51. С. 3–36.
3. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. / М.: «Институт компьютерных исследований», 2002.
4. Боголюбов А.Н., Петухов А.А., Шапкина Н.Е. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 2. С. 20-23.
5. Фостер Л. Нанотехнологии. Наука, инновации и возможности. / М.: Техносфера, 2008.
6. Лысак И.В. // Исторические, философские, политические и юридические науки, культурология и искусствоведение. Вопросы теории и практики. 2014. №6(2). С. 134–137.
7. Ружицкая Д.Д., Короленко П.В., Рыжикова Ю.В. // Сборник трудов 10-й Международной конференции (ARMIMP-2017). 2017. С. 81–84.
8. Ruzhitskaya D.D., Ryzhikov S.B., Ryzhikova Yu.V. // Moscow University Physics Bulletin. 2018. 73(3). P. 306–309.
9. Гридчина В.В., Короленко П.В., Рыжикова Ю.В. // Известия РАН. Серия физическая. 2015. 79. №12. С. 1691–1694.
10. Струкова С.К., Струков Г.В. // Наука из первых рук. 2012. С. 72–81.
11. Davydova M.G., Korolenko P.V., Ryzhikov S.B., Ryzhikova Yu.V. // Physics of Wave Phenomena. 2016. 24. No. 1. P. 17–21.
12. Averchenko A.V., Korolenko P.V., Mishin A.Yu. // IEEE Progress in Electromagnetic Research Symposium Proceedings. 2017. P. 3418–3421.
13. Chatterjee A. // Journal of Cognitive Neuroscience. 2011. 23(1). P. 53–62.
14. Schira G. // Environment and Planning B, Planning and Design. 2003. 30. P. 297–318.
15. Федер Е. Фракталы. / М.: Мир, 1991.
16. Потапов А.А. // Журнал радиоэлектроники. 2010. №1. С. 1–100.
17. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018. 696с.

## **TRANSDISCIPLINARY ASPECTS OF FRACTAL MODELS**

Korolenko P.V., Kubanov R.T., Ruzhitskaya D.D., and Ryzhikova Yu.V.

Department of Optics, Spectroscopy and Nanosystems physics, Faculty of Physics,  
M.V. Lomonosov Moscow State University  
ryzhikovaju@physics.msu.ru, pvkorolenko@rambler.ru

High efficiency of use for solving transdisciplinary problems of physical and mathematical models that are based on the use of fractal representations is demonstrated. The internal correlation between a number of basic concepts of naturally scientific, humanitarian and cognitive disciplines is revealed. A physical interpretation of a number of aesthetic and medical-biological categories is given. The features of constructing models of fractal nature-like structures using the characteristics of deterministic and stochastic fractals are considered.





# АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ С МАЛОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ В ЗАДАЧЕ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВ ПО ИК СПЕКТРАМ

к.ф.-м.н. Васильев Н.С.

МГТУ им. Н.Э. Баумана  
vasilievns@bmstu.ru

В докладе решается задача автоматической интерпретации зарегистрированных данных спектров поглощения веществ в инфракрасном диапазоне с целью выяснения их химического состава, либо индикации наличия в них известных компонент. Если в искомом образце содержится более одной "чистой" компоненты, то указанная задача может быть решена несколькими методами, наиболее распространённой из которых метод наименьших квадратов (МНК). В данной работе определяется аналитический способ учёта компонент смеси с малой концентрацией и построения решения в МНК, учитывающих малые компоненты решения.

Спектроскопия ИК диапазона излучения является эффективным методом идентификации наличия загрязняющих веществ в атмосфере. Существуют методики, использующие различные части инфракрасного излучения для обнаружения и исследования веществ в различных фазах на поверхностях или в воздухе. Пример использования дальнего ИК диапазона 800 - 1200 см.<sup>-1</sup> для обнаружения загрязняющих веществ в воздухе приводится в [2], ближнего ИК диапазона в производстве в [7], и среднего в [10] для изучения процессов протекания химических реакций. Ранее [1] автором было показано, как использование МНК можно обобщить на два и более спектральных диапазона. В частности это позволило определять присутствие примесей с малой концентрацией, если вещество-растворитель не содержит линии поглощения в данной области. Большинство методов идентификации веществ по их зарегистрированным спектрам основано на сопоставлении измеренных данных с набором эталонных спектров. Пусть дана матрица размера  $N \times M$ , составленная из  $M$  столбцов эталонных спектров длины  $N$ , тогда задача анализа сводится к задаче на поиск экстремума:

$$\tilde{x} = \underset{x}{\operatorname{argmin}} \|Ax - y\|^2,$$

где  $x = (x_0, \dots, x_{M-1})$  – неизвестный столбец весовых коэффициентов, а  $y$  – измеренный спектр. По найденному решению определяется вклад каждого из слагаемых в общее решение.

Существуют аналитические методы учёта неотрицательности весовых коэффициентов в искомом решении [3], а так же методы, учитывающие случайную природу вариаций интенсивностей зарегистрированных спектров [8]. Однако, даже при учёте указанных факторов величина критериев соответствия найденного решения, содержащего только растворитель, может быть выше пороговых. Т.е. будет отсутствовать индикация о малой компоненте сигнала в зарегистрированном спектре.

Вычислительная сложность задачи такова, что практически невозможно строить решение в МНК с учётом всех эталонных спектров, т.к. вычислительная сложность задачи растёт не пропорционально при добавлении очередной размерности в пространство весовых коэффициентов. Автором предлагается новый метод построения решения, которой учитывает компоненту сигнала любой интенсивности. Для этого процедура поиска решения осуществляется итерационно, так, чтобы на каждом шаге в искомом решении учитывалось на одну компоненту больше.  $k_m$ -ая компонента на  $m$ -ом шаге включается в решение, если для неё выполнено условие:

$$k_m = \underset{i}{\operatorname{argmax}} \left( 1 - \frac{\min \|A^{(i)}x - y\|^2}{\|y\|^2} \right),$$

где  $A^{(i)} = (a_{k_1}, \dots, a_{k_{m-1}}, a_i)$  – матрица эталонных спектров, в которой  $a_{k_1}, \dots, a_{k_{m-1}}$  компонент определены в результате предыдущих  $m - 1$  итераций. Процедура прерывается на некотором шаге, номер которого определяется исходя из условий практически решаемой задачи. Критерием прекращения цикла может быть ограничение на размерность пространства весовых коэффициентов, либо на пороговое значение соответствия решения измеренной кривой.

Найденное решение может содержать лишние слагаемые, отсутствующие в образце. Для окончательного определения состава смеси для каждой из включённых в решение компонент требуется определить её меру схожести с эталоном. В прикладных задачах спектроскопии часто

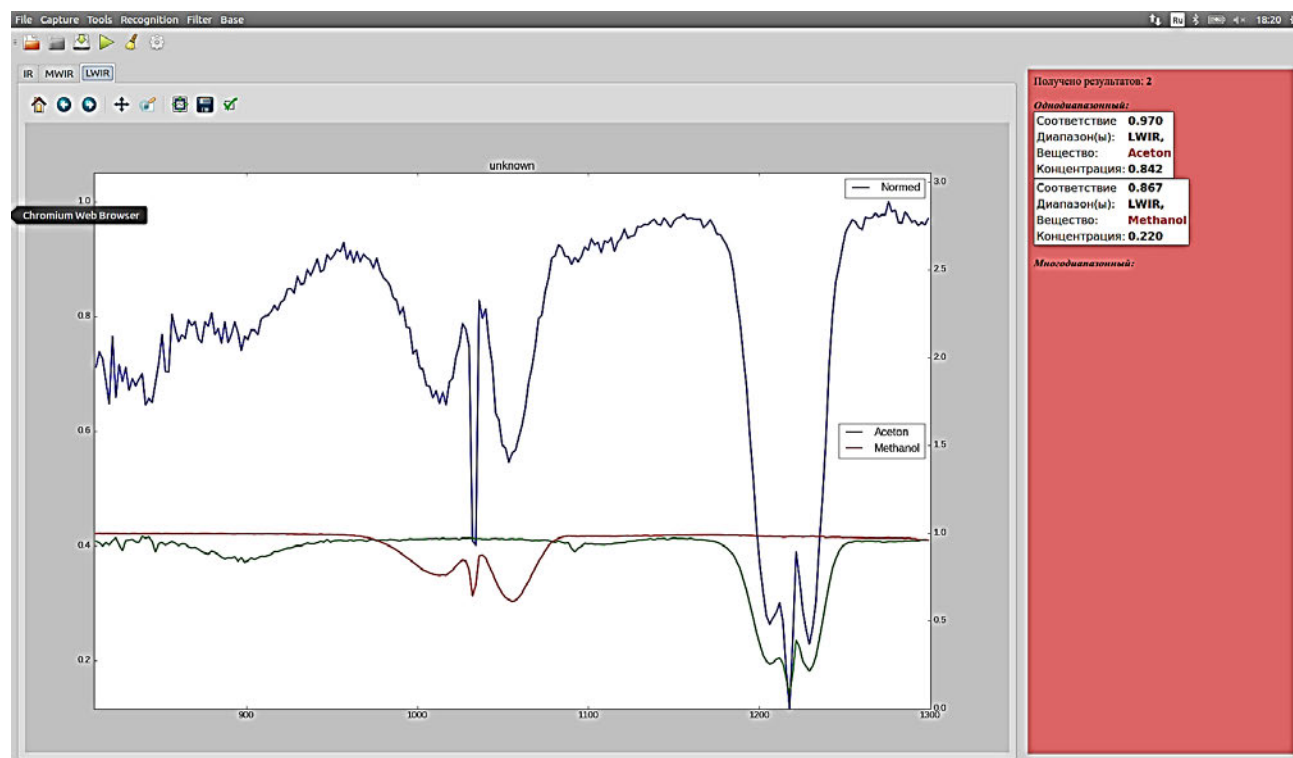
применяется метод SAM (Spectral Angle Mapper), см [5, 6, 9]. Для целей решаемой задачи определяется следующая величина:

$$\rho_i = \frac{(a_i, z_i)}{\|a_i\| \cdot \|z_i\|},$$

где  $z_i$  определяется из соотношения:

$$z_i = y - A^{(i)}x, \quad A^{(i)} = (a_1, \dots, a_{i-1}, a_{i+1}, \dots, a_m).$$

Для апробации использовался программный комплекс, предназначенный для обнаружения и идентификации веществ по их зарегистрированным спектрам (ИК, КРС, УФ) на различных подстилающих поверхностях и паров в воздухе. Эффективность предложенного автором метода использовалась смесь метанола и ацетона. Регистрация осуществлялась с использованием газоанализатора активного типа ([4]).



**Рис. 1.** Скриншот рабочего окна программы.

На рис. 1 показан скриншот рабочего окна программы. Видно, что полученное решение для метанола имеет высокую меру схожести, несмотря на отличие в концентрации с ацетоном в четыре раза. Предложенный метод позволяет осуществлять анализ состава смесей из нескольких компонент по их зарегистрированным спектрам при значительном отличии концентрации компонент относительно друг друга. Метод был реализован как часть программного комплекса. Его эффективность была подтверждена экспериментально на примере ИК спектров паров спиртов.

## Литература

1. Н. С. Васильев, И. С. Голяк, and А. Н. Морозов. Алгоритм идентификации веществ по конечному набору спектров вторичного излучения. *Оптика и спектроскопия*, 118(1):157–162, 2015.
2. S. K. Dvoruk, I. V. Kochikov, A. N. Morozov, A. L. Nazolin, D. A. Pavlov, V. A. Pozdnyakov, A. V. Solov'ev, S. I. Svetlichnyi, and S. E. Tabalin. Application of a fourier spectroradiometer to the determination of the concentrations of pollutants in the atmosphere. *Journal of Optical Technology (A Translation of Opticheskii Zhurnal)*, 67(3):235–240, 2000.
3. R. J. Hanson and C. L. Lawson. Extensions and applications of the householder algorithm for solving linear least squares problems. *Mathematics of Computation*, 23(108):787–812, 1969.
4. I. V. Kochikov, A. N. Morozov, and I. L. Fufurin. Numerical procedures for substances identification and concentration calculation in the open atmosphere by processing a single fir measurement. *Computer Optics*, 36(4):554–561, 2012.
5. F. A. Kruse, A. B. Lefkoff, J. W. Boardman, K. B. Heidebrecht, A. T. Shapiro, P. J. Barloon, and A. F. H. Goetz. The spectral image processing system (sips)-interactive visualization and analysis of imaging spectrometer data. *Remote Sensing of Environment*, 44(2-3):145–163, 1993.
6. M. N. Kumar, M. V. R. Seshasai, K. S. Vara Prasad, V. Kamala, K. V. Ramana, R. S. Dwivedi, and P. S. Roy. A new hybrid spectral similarity measure for discrimination among vigna species. *International Journal of Remote Sensing*, 32(14):4041–4053, 2011.



7. M. S. Larrechi and M. P. Callao. Strategy for introducing nir spectroscopy and multivariate calibration techniques in industry. *TrAC - Trends in Analytical Chemistry*, 22(9):634–640, 2003.
8. R. D. Palkki and A. D. Lanterman. Identifying chemicals from their raman spectra using minimum description length. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 7698, 2010.
9. G. P. Petropoulos, K. P. Vadrevu, G. Xanthopoulos, G. Karantounias, and M. Scholze. A comparison of spectral angle mapper and artificial neural network classifiers combined with landsat tm imagery analysis for obtaining burnt area mapping. *Sensors*, 10(3):1967–1985, 2010.
10. M. L. Reback, C. W. Roske, T. E. Bitterwolf, P. R. Griffiths, and C. J. Manning. Stopped-flow ultra-rapid-scanning fourier transform infrared spectroscopy on the millisecond time scale. *Applied Spectroscopy*, 64(8):907–911, 2010.

## **ALGORITHM FOR DETERMINATION OF IMPURITIES WITH LOW CONCENTRATION IN THE PROBLEM OF IDENTIFICATION OF SUBSTANCES BY IR SPECTRA**

N.S. Vasilyev

Bauman Moscow State Technical University  
vasilievns@bmstu.ru

The paper solves the problem of automatic interpretation of the recorded absorption spectra of substances in the infrared range in order to determine their chemical composition or to indicate the presence of known components in them. If the required sample contains more than one "pure" component, then this problem can be solved by several methods, the most common of which is the least squares method (LSM). In this paper, we define an analytical way to account for the components of the mixture with low concentration and build a solution in the LSM, taking into account the small components of the solution



## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ПОВЫШЕНИЯ УРОВНЯ СИГНАЛА ВНУТРИ ЗДАНИЙ ДЛЯ БЕСПРОВОДНЫХ СЕТЕЙ**

*проф. Львович И.Я.<sup>1</sup>, доц. Преображенский А.П.<sup>1</sup>, проф. Чопоров О.Н.<sup>2</sup>, студ. Косых А.В.<sup>1</sup>, студ. Тамбовцев Г.А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Автономная некоммерческая образовательная организация высшего образования Воронежский институт высоких технологий

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования воронежский государственный технический университет

Komkovvvt@yandex.ru

Проведен анализ подходов, которые могут быть использованы для анализа электромагнитной обстановки в помещении. на основе компьютерного моделирования Существуют возможности не только проводить разработку нового оборудования для вычислительных сетей, но и осуществлять проектирование этих сетей. Проведен анализ достоинств имитационного моделирования. Приведен алгоритм работы системы улучшения покрытия беспроводных сетей. Указаны основные шаги алгоритма оптимизации. Описан состав программного продукта. Программа сформирована на основе модульно-иерархической структуры.

В связи с тем, что все более в помещениях используют беспроводные сети, к настоящему времени было создано большое число программных средств для того, чтобы осуществлять прогнозирование качества принятых сигналов и производительности сети [1]. В качестве основы используют или лучевые модели, численные модели, эвристические прогнозы и статистические модели.

Рассмотрим некоторые из применяемых подходов. Может быть использован эвристический способ для проведения прогнозирования распространения электромагнитных волн, в рамках которого можно проводить разработку и оптимизацию сети Wi-Fi при определенных требованиях к покрытию с минимальным числом точек доступа.

При этом существует необходимость к снижению излучения электромагнитных волн в беспроводных системах связи [2]. Разработаны базовые принципы международной безопасности, например ICNIRP (Международной комиссией по защите от неионизирующих излучений) были созданы и распространены нормы по ограничению воздействия таких излучений на людей.

Вследствие этого важно проводить оценку характеристик распространения электромагнитных волн в беспроводных системах связи с высокой точностью при заранее известных перспективах развития компьютерных сетей.

Кроме того, работы, проводящиеся по ограничению потребления энергии в беспроводных системах связи, опасения по поводу возможного вредного воздействия воздействия на человека источников электромагнитного излучения привели к ситуации, когда планировщики сети должны брать на себя ответственность за уровень электромагнитной обстановки в помещении.

Тем не менее, многие исследования по-прежнему посвящены изучению простых характеристик при воздействии СВЧ-излучения в различных средах или для разных технологий [3], или для ММО сетей и терминалов, без того чтобы осуществить попытки по фактическому сокращению или минимизации воздействия таких видов излучений [4]

Есть подходы, в которых исследователи пытаются предсказать или смоделировать влияние до развертывания сети. Например, можно метрику оценивать по воздействию на окружающую среду при развертывании сети. При этом можно проводить оптимизацию базовой станции на основе метрики, которая учитывает не только характеристики освещения, трафика и экономической эффективности, но и того, каким образом воздействует на окружающую среду электромагнитное поле, есть работы, связанные с применением методов искусственного интеллекта [5].

На основе компьютерного моделирования можно не только проводить разработку нового оборудования для вычислительных сетей, но и осуществлять проектирование этих сетей.

При разработке модели, которая аппроксимирует свойства и характеристики рассматриваемой сети, стремятся к тому, чтобы она позволяла решать задачи, связанные оптимизацией и управлением этой сетью.

Имитационное моделирование является одним из эффективных подходов, позволяющих осуществлять процессы моделирования компьютерных сетей, имеющих разные конфигурации. Создание имитационных моделей можно рассматривать с точки зрения того, как объекты описываются в рамках логико-математического формализма, компьютер дает возможности для того, чтобы были проведены эксперименты, в результате которых можно проводить анализ, а также проектирование, исследовании особенностей функционирования соответствующих объектов.

Имитационное моделирование [6] предоставляет возможности по описанию возможных процессов, которые наблюдали бы происходящими на практике. Если проводить исследования поведения объекта относительно изменения некоторых характеристик в течение времени, то модели должны быть адекватными как для одного испытания, так и при их сериях. Должны выполняться соответствующие статистические законы, обеспечиваться устойчивость результатов.

Имитационное моделирование применяют для случаев, когда:

- эксперименты на реальном объекте являются дорогостоящими или их трудно провести;
- трудно сформировать аналитическую модель в связи с тем, что необходимо учитывать множество факторов: зависимость от времени, нелинейность процессов, влияние случайных факторов.

Агентное моделирование, дискретно-событийное моделирование, системная динамика – все это можно выделить в типах имитационного моделирования.

Такие типы моделирования обладают некоторыми преимуществами:

1. За счет проведения машинного эксперимента оценивается стоимость реинжиниринга организаций с точки зрения изменения в компьютерных сетях. То есть, может быть достигнут выигрыш с точки зрения стоимости.
2. За счет имитационной модели результаты можно получить за относительно короткое время. То есть, можно достигать выигрыша по времени.
3. В рамках имитационных моделей может быть осуществлено множество экспериментов, в них варьироваться разные параметры, осуществляться поиск оптимальных вариантов (по скорости передачи, по качеству обслуживания и т.д.). То есть, может быть обеспечена повторяемость в процессах.
4. Если применяются аналитические подходы, то на их базе трудно учесть все возможные случаи поведения систем, это легче сделать при помощи имитационного моделирования. То есть достигаем высокую точность.
5. Имитационная модель дает наглядное поведение систем, это может быть проиллюстрировано и при помощи графического инструментария. То есть, можно достичь хорошей наглядности.
6. Имитационное моделирование имеет широкую направленность, является универсальным.

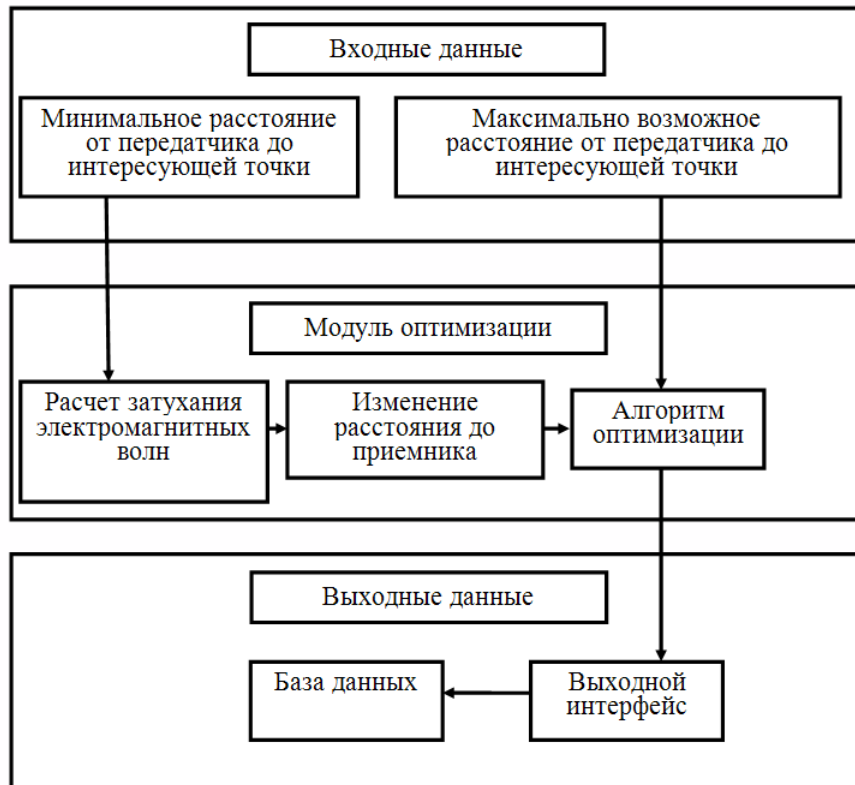


Рис. 1. Алгоритм функционирования системы коррекции покрытий беспроводных сетей.

Требуемый уровень поля внутри разных помещений встречается в разных практических задачах, чтобы беспроводная сеть работала правильным образом. Рис 1 иллюстрирует алгоритм работы, который нами предлагается, чтобы система коррекции покрытия в беспроводных сетях обеспечила сеть с требуемыми параметрами.

Рис. 2. Иллюстрирует, каким образом работает алгоритм оптимизации. Метрика может быть рассчитана различными способами. Нами предлагается метрика, которая основывается на отношении суммы взвешенных уровней электромагнитного поля к расстояниям до точек наблюдения.

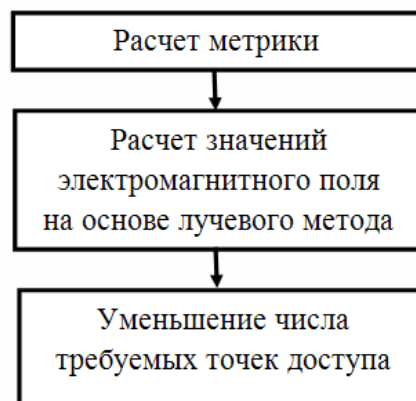


Рис. 2. Алгоритм оптимизации.

Опишем состав программного продукта. Исполняемый файл программы может быть расположен на любом разделе жесткого диска или съемного носителя.

В состав проекта входят такие файлы:

1. 1.Файл программного модуля главной формы - определяет функциональность главной формы и содержит вычислительные процедуры;
2. Файл программного модуля формы вывода информации о программе - определяет функциональность формы вывода информации о программе;
3. Файл проекта – осуществляет связь всех файлов, из которых состоит приложение;
4. Файл вычислительного модуля - включает подпрограммы определения максимального потока в сети и минимального разреза;

5. Файл программного модуля формы вывода графического изображения потока или разреза - определяет форму вывода потока или разреза;
6. Файл программного модуля формы вывода описания программы - определяет форму для вывода описания программы (помощь).

Кратко опишем структуру программы. В программе задается максимальное число вершин сети. Определяются одномерные и двумерные массивы, в которых хранится информация о составляющих сети. Программа сформирована на основе модульно–иерархической структуры. Связь модулей происходит с использованием простого параметра. Все необходимые данные модуль принимает и возвращает в форме параметров вызова, а эти данные являются простыми (неструктурными) переменными. Программные модули располагаются на различных уровнях иерархии. Модули верхних уровней проводят управление работой модулей нижних уровней. Вышестоящий модуль производит передачу управления модулю более низкого уровня, а когда тот заканчивает работу, он возвращает управление вызвавшему его модулю.

Вывод. В докладе рассмотрен алгоритм, позволяющий проводить оптимизацию покрытия беспроводных систем связи в помещениях. Описан программный продукт, использующий такой алгоритм.

#### Литература

1. Баранов А.В. Проблемы функционирования mesh-сетей / Вестник Воронежского института высоких технологий. 2012. № 9. С. 49-50.
2. Мишин Я.А. О системах автоматизированного проектирования в беспроводных сетях // Вестник Воронежского института высоких технологий. 2013. № 10. С. 153-156.
3. Казаков Е.Н. Разработка и программная реализации алгоритма оценки уровня сигнала в сети wi-fi // Моделирование, оптимизация и информационные технологии. 2016. № 1 (12). С. 13.
4. Воскресенский Д. И., Кременецкий С. Д., Гринев А. Ю., Котов Ю. В. Автоматизированное проектирование антенн и устройств СВЧ / М.: Радио и связь, 1988. - 240 с.
5. Рутковская Д., Пилиньский М., Рутковский Л. Нейронные сети, генетические алгоритмы и нечеткие системы: Пер. с польск. И.Д. Рудинского. - М.: Горячая линия-Телеком, 2006. - 452 с.
6. Львович Я.Е. Многоальтернативная оптимизация: теория и приложения / Воронеж, Издательство "Кварта" , 2006, 415 с.

## **THE INVESTIGATION OF POSSIBILITIES FOR INCREASING THE SIGNAL STRENGTH INSIDE BUILDINGS FOR WIRELESS NETWORKS**

prof. Lvovich I.Ya<sup>1</sup>, prof. Preobrazhensky A.P.<sup>1</sup>, prof. Choporov O.N.<sup>2</sup>,  
stud. Kosyh A.V.<sup>1</sup>, stud. Tambovtsev G.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Autonomic not-commercial educational organization  
of higher education Voronezh Institute of high technologies (ANOO VO VIVT)

<sup>2</sup>Federal state budgetary educational institution of higher professional  
education Voronezh state technical University (FGBOU VO VGTU)

Komkovvvt@yandex.ru

The analysis approaches that can be used for analysis of electromagnetic environment in the room. On the basis of computer simulation it is possible not only to develop new equipment for computer networks, but also to design these networks. The analysis of the merits of the simulation. The algorithm of operation of the system improve the coverage of wireless networks. Shows the main steps of the optimization algorithm. Describes the composition of a software product. The programme is designed on the basis of a modular and hierarchical structure.

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РАССЕИВАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ИЗМЕРЕНИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

студ. Шитикова К. М.<sup>1</sup>, зав. лабораторией, к. т. н., доц. Балабуха Н. П.<sup>2</sup>, к. ф.-м. н., доц. Шапкина Н. Е.<sup>1, 2</sup>, н. с., к. ф.-м. н. Коняев Д. А.<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

konyaev@physics.msu.ru

В докладе рассматривается задача восстановления поля в дальней зоне по известным значениям поля в ближней зоне, заданным на секторе бесконечной цилиндрической поверхности. Поле в дальней зоне вычисляется при помощи разложения поля вне цилиндрической поверхности по цилиндрическим волнам, коэффициенты которого определяются исходя из значений поля и его производной по нормали на заданном секторе цилиндрической поверхности.

**Ключевые слова:** эффективная площадь рассеяния, диаграмма направленности рассеянного поля, разложение по цилиндрическим волнам, двумерная задача дифракции.

## Введение

Нахождение радиолокационных характеристик различного рода объектов необходимо как в связи с задачами радиолокации, так и в связи с задачами маскировки объектов, в частности, летательных аппаратов. Одной из основных характеристик рассматриваемых объектов является диаграмма эффективной площади рассеяния – диаграмма ЭПР [1 – 3]. На сегодняшний день возможность измерения однопозиционных диаграмм ЭПР присутствует практически во всех измерительных комплексах. В этом случае, как и во многих существующих системах радиолокации, приёмная и передающая антенны находятся в одной точке пространства [1]. Однако на практике часто требуется получать двухпозиционные диаграммы ЭПР объектов: приёмная и передающая антенны разнесены в пространстве [1]. В настоящее время весьма актуальной задачей является модернизация существующих измерительных комплексов для создания возможности проводить измерения двухпозиционных диаграмм ЭПР. Для этого можно использовать сканер, предназначенный для измерения поля в ближней зоне с последующим восстановлением поля в дальней зоне [2, 3]. В качестве таких сканеров как правило используют планарные, цилиндрические или сферические сканеры. Этот подход на протяжении многих лет успешно используется при измерении параметров излучающих систем [4]. В данной работе рассматривается случай использования цилиндрического сканера для определения диаграммы рассеяния.

Важным с экономической точки зрения является вопрос минимизации затрат, связанных с измерениями. Для этого желательно иметь возможность использовать лишь часть цилиндрической поверхности для определения диаграммы ЭПР для заданного диапазона бистатических углов. Кроме того, на практике использование полной цилиндрической поверхности невозможно [2, 3]. Приходится использовать цилиндрическую поверхность конечной высоты. Кроме того, сканер при измерениях не должен создавать дополнительных искажений падающего поля, поэтому участок поверхности сканирования на котором сканер располагается между источником и рассеивателем желательно исключить.

В докладе рассматривается модельная задача о восстановлении в дальней зоне поля, рассеянного бесконечным идеально проводящим цилиндром, при помощи значений поля, заданных в ближней зоне.

## 1. Постановка задачи

Как известно [5 – 7], задачу дифракции на протяжённых телах можно свести к двум скалярным задачам для поиска компонент поля  $E_z$  и  $H_z$ , где  $OZ$  – ось декартовой системы координат, направленная вдоль образующей цилиндрического тела. Обозначим  $E_z = U$ , тогда стационарная задача дифракции при временной зависимости  $e^{-i\omega t}$  будет иметь вид

$$\begin{cases} \Delta U + k^2 U = 0, & M \in \mathbb{R}^2 \setminus \bar{D}, \\ U|_S = 0, \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \left[ \frac{\partial(U - U_0)}{\partial r} - ik(U - U_0) \right] \sqrt{r} = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $k = \frac{\omega}{c}$  – волновое число,  $S$  – граница области  $D = \{(x, y) : x^2 + y^2 < a^2\}$ ,  $U_0 = e^{ikx}$ . Решение этой задачи известно [8]:

$$U(r, \varphi) = U_0 + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left( -(-i)^n J_n(ka) \right) \frac{H_n^{(1)}(kr)}{H_n^{(1)}(ka)} e^{in\varphi}, \quad (2)$$

где  $J_n$  и  $H_n^{(1)}$  – соответственно функции Бесселя и Ханкеля.

Предположим, что нам известны значения решения и его нормальной производной для указанной задачи (1) лишь в некотором наборе точек на секторе  $\varphi \in [-\varphi_0; \varphi_0]$  круга радиуса  $r_0$ .

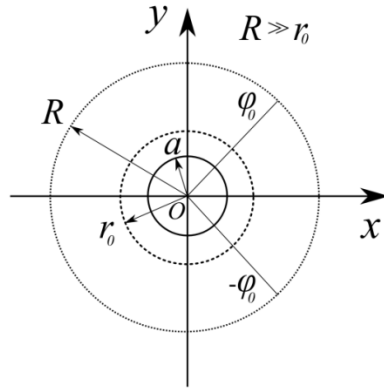


Рис. 1. Конфигурация рассматриваемой задачи.

Задача состоит в отыскании значений поля в дальней зоне – на секторе  $\varphi \in [-\varphi_1; \varphi_1]$  окружности радиуса  $R \gg r_0$ , при условии, что  $\varphi_1 \leq \varphi_0$ .

## 2. Методы решения

Известно, что решение задачи дифракции вне области рассеивателя можно представить в виде ряда по расходящимся цилиндрическим волнам [9]:

$$U(r, \varphi) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n H_n^{(1)}(kr) e^{in\varphi} \quad (3)$$

Если значения поля известны на окружности радиуса  $r_0$ , то коэффициенты  $C_n$  можно записать в следующем виде:

$$C_n = \frac{1}{2\pi H_n^{(1)}(kr_0)} \int_{-\pi}^{\pi} U(r_0, \varphi) e^{-in\varphi} d\varphi \quad (4)$$

Тогда, подставив (4) в (3), получим решение исходной задачи дифракции в любой точки пространства вне окружности радиуса  $r_0$ . Однако в нашем случае значения решения известны лишь в секторе  $\varphi \in [-\varphi_0; \varphi_0]$  окружности радиуса  $r_0$ . Представим  $C_n$  в следующем виде:

$$C_n = C_n^0 + C_n^1, \quad (5)$$

где

$$C_n^0 = \frac{1}{2\pi H_n^{(1)}(kr_0)} \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} U(r_0, \varphi) e^{-in\varphi} d\varphi, \quad (6)$$

а  $C_n^1$  – неизвестная, подлежащая определению. Интегралы в (6) вычислим численно. Для  $\varphi \in [-\varphi_0; \varphi_0]$  значения производной решения можно выразить следующим образом:

$$\frac{\partial U(r_0, \varphi)}{\partial r_0} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (C_n^0 + C_n^1) \frac{\partial H_n^{(1)}(kr_0)}{\partial r_0} e^{in\varphi}. \quad (7)$$

Отсюда получаем условие для нахождения  $C_n^1$ . Решая СЛАУ

$$\sum_{n=-N}^{+N} \left( \frac{\partial H_n^{(1)}(kr_0)}{\partial r_0} e^{in\varphi_m} \right) C_n^1 = \frac{\partial U(r_0, \varphi_m)}{\partial r_0} - \sum_{n=-N}^N C_n^0 \frac{\partial H_n^{(1)}(kr_0)}{\partial r_0} e^{in\varphi_m} \quad (8)$$

найдем приближенные значения  $C_n^1$ . Здесь  $(r_0, \varphi_m)$  – полярные координаты точек, в которых заданы значения производных решения. Искомые значения поля можно определить из соотношения:

$$U(r, \varphi) = \sum_{n=-N}^N (C_n^0 + C_n^1) H_n^{(1)}(kr) e^{in\varphi} \quad (9)$$

### 3. Результаты

Проведены расчеты поля в дальней зоне (на окружности радиуса  $R \gg r_0$ ) по найденным значениям поля в ближней зоне. Система линейных алгебраических уравнений решалась при помощи нескольких методов. На рис. 2 представлен пример расчёта.

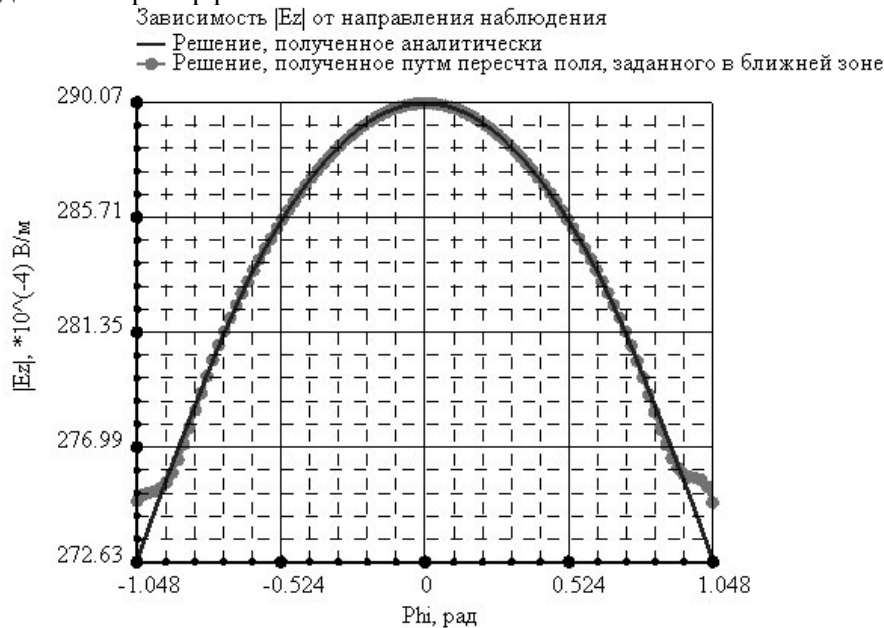


Рис. 2. Пример расчёта поля в дальней зоне.

### Литература

1. Балабуха Н.П., Zubov A.C., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
2. T. B. Hansen, R. A. Marr, U. H. W. Lammers, T. J. Tanigawa, R. V. McGahan. Bistatic RCS calculations from cylindrical near-field measurements—Part I: Theory //IEEE transactions on antennas and propagation. 2006. Т. 54. №. 12. С. 3846-3856.
3. R. A. Marr, U. H. W. Lammers, T. B. Hansen, T. J. Tanigawa, R. V. McGahan. Bistatic RCS calculations from cylindrical near-field measurements—Part II: Experiments //IEEE transactions on antennas and propagation. – 2006. – Т. 54. №. 12. С. 3857-3864.
4. Бахрах Л. Д. Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. Изд-во "Наука", Ленинградское отделение, 1985.
5. Ильинский А. С., Кравцов В. В., Свешников А. Г. Математические модели электродинамики [Учеб. пособие для вузов]. – Высш. шк, 1991.
6. А.Г.Свешников, И.Е.Могилевский. Математические задачи теории дифракции. М.: Физический факультет МГУ, 2010.
7. Галишикова Т. Н., Ильинский А. С. Численные методы в задачах дифракции. МГУ, 1987.
8. Хёниг Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. 1964.
9. Дж С. Теория электромагнетизма //М.: Гостехиздат. 1948. Т. 1.

## MATHEMATICAL MODELING OF A CYLINDRICAL SCATTERER DIRECTIVITY PATTERN BASED ON NEAR-FIELD MEASUREMENTS

stud. Shitikova K. M. <sup>1</sup>, Head of laboratory, Dr., assoc. prof. Balabukha N. P. <sup>2</sup>,  
Dr., assoc. prof. Shapkina N. E. <sup>1,2</sup>, resercher, Dr. Konyaev D. A. <sup>1,2</sup>

M. V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics <sup>1</sup>  
ITAE RAS <sup>2</sup>

konyaev@physics.msu.ru

Problem of near-field to far-field transformation is considered. The near-field values are defined on the sector of an infinite cylindrical surface. Far-field is calculated by decomposing the field outside the cylindrical surface by cylindrical waves. Coefficients of it decomposition are determined from the values of the field and its normal derivative on the given sector of the cylindrical surface.

**Keywords:** radar cross section, directivity pattern, expansion by cylindrical waves, two-dimensional diffraction problem



## ОБОСНОВАНИЕ СПОСОБА ЗАЩИТЫ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ РАДИОЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ УЗКОПОЛОСНЫХ ПОМЕХ

доц., к.т.н. Зайцев А.В., проф., к.т.н. Соловьев В.А., доц., к.т.н. Царегородцев Е.Л., инж. Кичулкин Д.А., инж. Красавцев О.О.,  
Ефременков С.А.

ООО «Смоленский научно-инновационный центр  
радиоэлектронных систем «Завант»  
Info@zavant.ru

Сверхширокополосные радиолнии передачи данных обладают рядом преимуществ по сравнению с известными узкополосными образцами аппаратуры аналогичного назначения, поскольку обладают малой радиотехнической заметностью, легко обеспечивают электромагнитную совместимость и отличаются малым энергопотреблением. При этом они подвержены воздействию узкополосных помех, создаваемых аппаратурой различного назначения, – радиостанциями, системами управления, телевизионной аппаратурой, системами сотовой связи и др. В статье предложен и обоснован способ подавления узкополосных помех за счёт ограничения амплитуды спектра принимаемых сигналов. При этом обусловлены требования к выбору уровня ограничения и сформулирована область применимости способа.

Для оперативного управления действиями группы людей или роботов, рассредоточенных на большой площади, требуется создать радиосеть. Исходя из требований мобильности, малого энергопотребления, высокой помехозащищённости и низкой радиозаметности – такую радиосеть целесообразно создавать на основе сверхширокополосных (СШП), асинхронных самоорганизующихся радиолний. При прочих равных условиях сверхширокополосные радиолнии, по сравнению с традиционными узкополосными, обладают рядом преимуществ. Одним из основных достоинств этих устройств является сверхширокая полоса рабочих частот, благодаря чему спектральная плотность излучаемых сигналов лежит ниже уровня шумов и такие сигналы обнаруживаются только за счёт специальной обработки, например, корреляционной. По этой причине СШП радиоканалы практически не обнаруживаются средствами радиотехнической разведки, и, следовательно, реже подвергаются воздействию прицельных помех. Одновременно сами СШП радиоустройства не создают помех соседним радиосредствам, чем обеспечивается электромагнитная совместимость. За счёт того, что СШП сигналы обнаруживаются приёмными устройствами, адаптированными для приёма только сигналов заданной структуры, их чувствительность высока, поэтому излучаемые мощности передатчиков можно выбирать меньшими, т. е. снижать энергопотребление при одинаковой дальности действия.

Вместе с тем, следует отметить и главный недостаток сверхширокополосных радиолний, обусловленный их сверхширокополосностью. Они подвержены воздействию узкополосных помех (УП), обусловленных работой множества радиоустройств различного назначения, к числу которых относятся: аппаратура сотовой связи, связанные радиостанции, телевизионные системы, системы дистанционного управления и др. Причина данного недостатка заключается в высокой спектральной плотности узкополосных сигналов, которые, поступая на вход СШП радиоустройства, создают перегрузку приёмника или вызывают уменьшение его коэффициента передачи системой автоматической регулировки усиления. Для обнаружения полезных сигналов в этой ситуации требуется увеличивать уровень порога принятия решения о наличии полезного сигнала. В результате этого дальность действия СШП радиолнии уменьшается.

Подавлять узкополосные помехи возможно с помощью режекторных фильтров, настроенных на частоту помехового сигнала, однако частоты и значения ширины полос сигналов узкополосных помех в точке применения всегда заведомо не известны. Это вызывает неудобство использования мобильных сверхширокополосных устройств. По этой причине решение задачи поиска способов снижения влияния узкополосных помех в сверхширокополосных радиолниях передачи данных представляется актуальным.

В поисках приемлемого пути решения задачи подавления узкополосных помех рассмотрим смесь СШП и УП сигналов с параметрами:

а) СШП сигнал (полезный сигнал):

$$f_{01} = 650 \text{ МГц}; f_n = 500 \text{ МГц}; f_b = 800 \text{ МГц}; \tau_{н1} = 3,33 \text{ нс};$$

б) УП сигнал (помеха):

$$f_{02} = 700 \text{ МГц}; \Delta f_2 = 705 \text{ МГц}; \tau_{н2} = 20 \text{ мкс}.$$

В целях упрощения будем считать эти сигналы одиночными, имеющими одинаковую структура – оба имеют гауссову огибающую (рисунок 1), а шумами пренебрежём.



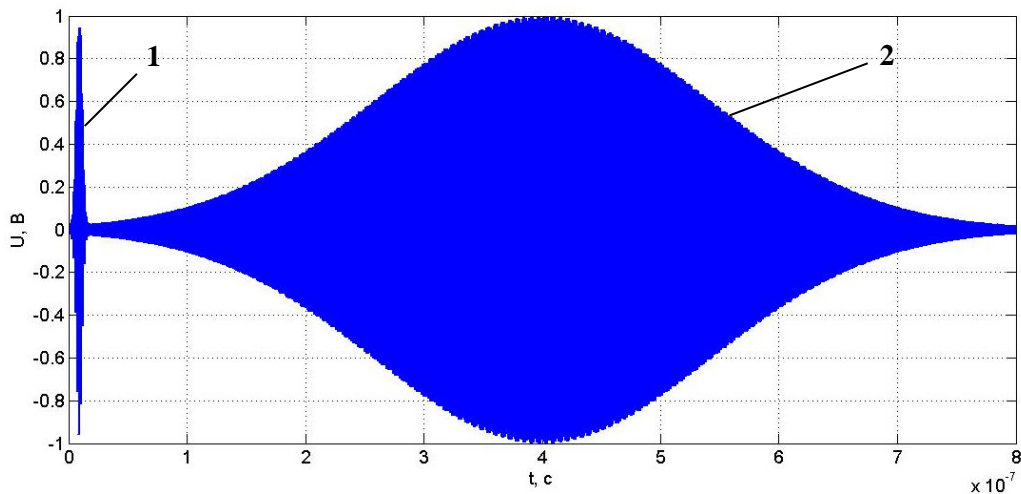


Рис. 1. Сверхширокополосный сигнал – 1 и узкополосная помеха – 2.

Поскольку функции, описывающие полезный сигнал и помеху, являются непрерывными и удовлетворяют условию Дирихле, к каждой из них применимо преобразование Фурье [1]

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (1)$$

где  $E(t) = U_0 e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau_n}\right)^2} e^{j\omega_{cp}t}$  – функция, описывающая одиночный радиоимпульс гауссовой формы.

Второй интеграл в выражении (1) представляет собой спектр рассматриваемого сигнала  $S(j\omega)$ .

Будем считать, что полезный узкополосный сигнал и помеха независимы, поэтому входной сигнал, принимаемый радиолнией, может быть представлен как их линейная комбинация, а его спектр определяется как суперпозиция спектров СШП и УП сигналов

$$S_{\text{вх}}(j\omega) = S_c(j\omega) + S_n(j\omega).$$

Ввиду того, что длительности полезного сигнала и помехи различны, значения ширины каждого из спектров также отличаются. СШП сигнал имеет спектр, лежащий в пределах от 500 до 800 МГц, а спектр помехи – от 700 до 705 МГц. Наложение спектров будет наблюдаться только в полосе частот от 700 до 705 МГц, что составляет 1,7 % от ширины спектра СШП сигнала, в то время как спектральная плотность УП многократно превосходит спектральную плотность полезного сигнала. Отношение спектральных плотностей энергии помехового и полезного сигналов приближённо можно оценить с помощью соотношения

$$\frac{S_n}{S_c} = \frac{U_n^2 \tau_{\text{шп}} \Delta f_c}{U_c^2 \tau_{\text{нс}} \Delta f_n}. \quad (2)$$

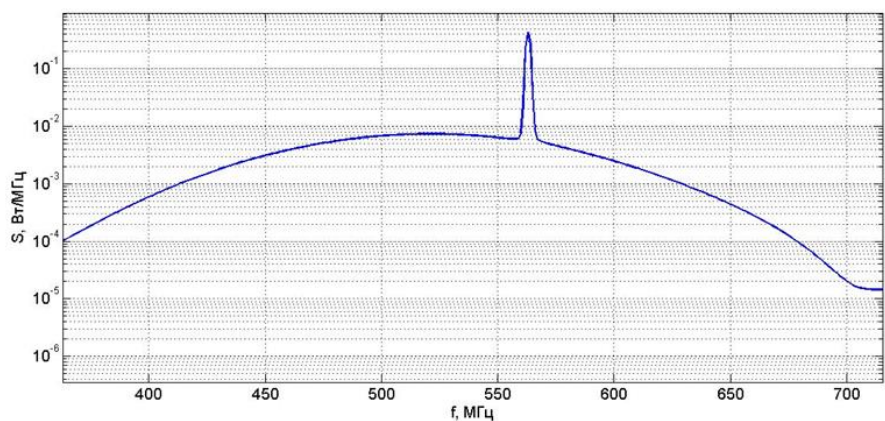
При одинаковых амплитудах сигнала и помехи спектральная плотность помехи оказывается в  $3,6 \cdot 10^5$  раз выше, чем СШП сигнала, что и является причиной невозможности приёма полезного сигнала. Отсюда следует вывод о необходимости принятия мер, способствующих уменьшению спектральной плотности узкополосной помехи.

Из приближённого соотношения (2) следует, что для уменьшения спектральной плотности помехи требуется уменьшить её амплитуду. Поскольку влиять на источник помехи не представляется возможным, можно предпринять попытку уменьшения или ограничения спектральной плотности спектра принятого помехового сигнала и подавления таким образом составляющих с большой спектральной плотностью, не характерных для сверхширокополосных сигналов. Такая операция возможна в том случае если в приёмной части радиолнии имеется возможность осуществления преобразования принятого сигнала с помощью АЦП в цифровую форму, выполнить операцию быстрого преобразования Фурье с выделение действительной части полученного спектра, ограничения его по уровню и выполнения обратного преобразования Фурье.

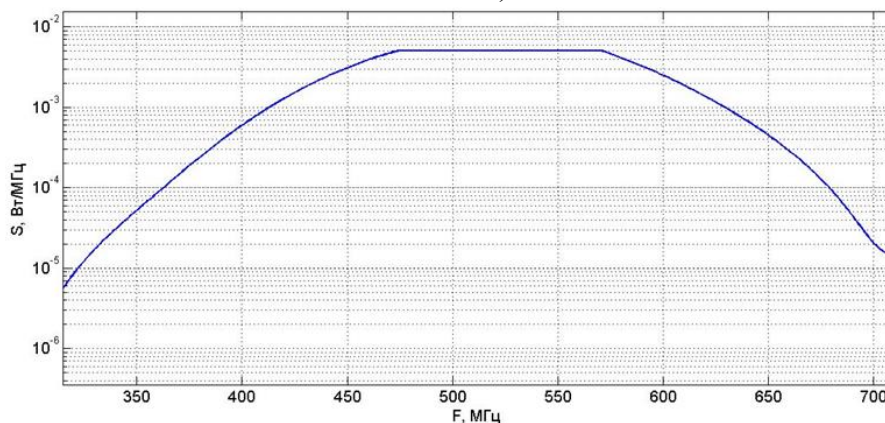
Оценить аналитически последствия описанной выше совокупности операции затруднительно. Поэтому целесообразно получить такую оценку в процессе математического моделирования, при котором производится численное решение задачи получения спектра принятой смеси полезного СШП сигнала и узкополосной помехи, его ограничения и обратного преобразования.

Задача моделирования состояла в попытке подавления узкополосной помехи путём ограничения по амплитуде спектра смеси СШП сигнала и узкополосной помехи, определения оптимального уровня ограничения спектра и оценке степени искажения полезного сигнала.

На рис. 2, а приведен амплитудно-частотный спектр принятой смеси СШП сигнала и узкополосной помехи, на рис. 2, б – аналогичный спектр после выполнения операции ограничения, а на рис. 3 приведен восстановленный сигнал.



а)



б)

Рис. 2. Амплитудно-частотные спектры смеси СШП сигнала и узкополосной помехи:  
а – исходный спектр; б – после ограничения.

Из рис. 3 следует, что в результате ограничения спектра узкополосная помеха подавлена, полезный сигнал сохранил свою форму, длительность, уменьшился по амплитуде на 15 %, однако отношение сигнал/помеха существенно возросло. Уменьшение амплитуды сигнала (по напряжению или напряжённости) приведёт к снижению дальности действия радиолинии на величину около 15 % от номинального значения, но при этом нет необходимости устанавливать режекторные фильтры для восстановления работоспособности радиолинии при неблагоприятной электромагнитной ситуации в точке приёма.

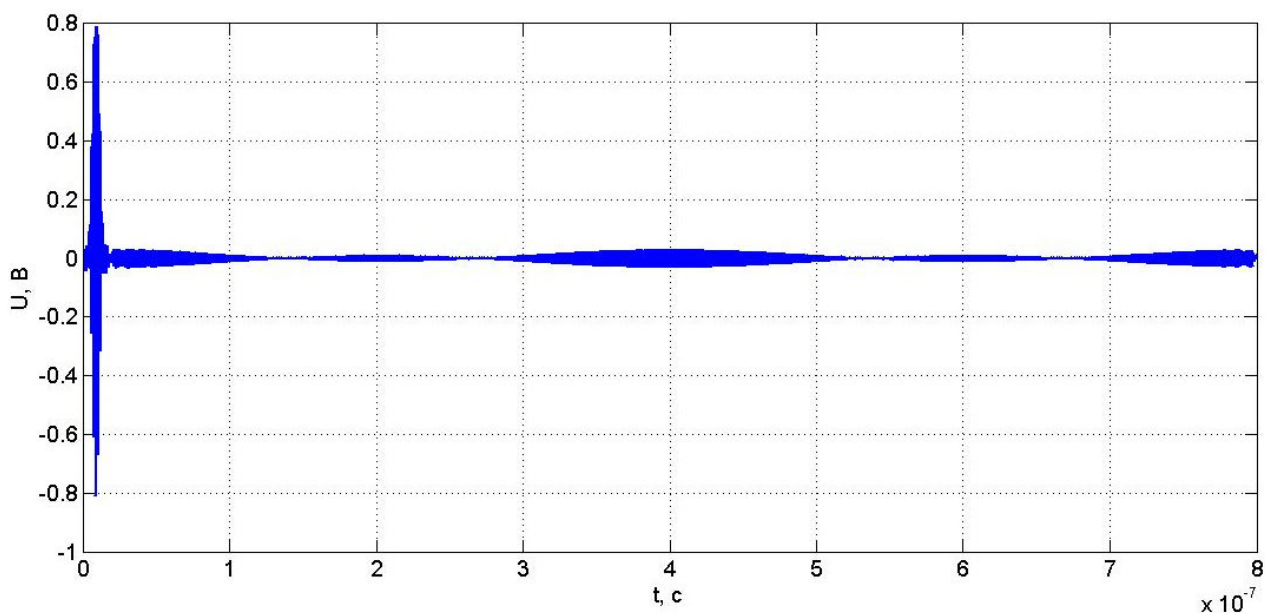
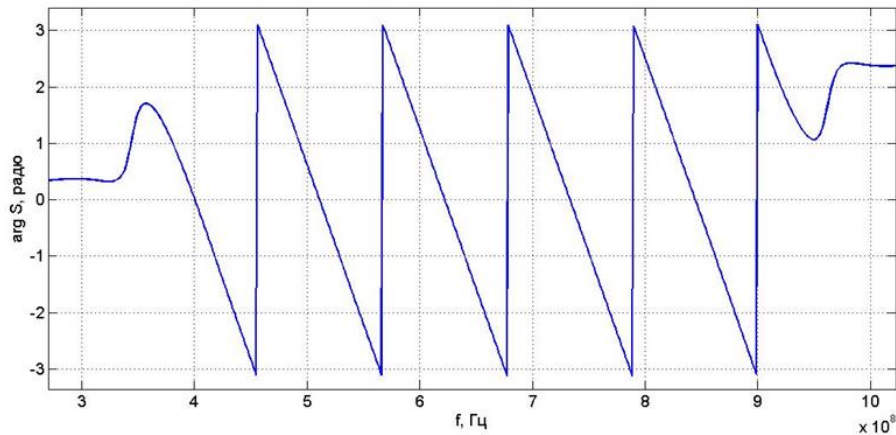


Рис. 3. Полезный СШП сигнал после подавления узкополосной помехи.

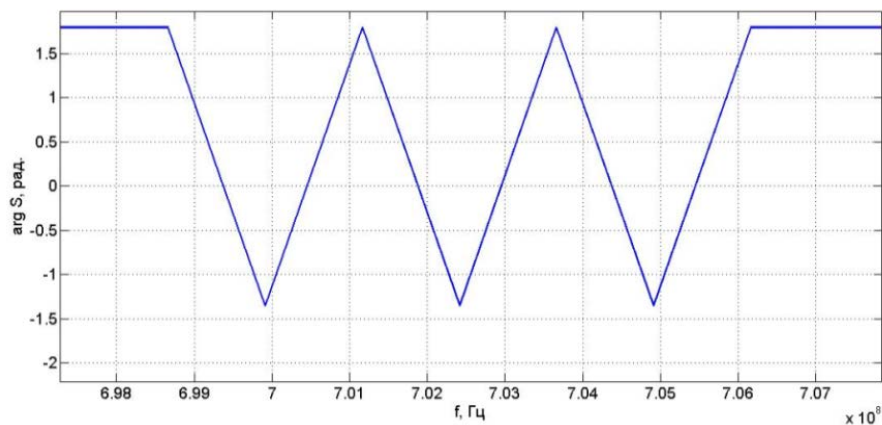
Результаты математического моделирования позволили прийти к заключению о том, что уровень ограничения амплитуды спектра принятого сигнала  $q$  необходимо связывать с максимальной ожидаемой спектральной плотностью полезного СШП сигнала  $Sp_{c\max}$ .

$$\frac{Sp_{c\max}}{3} \leq q \leq 2Sp_{c\max} \quad (3)$$

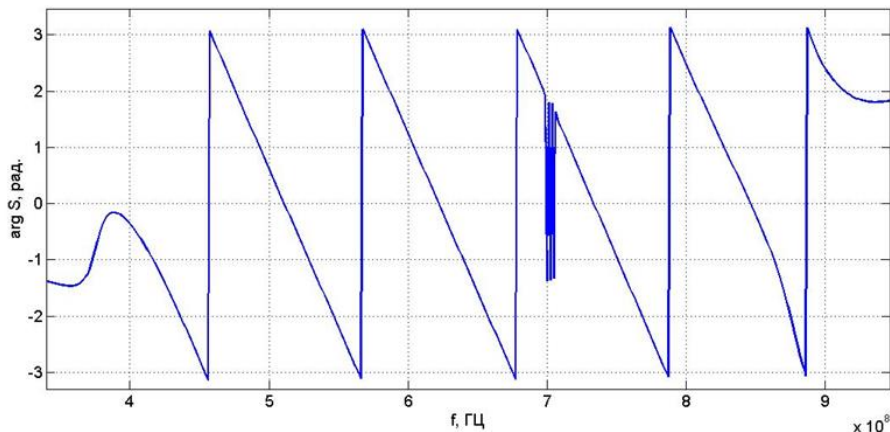
В случае выбора уровня ограничения спектра по амплитуде на основании условия (3) отношение сигнал/помеха возрастает с 1 до 20–30. При несоблюдении условия (3) и выборе большей величины уровня ограничения, помеха подавляется лишь частично. При меньшем уровне ограничения подавляется не только помеховый сигнал, но и полезный, поскольку в спектре появляются существенные искажения. На рис. 4, 5 и 6 показаны фазо-частотные спектры: СШП полезного сигнала при отсутствии помех, спектр узкополосной помехи и смеси СШП сигнала и узкополосной помехи.



*Рис. 4. Фазо-частотный спектр СШП полезного сигнала без помех.*



*Рис. 5. Фазо-частотный спектр узкополосной помехи.*



*Рис. 6. Фазо-частотный спектр смеси СШП сигнала и узкополосной помехи после ограничения спектра по амплитуде.*

Из графиков следует, что узкополосная помеха вносит заметные искажения в спектр суммарного сигнала. Отчётливо наблюдается фрагмент спектра узкополосной помехи и искажается общая конфигурация фазо-частотного спектра (в области верхних частот). В процессе моделирования установлено так же, что ограничение амплитуды спектра не вызывает изменений в фазо-частотном спектре, т. е. последствия воздействия помехи на фазо-частотный спектр не устраняются. Это обстоятельство не позволяет использовать фазовую структуру СШП сигнала для его обнаружения, например, по частоте Доплера в радиолокационных устройствах. В случае его применения в радиолинии передачи данных, фазовые искажения не играют существенной роли, поскольку выделение сигнала производится по его амплитудному признаку в процессе корреляционной обработки.

Таким образом, результаты проведенного исследования дают возможность заключить, что ограничение спектра смеси СШП и УП по амплитуде даёт возможность подавлять узкополосные помехи, т. е. восстанавливать амплитудно-частотный спектр полезного сигнала. Такой способ представляется эффективным, поскольку действует во всей полосе частот, занимаемых полезным сигналом, и не требует наличия набора режекторных фильтров на рабочем месте. Вместе с тем, предлагаемый способ не устраняет фазовых искажений в спектре, создаваемых помехой, что ограничивает область его применения лишь теми случаями, когда выделение сигнала производится по его амплитудным признакам. Работа выполнена на средства гранта РФФИ в рамках проекта № 16-07-000783.

#### **Литература**

1. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Издательство «Наука», 1986.

## **THE SUBSTANTIATION OF METHOD PROTECTION OF SUPER-WIDE BAND RADIOLINES OF DATA TRANSMISSION FROM IMPACTS OF NARROWBAND INTERFERENCE**

doc. c.t.s. Zaitsev A.V., prof. c.t.s. Solovjov V.A., doc. c.t.s. Tsaregorodcev E.L.,  
eng. Kitchulkin D.A., eng. Krasavtsev O.O., eng. Efremenkov S.A.

«Smolensk Scientific and Innovation Center  
of Radio Electronic Systems «Zavant» LLC (Smolensk).  
Info@zavant.ru

Ultra-wideband data lines have a number of advantages compared to known narrow-band samples of equipment of a similar purpose because they have a low spectral energy density, they easily provide electromagnetic compatibility and are characterized by low power consumption. At the same time, they are exposed to narrow-band interference created by equipment for following various purposes: radio stations, control systems, television equipment, cellular communication systems, etc. The method of suppression of narrow-band interference due to the limitation of the amplitude of the received signal spectrum is proposed and justified. At the same time, the requirements for the choice of the level of limitation are determined and the scope of the method is formulated.



# АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЭЛЕМЕНТНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ОДНОКАСКАДНОЙ ШАХМАТНОЙ СХЕМЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ

к.т.н., доц. Русов Ю.С.<sup>1</sup>, инж.-эл., асп. Пропастин А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
НИИ РЭТ МГТУ им. Н.Э. Баумана

<sup>2</sup>АО «Научно-производственное предприятие «Салют»  
aaprop2512@mail.ru

В докладе рассматривается анализ матрицы рассеяния однокаскадной шахматной схемы возбуждения и характеристик излучения построенного на ее основе многоэлементного излучателя. Применение такой схемы возбуждения в многоэлементном излучателе дает большие возможности для формирования секторных и перекрывающихся диаграмм направленности. Анализируется влияние рассогласования входящих в состав схемы возбуждения направленных ответвителей на секторную диаграмму направленности излучателя.

**Ключевые слова:** матрица рассеяния, многополосник, секторная диаграмма направленности, диаграммообразующая схема, характеристики излучения

## Введение

Многоэлементные излучатели позволяют получать диаграммы направленности специальной формы, например, секторные с высокой равномерностью плоской вершины главного лепестка [1]. Для получения диаграммы направленности с требуемыми параметрами необходимо при расчете схемы возбуждения многоэлементного излучателя учитывать реальные характеристики входящих в нее элементов. Получены характеристики излучения многоэлементного излучателя, построенного на основе диаграммообразующей схемы, в качестве которой выбрана однокаскадная шахматная схема возбуждения [2]. Предлагается модификация выражений из источника [2] для вычисления амплитуд на выходах диаграммообразующей схемы с учетом коэффициентов отражения на входах направленных ответвителей, являющихся основными элементами схемы.

## 1. Постановка задачи

Рассматривается симметричный реактивный направленный ответвитель, матрица рассеяния которого имеет вид

$$S = \begin{bmatrix} \alpha & \beta & \gamma & \delta \\ \beta & \alpha & \delta & \gamma \\ \gamma & \delta & \alpha & \beta \\ \delta & \gamma & \beta & \alpha \end{bmatrix} \quad (1)$$

Согласно предложенной в [2] архитектуре построения однокаскадной шахматной схемы возбуждения построена схема соединения направленных ответвителей с матрицами рассеяния (1). С целью упрощения вычислений матрицы рассеяния для обобщенного случая соединения многополосников [3] рассматривается только часть излучателя, включающая в себя направленные ответвители 1, 2, 3 и 4 (рис. 1).

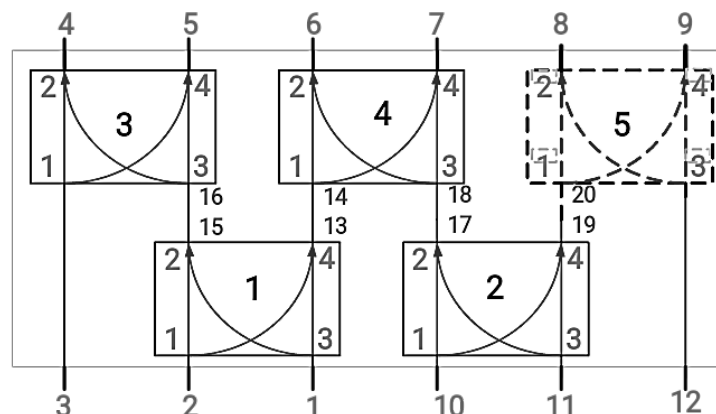


Рис. 1. Соединение направленных ответвителей в диаграммообразующей схеме.



## 2. Решение

На рис. 1 обозначенные цифрами 1 и 2 направленные ответвители относятся к первому ряду первого каскада, а направленные ответвители 3 и 4 – ко второму ряду. Направленный ответвитель 5 в расчете не участвует, так как предполагается, что его характеристики будут слабо влиять на значения амплитуд на выходах 4, 5, 6 и 7. Направленные ответвители первого ряда первого каскада имеют матрицы рассеяния с элементами  $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1, \delta_1$ , а направленные ответвители второго ряда – матрицы рассеяния с элементами  $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2, \delta_2$  соответственно. После составления клеточных матриц, решения системы уравнений [3] и введения допустимых упрощений полученные выражения для амплитуд электромагнитных волн на выходах диаграммообразующей схемы (см. рис. 1) при синфазном возбуждении входов 1 и 10 с единичной амплитудой будут иметь вид

$$A_4 = -\frac{\delta_2 (\delta_1 - 2\alpha_1 \alpha_2 \delta_1 + \alpha_2 \beta_1 \gamma_1)}{3\alpha_1 \alpha_2 - 1}, \quad A_5 = -\frac{\beta_2 (\delta_1 - 2\alpha_1 \alpha_2 \delta_1 + \alpha_2 \beta_1 \gamma_1)}{3\alpha_1 \alpha_2 - 1},$$

$$A_6 = -\frac{(\beta_2 + \delta_2) (\beta_1 \alpha_1^2 \alpha_2^2 - \beta_1 \gamma_2 \alpha_1^2 \alpha_2 - 2\beta_1 \alpha_1 \alpha_2 + \beta_1 \gamma_2 \alpha_1 + \delta_1 \gamma_1 \alpha_2 + \beta_1)}{3\alpha_1 \alpha_2 - 1}. \quad (2)$$

Диаграмма направленности излучателя, состоящего из шести открытых концов волноводов с межэлементным расстоянием, равным половине длине волны, и с направленными ответвителями с параметрами:  $\alpha_1=0,0001-0,018i$ ;  $\beta_1=-0,84-0,43i$ ;  $\gamma_1=-0,008+0,02i$ ;  $\delta_1=0,13-0,26i$ ;  $\alpha_2=-0,2-0,15i$ ;  $\beta_2=-0,17-0,66i$ ;  $\gamma_2=-0,23-0,11i$ ;  $\delta_2=0,62-0,066i$ , представлена на рис. 2. Расчет амплитудного распределения в раскрыве излучателя выполнялся в первом случае по формулам из источника [2] (кривая 1 на рис. 2), а во втором случае по формулам (2) (кривая 2 на рис. 2).

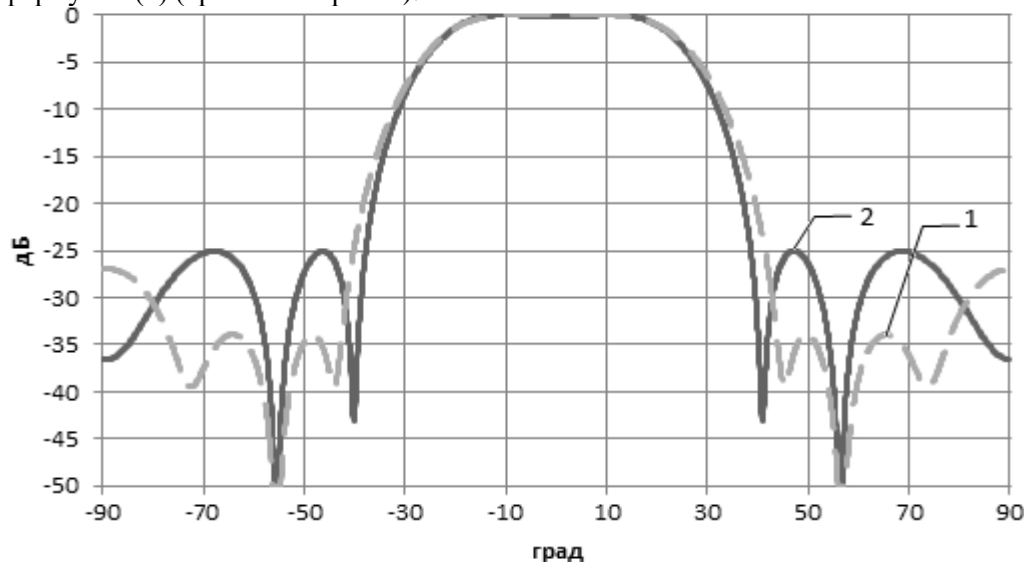


Рис. 2. Диаграммы направленности многоэлементного излучателя: 1 – без учета рассогласования направленных ответвителей и 2 – с учетом рассогласования направленных ответвителей.

Как видно из рис. 2, диаграммы направленности излучателя, полученные без учета и с учетом полных матриц рассеяния направленных ответвителей, имеют существенные отличия в ширине главного лепестка, а также в уровне и форме боковых лепестков.

## Выводы

Проведен анализ электрических характеристик многоэлементного излучателя на базе однокаскадной шахматной схемы возбуждения, при котором в расчете амплитудного распределения на выходах диаграммообразующей схемы учтены полные матрицы рассеяния входящих в ее состав направленных ответвителей. Полученные выражения позволяют проводить расчет формируемого схемой возбуждения амплитудного распределения электромагнитного поля с учетом реальных характеристик входящих в нее элементов, в том числе и коэффициентов отражения на входах направленных ответвителей, что дает возможность с меньшими затратами получать диаграммы направленности многоэлементного излучателя с заданными требованиями к уровню боковых лепестков, а также ширине и неравномерности вершины главного лепестка.

Работа выполнена при финансовой поддержке АО «НПП «Салют».

## Литературы

1. Излучатели с секторной диаграммой направленности для фазированных антенных решеток. Митрохин В.Н., Можаров Э.О., Пропастин А.А. В книге: Сборник докладов 22-й международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». НПФ «САКВОЕЕ» ООО. Воронеж. 19-21 апреля 2016 г. Т. 2.

- С. 937-945.
2. Скобелев С.П. Фазированные антенные решетки с секторными парциальными диаграммами направленности. М.: Физматлит. 2010. 320 с.
  3. Силаев М.А., Брянцев С.Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств. М.: Советское радио. 1970. 248 с.

## ANALYSIS OF THE CHARACTERISTICS OF A MULTIELEMENT RADIATOR BASED ON A SINGLE-CASCADED CHESSBOARD NETWORK

Chief of sector, Ph. D. in Engineering sciences, associate professor Rusov Yu.S.<sup>1</sup>,  
engineer, grad. stud. Propastin A.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Research Institute of Radioelectronics,  
Bauman Moscow State Technical University  
<sup>2</sup> Scientific Production Enterprise "Salyut" JSC  
aaprop2512@mail.ru

The analysis of the scattering matrix of the single-cascaded chessboard network and the radiation characteristics of the multielement radiator designed on it is considered. The chessboard network provides great opportunities for the formation of sector and overlapping radiation patterns of the multi-element radiator built on its basis. The influence of the mismatch of the beamforming network directional couplers on the radiator flat-topped radiation pattern is analyzed.

**Keywords:** scattering matrix, N-port networks, flat-topped radiation pattern, beamforming network, radiation characteristics



## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ОДНОМАСШТАБНОЙ МОДЕЛИ РАССЕЙЯНИЯ РАДИОВОЛН НА ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

*снс, к.ф.-м.н. Данилычев М.В.*

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
Российской Академии Наук  
dan496@yandex.ru

В докладе рассматриваются основные из существующих методик расчета СВЧ- радиационных характеристик поверхности моря. Приводятся данные совместного анализа волнографических и радиометрических данных двух экспериментов по бистатическому зондированию морской поверхности с использованием Солнца как природного источника зондирующего СВЧ- радиоизлучения. Предлагается способ улучшения существующих методик расчетов.

**Ключевые слова:** дистанционное зондирование, СВЧ-радиометрия, поверхностная шероховатость.

Расчет взаимодействия радиоволн с морской поверхностью представляет собой весьма сложную задачу. В настоящее время для вычисления СВЧ- радиационных характеристик водной поверхности используют методики расчета, основанные на моделях различной степени сложности. Основное отличие между ними заключается в том, как учитываются при подобном моделировании особенности строения поверхностного слоя воды и приводного слоя атмосферы. Особое значение имеет задача аккуратного учета влияния поверхностного волнения с его шероховатостью, пенным покровом и рядом других специфических факторов [1-4, 10].

Учет шероховатости, как правило, осуществляется по моделям квазизеркального рассеяния на крупных волновых площадках вблизи направления зеркального отражения к средней поверхности и различным моделям диффузного рассеяния на мелкомасштабных волновых структурах вдали от этого направле-

ния. Разнообразные варианты, сочетающие оба типа моделей, образуют группу т.н. “двухмасштабных” моделей. С этой точки зрения вполне естественными выглядят различия в методиках расчета для случая активной СВЧ радиолокации под наклонными углами и его пассивного аналога, т.е. СВЧ радиометрии морской поверхности [1,2]. Наиболее часто в современной радиометрии морской поверхности используется модифицированный тем или иным образом метод Кирхгофа (МК) [1-5]. В этом методе в расчет принимаются только “достаточно крупные” поверхностные волны, чьи размеры и кривизна удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\Lambda \gg \lambda, \quad (2\pi / \lambda)R_c \cos^3 \theta = kR_c \cos^3 \theta \gg 1, \quad (1)$$

где  $\Lambda$  есть длина морской волны,  $\lambda$  – длина волны зондирующего СВЧ излучения,  $R_c$  – радиус кривизны локального волнового элемента,  $k$  – модуль СВЧ волнового вектора и  $\theta$  – надирный угол зондирования. В процессе вычисления эти “большие и гладкие” волны аппроксимируются плоскими площадками с размерами много больше, чем длина используемой радиоволны  $\lambda$ . Локальные радиационные параметры, в зависимости от специфики выбранной модели, вычисляются по каноническим или модифицированным формулам Френеля. Конечный же результат достигается благодаря усреднению по всем возможным уклонам. Понятно, что при таком подходе заведомо пренебрегают краевыми эффектами и вкладом тех поверхностных волн, чей размер существенно меньше или порядка  $\lambda$ . Такого рода мелко-масштабные волны отвечают за диффузное рассеяние во все стороны, но в целом их вклад пренебрежимо мал по сравнению с вкладом от крупных волн в области квазизеркального рассеяния вблизи направления зеркального отражения. И только вне этой области (приблизительно более  $25 \div 30^\circ$  от направления зеркального отражения) вклад мелко-масштабной составляющей начинает превалировать [2]. Для описания процессов рассеяния в области диффузного рассеяния обычно используется метод малых возмущений (ММВ), что означает, помимо ограничения на размер неровностей, еще и требование их пологости [1,2]:

$$\sigma_h / \lambda \ll 1 \quad \text{и} \quad \sigma_h / \Lambda \ll 1, \quad (2)$$

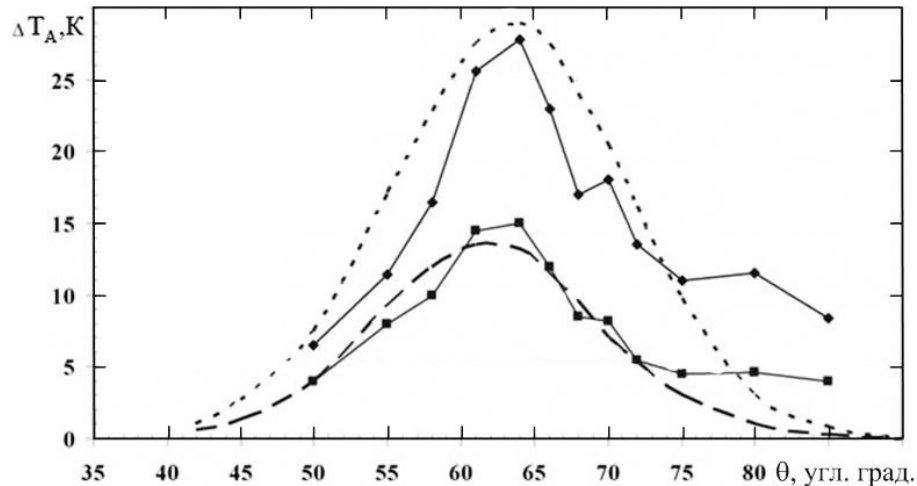
где  $\sigma_h$  — среднеквадратичное отклонение высот неровностей. Иногда используются несколько иные формулировки этих ограничений, например:

$$\begin{cases} \sigma_h \cdot (2\pi / \lambda) \cdot \cos \theta = \sigma_h \cdot k \cdot \cos \theta \ll 1, \\ \sigma_h / l_h \ll 1, \end{cases} \quad (2a)$$

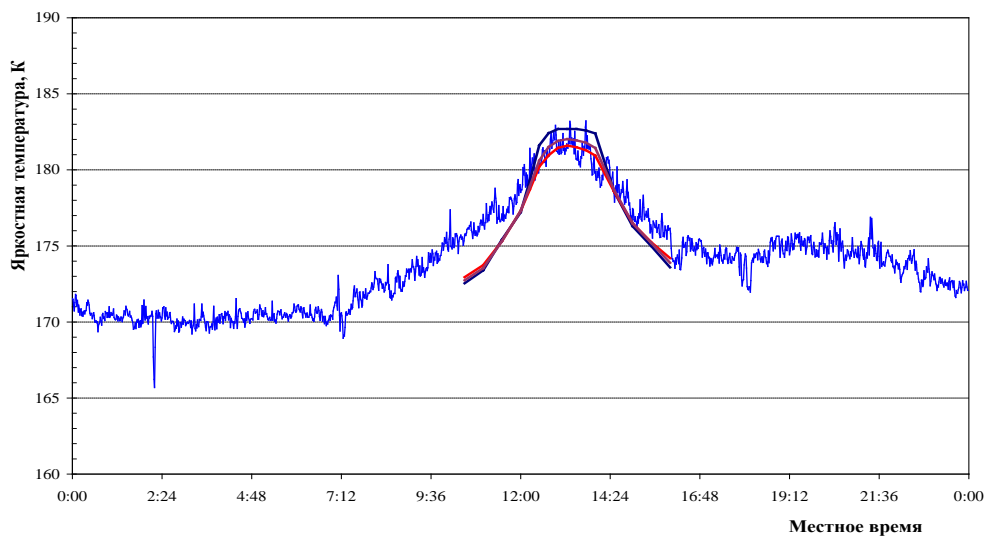
при этом под характерным продольным размером неровностей  $l_h$  здесь понимают величину  $\Lambda$ ,  $\Lambda/2$  или близкий по значению радиус поверхностной корреляции этих мелко-масштабных неровностей [1,2]. Принципиальным моментом при практическом применении как вариантов метода Кирхгофа, так и его двухмасштабных аналогов [1,2] является конкретное количественное определение теоретических соотношений типа (1) и (2). В частности, не существует никакого общего представления о том, какое же волновое число  $K^{up} = 2\pi / \Lambda_{min}$  должно ограничивать сверху длинноволновую фракцию реального спектра уклонов морских волн [2]. Для того чтобы обойти этот критический момент на практике используют эмпирические зависимости распределения уклонов крупных морских волн. Такого рода зависимости известны для случая развитых ветровых волн [2]. Они были получены различными исследователями в процессе обработки статистических данных, собранных во время волновых измерений в различных районах Мирового океана. При этом выбор аппаратуры, методики измерения и экспериментальных критериев был сугубо индивидуален для каждого исследователя. Подобная работа была проведена и в ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН. В 1989-90 гг. в рамках подготовки программы подспутниковых экспериментов по проекту “Природа” были выполнены эксперименты по бистатической локализации взволнованной поверхности моря [2,6-8]. При этом в качестве источника зондирующего шумового СВЧ- радиоизлучения выступало Солнце, а основной объем данных по рассеянию в квазизеркальной области был собран на длинах волн 0.8 см (37.5 ГГц), 2.25 см (13.33 ГГц) и 6.0 см (5.0 ГГц) обеих поляризации. Эти эксперименты были выполнены в акватории Черного моря в весенний и осенний сезоны 1989г, а также летний сезон 1990г. Аппаратурный комплекс был развернут на борту морской исследовательской платформы, принадлежащей ЭО МГИ АН СССР (пос. Качивели, Крым). В ходе работ, проводилось непосредственное измерение параметров потока микроволнового излучения солнечного происхождения после его рассеяния на шероховатостях взволнованной поверхности моря. Помимо этого, выполнялись: 1) контроль спектральных уровней нисходящего потока солнечного излучения в исследуемых диапазонах (сквозь атмосферу), 2) контроль состояния нижнего слоя атмосферы и поверхностного слоя воды, 3) непосредственные контактные измерения поля поверхностных шероховатостей. За время экспедиций был выполнен большой объем волнографических и радиометрических исследований. После обработки результатов комплексных радиометрических измерений было получено около 60 пригодных для последующего анализа экспериментальных серий. Эти серии представляли собой совокупность данных по рассеянию падающего СВЧ- излучения Солнца на взволнованной морской поверхности при относительно невысоком фиксированном положении светила над горизонтом – т.е. в режиме “солнечная дорожка”. Каждая такая “дорожка” состояла из данных измерения отраженного солнечного радиоизлучения на горизонтальной и вертикальной поляризациях в диапазонах 6.0 см (5 ГГц), 2.25 см (13.33 ГГц) и 0.8 см (37.5 ГГц) под разными надирными углами приемной антенны при практически неизменном угле Солнца (см.рис.1). Высота Солнца над горизонтом составляла от 15 до 42 градусов (зенитный угол Солнца от 48 до 75 градусов). Каждой “дорожке” дополнительно ставились в соответ-



ствии величины радиояркой температуры (спектрального потока) источника в указанных диапазонах, параметры приводного слоя атмосферы и верхнего слоя воды, а также данные волнографического комплекса о характеристиках спектра уклонов крупных морских волн. На основании сравнения этих результатов с “теорией” была предложена усовершенствованная методика расчета радиационных параметров поверхности моря (см.рис.1), основанная на использовании одномасштабной модели Кирхгофа, в которую была введена функция радиочастотной коррекции [6]. С учетом использованной при измерениях аппаратуры действие такого модифицированного варианта первоначально ограничивалось диапазоном от 3 до 50 ГГц. Кроме этого оставались непонятными детали картины рассеяния при переходе из области квазизеркальной в диффузную (зону “плато”) и далее, т.е. угловые пределы применимости предложенной модели.



*Рис.1 “Подгонка” теоретических кривых величины вклада Солнца в измеряемую антенную температуру к экспериментальным данным по “разрезу” солнечной дорожки при зенитном угле Солнца  $\sim 61^\circ$  ( $\lambda = 6,0$ см, h- и v-поляризации).*



*Рис.2 Сравнение теоретически рассчитанных и экспериментальных данных по прохождению отраженного Солнца через диаграмму направленности приемной антенны (23 октября 2009г.,  $\lambda=21.1$ см, v- поляризация).*

В 2007-2009гг. в ходе экспериментов на платформе, проводимых М.Т.Смирновым и коллегами [7,8], были получены попутные результаты, которые подтверждали разработанную ранее методику расчетов в квазизеркальной области и для случая дециметровых волн. Эти эксперименты проводились в годы спокойного Солнца, использовались малогабаритные узкополосные супергетеродинные СВЧ радиометры L диапазона с применением неподвижной рупорно-линзовой антенны. Антенна была направлена на морскую поверхность под фиксированным углом  $57^\circ$  относительно надира для центрального луча диаграммы. Ширина диаграммы направленности на частоте 1.423 ГГц (длина волны 21.1см) составляла примерно  $34^\circ$  по уровню половинной мощности (очень широкая ДНА!). Модельные расчеты вклада Солнца в принимаемое излучение были выполнены описанным в данной работе вариантом метода Кирхгофа. На рис.2 на фоне экспериментальных данных за 23 октября 2009 года приводятся данные

расчета величины вклада отраженного солнечного радиоизлучения для трех значений скорости приводного ветра на стандартной высоте равной 19.5 метра: 1)  $V = 5$  м/с (темно-синяя кривая); 2)  $V = 10$  м/с (коричневая кривая); 3)  $V = 15$  м/с (красная кривая). Плотность потока во время измерений составляла около 56 СЕП, температура воды показывала слабый рост от 16 до 17.5°C, солёность была практически неизменной и равной 17.9‰, была также отмечена сильная зашумленность теплового сигнала от нескольких близко расположенных станций мобильной связи (см. рис.2). Сравнение показывает, что общий характер и максимальное значение вклада излучения Солнца в принимаемое излучение неплохо описываются в рамках принятой модели и для этого диапазона радиоволн (1-3 ГГц). Так, сравнение теоретических кривых свидетельствует о том, что состояние поля крупномасштабных шероховатостей по принятой модели развитого волнения соответствует величине разгонного ветра (на стандартной высоте 19.5 м) приблизительно в  $12.5 \pm 1.5$  м/с. Сверка с метеоданными показала, что с 7-00 часов местного времени до ~18-00 сила ветра действительно колебалась от 11 до 14 м/с.

В принципе, данный эксперимент показал достаточно небольшое расхождение по величине максимального вклада между различными “ветровыми кривыми” – в пределах 2 К при переходе от 5 к 15 м/с. Это объясняется прежде всего выбором вертикальной поляризации и конкретного угла наблюдения (около 57°) для центрального луча, широкой и симметричной ДНА и стабильно малым значением потока (~56 СЕП) спокойного Солнца во время измерения. Из сравнения с экспериментальными данными следует также возможность и необходимость доработки модели расчетов путем аккуратного учета диаграммы направленности антенны [9], а также диффузной составляющей рассеяния для того, чтобы устранить расхождения между результатами расчетов и экспериментом на склонах “солнечного пика”. Схему проведенного эксперимента, после надлежущей доработки, можно рекомендовать как один из основных способов получения данных о характере рассеяния радиоволн СВЧ-диапазона в широком диапазоне углов при зондировании морской поверхности.

### Литература

1. Шутко А.М. СВЧ – радиометрия водной поверхности и почвогрунтов // М.: Наука, 1986, 192с.
2. Кутуза Б.Г., Данилычев М.В., Яковлев О.И. Спутниковый мониторинг Земли: Микроволновая радиометрия атмосферы и поверхности // М.: Ленанд, 2016, 338с.
3. Караев В.Ю., Каневский М.Б., Мешков Е.М. Упрощенное описание морского волнения для задач радиолокационного дистанционного зондирования // Исслед. Земли из космоса, 2011, №2, с.26-39.
4. Запечалов А.С. Влияние уклонов длинных волн на взаимодействие радиоволн с морской поверхностью // Журнал радиоэлектроники, 2017, №7, с.3-15 (1-13).
5. T.T. Wilheit A Model for the Microwave Emissivity of the Ocean's Surface as a Function of Wind Speed // IEEE Trans. Geosci. Electron., V. GE-17, N.4, October 1979.
6. Данилычев М.В., Николаев А.Н., Кутуза Б.Г. Использование метода Кирхгофа для практических расчетов в микроволновой радиометрии взволнованной морской поверхности // Радиотехника и электроника, 2009, Т.54, №8, с.915-925.
7. Данилычев М.В., Кутуза Б.Г., Смирнов М.Т. Роль Солнца в СВЧ- радиометрии системы “океан-атмосфера” // Журнал радиоэлектроники, 2011, №6, с.3-31(1-29).
8. Смирнов М.Т., Данилычев М.В. Анализ вклада радиоизлучения спокойного Солнца в тепловое излучение морской поверхности в L-диапазоне // Совр. проблемы дист. зондирования Земли из космоса, 2011, Т.8, №3, с.33-37.
9. Ключко В.К., Макарова О.Н. Влияние характеристик антенной системы радиометра на точность восстановления изображений // Вестник Рязанского ГРТУ, 2016, №57, с.16-20. 2.
10. Кравченко В.Ф., Луценко И.В., Луценко В.И. Рассеяние радиоволн морем и обнаружение объектов на его фоне. М.: Физматлит, 2015.

## EXPERIMENTAL EVALUATION OF THE QUALITY OF A SINGLE-SCALE MODEL OF THE SCATTERING OF RADIO WAVES ON AN ROUGH SEA SURFACE

senior researcher, Ph.D. M.V. Danilychev

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS

dan496@yandex.ru

Some existing methods of calculations of the microwave radiation characteristics of the ocean surface are being considered. There is a joint analysis of wave recording and radiation data which have been received during two previous experiments of bistatic sea surface sensing with the Sun as a natural source of probing radio signal. As a result the existing methodology of theoretical calculations have been checked and noticeably increased.

**Keywords:** remote sensing, microwave radiometry, surface roughness, wind

## СЕГМЕНТАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ РАЗЛИЧНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЫ НА ОСНОВЕ НЕЧЕТКИХ ОТНОШЕНИЙ

к.ф.-м.н., н.с. Чуриков Д.В. <sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

<sup>2</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет),

<sup>4</sup>Российский новый университет

mpio\_nice@mail.ru

Предложен алгоритм предварительной обработки изображений на основе весовой обработки, сегментации и раздельной фильтрации элементов изображения. Сегментация проводится с помощью контурного анализа и использованием аппарата теории нечетких множеств. Рассмотренный подход реализует концепцию кратномасштабных преобразований и позволяет адаптироваться к текущим требованиям по скорости и точности обработки. Численные эксперименты показывают эффективность и надежность разработанного алгоритма. Приводятся результаты обработки модельных и радиолокационных изображений.

Развитие методов цифровой обработки изображений применительно к данным различной физической природы является актуальной задачей [1,2]. При цифровой обработке сигналов выполняются следующие этапы: определение характеристик, фильтрация и распознавание [1-8]. При обработке радиолокационных изображений необходимо производить фильтрацию. Вследствие возможного разнообразия характеристик подстилающих поверхностей, целесообразно проведение сегментации изображений. В сегментированных изображениях возможно применение схожих параметров обработки семантически связанных частей. Это полезно при выделении характеристик протяженных географических структур (лесной массив, водная поверхность, застройка). Фильтрация изображений на основе линейных фильтров является достаточно эффективным и универсальным инструментом шумоподавления. Однако известно [1,3-6], что при увеличении сглаживающих характеристик во временной области наряду с подавлением помехи происходит потеря полезной информации. Компромисс между параметрами подавления помех и визуальным качеством отфильтрованных изображений может быть достигнут путем адаптивного варьирования параметров фильтрации. В качестве оконных функций предлагается использовать финитные конструкции на основе атомарных функций (АФ), обладающие сбалансированными частотными и временными характеристиками [1,2]. Предлагается обработку полного изображения осуществлять по сегментам. Границам объектов в полутоновой сцене соответствуют скачки яркости, как положительные, так и отрицательные. Эти скачки вызваны разницей средних яркости фона и объектов. Таким образом, выделение границ объектов состоит из последовательности следующих основных операций: сканирование сцены, обнаружение контура изображенного объекта и прослеживание линии контура в условиях воздействия фоновых шумов, формирование кода контура и его предварительная обработка.

Для выделения контуров используются уже полученные результаты фильтрации изображения [1,3-6] и решающее правило, основанное на нечетком выводе [1,4,8]. Нечеткое правило повышает достоверность классификации точек изображения в условиях помех, неоднородности фона и самих объектов. В случаях, когда не удается однозначно отнести точку к объекту/фону или границе фон-объект это правило позволяет производить локальные уточнения, что повышает эффективность алгоритмов с точки зрения вычислительных ресурсов и качества распознавания. На рис. 1 дана иллюстрация определения импульсной реакции контура и его уровня для классификации точек изображения при сканировании по одной размерности. Основываясь на данных о скачке яркости, накопленной информации о шумовом воздействии и других влияющих факторах нечеткий классификатор присваивает точке изображения вероятность принадлежности её к области границы фон-объект.

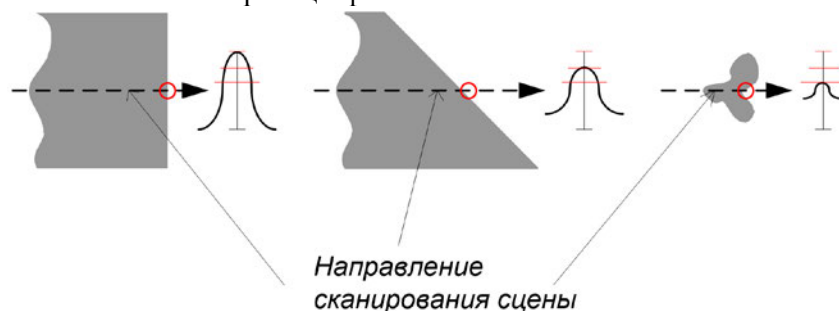


Рис. 1. К вопросу классификации точек изображения при сканировании по одной размерности.

Теория нечетких множеств [4,8] основывается на идеях многозначной логики и является ее обобщением. Наиболее используемые три группы операций определения пересечения и объединения нечетких множеств:

Максимальные:  $\mu_{A \cup B}(x) = \max\{\mu_A(x), \mu_B(x)\}$ ,  $\mu_{A \cap B}(x) = \min\{\mu_A(x), \mu_B(x)\}$ .

Алгебраические:  $\mu_{A \cup B}(x) = \mu_A(x) + \mu_B(x) - \mu_A(x)\mu_B(x)$ ,  $\mu_{A \cap B}(x) = \mu_A(x)\mu_B(x)$ .

Ограниченные:  $\mu_{A \cup B}(x) = \min\{1, \mu_A(x) + \mu_B(x)\}$ ,  $\mu_{A \cap B}(x) = \max\{0, \mu_A(x) + \mu_B(x) - 1\}$ .

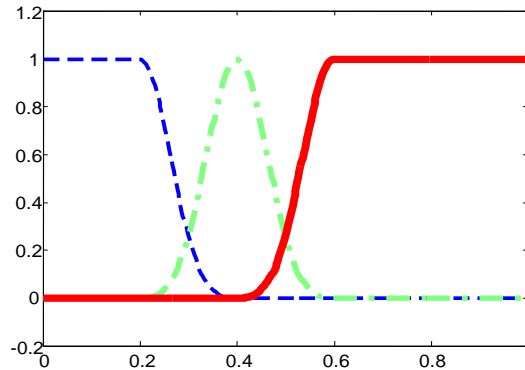


Рис. 2. Функции принадлежности классов контуров. Синий график – результат фильтрации шумового воздействия, зеленый график – необходимо уточнение, красный график – скачек яркости является контуром изображения.

Для скачков яркости формируются три функции принадлежности  $\rho(x)$  (см. рис. 2):

1. Сильные скачки яркости. В этом случае наиболее вероятно отнесение точки к области контура.
2. Средние скачки яркости. Здесь возможны два варианта: а – скачек яркости вызван следствием фильтрации шумового воздействия или б – фронт скачка яркости ориентирован под острым углом к направлению сканирования.
3. Малые скачки яркости. Наиболее вероятно, что они являются результатами фильтрации шумового воздействия.

В качестве функций принадлежности можно использовать атомарные функции [1,5,6,9], которые являются финитными решениями функционально-дифференциальных уравнений со смещенными аргументами. Так, уравнения вида

$$y'(x) = \frac{a^2}{2} (y(ax+1) - y(ax-1)),$$

где  $a$  — любое действительное число,  $a > 1$ , порождает атомарную функцию  $h_a(x)$

$$h_a(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(i\omega x) \prod_{k=1}^{\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega}{a^k}\right) d\omega.$$

Качественные графики функции  $h_a(x)$  и её первой производной представлены на рис. 3.

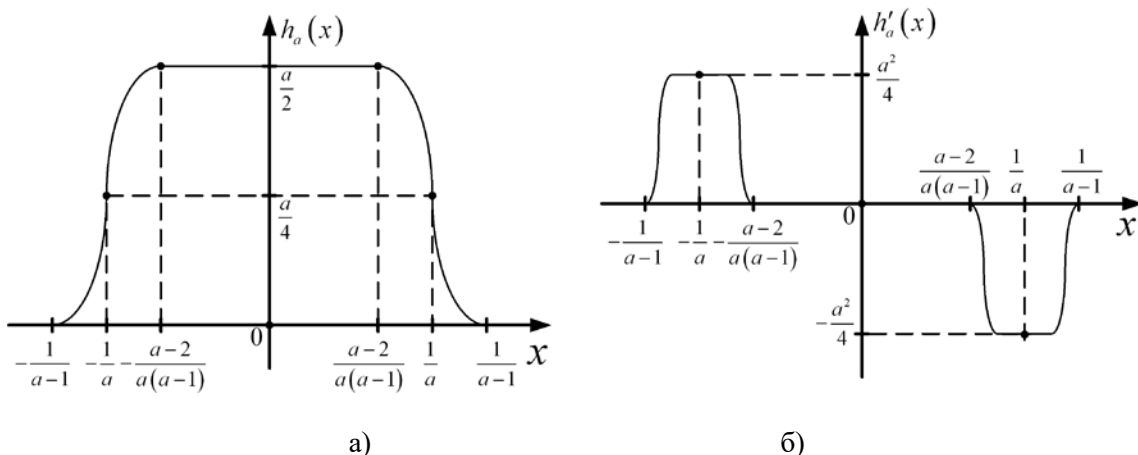
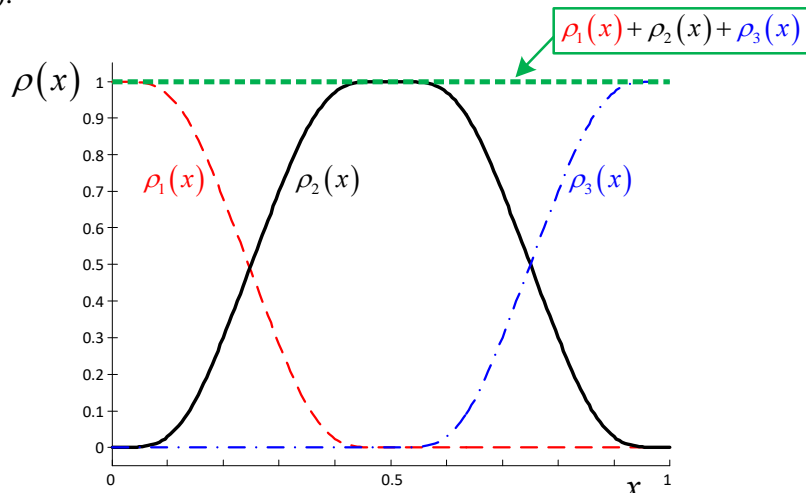


Рис. 3. Характер поведения атомарной функции  $h_a(x)$  (а) и её производной (б).

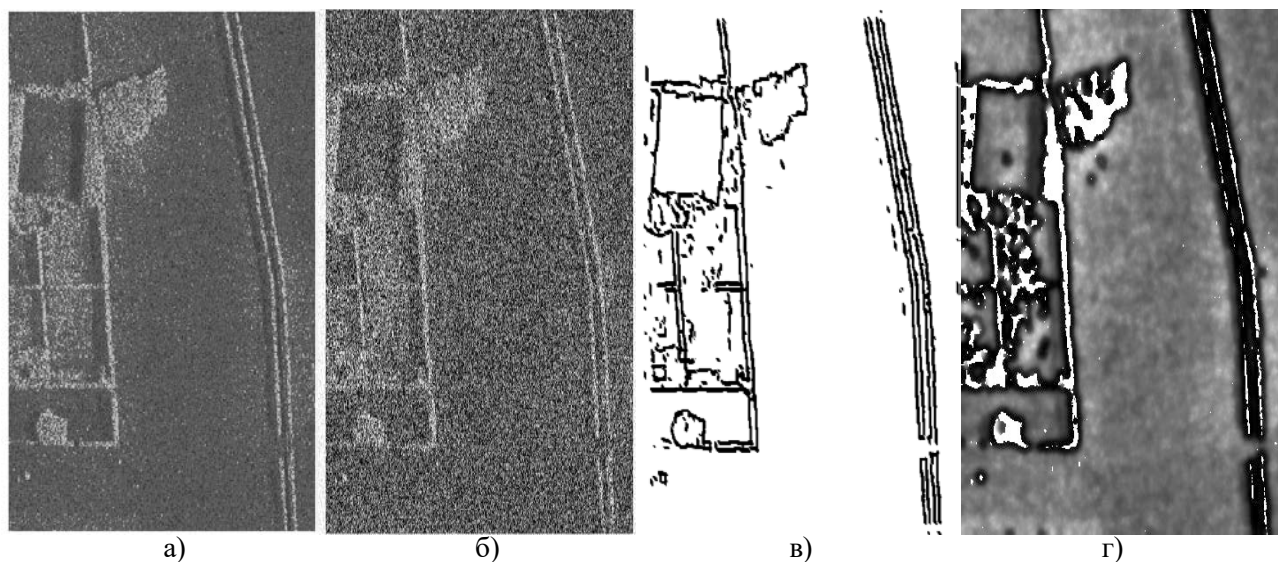
Важным является то, что атомарные функции обеспечивают «разложение единицы». Это позволяет сформировать систему функций принадлежности, обеспечивающие 100% отнесение точки к одному из классов (см. рис. 4).



**Рис. 4.** Функции принадлежности  $\rho(x)$  классов контуров. «Красная пунктирная линия» — фильтрация шумового воздействия, «черная сплошная линия» — выполнение уточняющих шагов, «синяя штрих-пунктирная линия» — скачек яркости является контуром изображения. «Зеленая горизонтальная пунктирная линия» — сумма функций принадлежности.

Логический вывод включает следующие четыре этапа: 1) введение нечеткости (фазификация), 2) нечеткий вывод, 3) композиция и 4) приведение к четкости (дефазификация).

Сопоставляя полученные данные, происходит приведение к четкому выводу и объединение точек контуров. На заключительном этапе изображение сегментируется в соответствии с информацией о контурах и фрагментах изображения [1,4]. Каждый сегмент обрабатывается методами контурного анализа и описывается на основе теории R-функций [1,7]. На рис. 5 приведено исходное и зашумленное радиолокационное изображение, а также его выделенный контур.



**Рис. 5.** Результаты обработки зашумленного радиолокационного изображения. Исходное (а), зашумленное (б) изображения, выделенный контур (в) и вариант коррекции (г).

Проведенные численные эксперименты показали эффективность предложенного подхода. Данный подход может применяться для моделирования процессов при исследовании элементов наногradientной оптики, в частности при разработке приборов индивидуализированной медицины, технологий здоровьесбережения и космической фотоники.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы (Контракт № 14.607.21.0206 «Оборудование и цифровые технологии изготовления элементов наногradientной оптики и из метаматериалов для приборов индивидуализированной медицины, технологий здоровьесбережения и космической фотоники»).



## **Литература**

1. Кравченко В.Ф., Чуриков Д.В. Цифровая обработка сигналов атомарными функциями и вейвлетами. М.: Техносфера, 2018. ISBN 978-5-94836-506-0
2. Данилычев М.В., Кравченко В.Ф., Кутуза Б.Г., Чуриков Д.В. Спутниковые СВЧ радиометрические комплексы дистанционного зондирования Земли. Современное состояние и тенденции развития // Физические основы приборостроения. 2014. Т. 3. № 1 (10). С. 3-25.
3. Кравченко В.Ф., Федоров И.Б., Чуриков Д.В. Функции В.Л. Рвачёва и атомарные функции в задачах описания сложных контурных объектов и цифровой обработке изображений // Электромагнитные волны и электронные системы. 2005. №7. С. 70-80.
4. Чуриков Д.В. Сегментация и фильтрация радиолокационных изображений на основе нечётких отношений атомарных функций // Нелинейный мир. 2007. Т. 5. № 5. С. 265–266.
5. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В., Пустовойт В.И., Чуриков Д.В. Атомарные функции в современных проблемах радиофизики. Обзор // Физические основы приборостроения. Специальный выпуск. 2011. С. 3-48.
6. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В., Пустовойт В.И., Чуриков Д.В. Применение семейств атомарных, WA-систем и R-функций в современных проблемах радиофизики. Часть I. Радиотехника и электроника, 2014. Т. 59. № 10. С. 949–978.
7. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В., Пустовойт В.И., Чуриков Д.В., Юрин А.В. Применение семейств атомарных, WA-систем и R-функций в современных проблемах радиофизики. Часть IV. Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. № 11. С. 1113-1152.
8. Круглов В.В., Дли М.И. Интеллектуальные информационные системы: компьютерная поддержка систем нечеткой логики и нечеткого вывода. М.: Физматлит, 2002.
9. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018. 696с.

## **SEGMENTATION OF IMAGES OF DIFFERENT PHYSICAL NATURE BASED ON FUZZY RELATIONS**

Phd, D.V. Churikov

mpio\_nice@mail.ru

The algorithm for pre-processing of radar images (RI) on the basis of the weighting processing, segmentation, and filtering the separate elements of the image is proposed. Segmentation is carried out using a contour analysis and the use of the theory of fuzzy logic. This approach implements the concept of multiscale transformations and allows to adapt to the current requirements for speed and accuracy. Numerical experiments show the efficiency and reliability of the developed algorithm. The results of processing of model and radar images are presented.



## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ДАТЧИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОСНОВЕ ФЕРРОГРАНАТОВЫХ ПЛЁНОК

д.ф.-м.н., проф. Булатов М.Ф.<sup>1,2</sup>, к.ф.-м.н. Чуриков Д.В.<sup>1,3,4</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>МИРЭА — Российский технологический университет

<sup>3</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

<sup>4</sup>Московский физико-технический институт (государственный университет)

cvd@ntcup.ru

В докладе рассматривается датчик магнитного поля на основе пленок редкоземельных феррогранатов. Принцип его действия заключается в действии поля смещения  $H_c$  на доменную структуру, которая изменяет свои параметры. Откалиброванная по полю смещения феррогранатовая плёнка выступает датчиком (активным элементом датчика) магнитного поля. Преимуществом предлагаемого датчика является его термостабильность, радиолокационная устойчивость и низкая инерционность.

Как известно [1] волоконно-оптические датчики (ВОД) магнитного поля дают возможность принципиальной достижимости чувствительности, сопоставимой с магнитометрами на основе сверхпроводимости (порядка  $10^{-11}$  А/м). Волоконно-оптические магнитометры могут эксплуатироваться при комнатной температуре, малом уровне потребляемой мощности, а также большом диапазоне измеряемых полей. Для детектирования и контроля полей с высоким уровнем магнитной напряженности целесообразно использовать поляризационные методы измерений [1]. Так, материалы, применяемые для изготовления сенсоров, должны характеризоваться большими значениями постоянной Верде, обеспечивать стабильность ее значений в диапазоне измеряемых МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ и малые оптические потери. В табл. 1 приведены значения постоянной Верде некоторых материалов [1, 2]. Наиболее широко применяются парамагнитные стекла и пленки редкоземельных феррогранатов [1-6].

Таблица 1. Константы Верде некоторых материалов

Материал	Константа Верде, рад/А	Длина волны, мкм
Парамагнитные стёкла	$(1.1 \div 2.6) \cdot 10^{-5}$	1.06
Селенид цинка	$7.4 \cdot 10^{-5}$	0.82
Германат висмута	$7 \cdot 10^{-5}$	0.85
Силикат висмута	$3.7 \cdot 10^{-5}$	0.87
Железоиттриевый гранат	$5.7 \cdot 10^{-3}$	1.27
Иттриево-иттербиевый феррогранат	$1.3 \cdot 10^{-2}$	1.27
Эпитаксиальные плёнки редкоземельных феррогранатов	$7.4 \cdot 10^{-2}$	0.83

Принципиальная схема датчика магнитного поля на основе пленок редкоземельных феррогранатов приведена на рис. 1. Излучение распространяется перпендикулярно к плоскости пленки. Под действием поля смещения  $H_c$  доменная структура изменяет свои параметры. Откалиброванная по полю смещения феррогранатовая плёнка выступает датчиком (активным элементом датчика) магнитного поля. Монохроматическое поляризованное оптическое излучение, генерируемое полупроводниковым лазером, через оптоволоконно попадает на феррогранатовую плёнку, выходит из неё и поступает на фоточувствительный элемент. Аналоговый сигнал оцифровывается и передаётся на электронное устройство цифровой обработки [7] и по калибровочной кривой ставится в соответствие значению напряженности магнитного поля. Достоинством предлагаемого датчика является его термостабильность, радиационная устойчивость и низкая инерционность. При температурах  $-20 \div +80$  °С непостоянство выходного сигнала в частотном диапазоне  $(10 \div 15) \times 10^3$  Гц остаётся в пределах  $\pm 0.5$  %. Поскольку поле насыщения определяет диапазон измеряемых магнитных полей для датчиков на пленках редкоземельных феррогранатов, то, выбирая пленку определенного состава, можно обеспечить детектирование полей до  $1.6 \cdot 10^{-6}$  А/м. Нижний предел детектируемых полей определяется характеристиками движения доменных границ (коэрцитивностью, шумами Баркаузена) и составляет порядка  $8 \cdot 10^{-2}$  А/м.

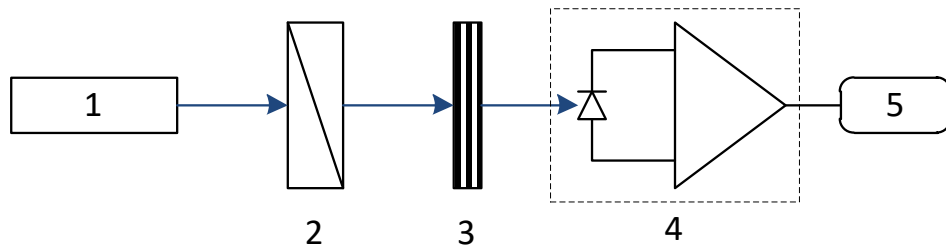


Рис. 1. Оптический датчик магнитного поля на феррогранатовой пленке: 1 — источник излучения; 2 — поляризатор; 3 — феррогранатовая пленка; 4 — фотоприемник; 5 — устройство электронной обработки сигнала.

При использовании пленок с монокристаллической структурой, характеризующихся малыми полями насыщения ( $< 10^2$  А/м), вектор намагниченности лежит в плоскости пленки и, таким образом, применение волноводного распространения света позволяет увеличить чувствительность датчиков до  $8 \cdot 10^{-6}$  А/м. В таком датчике излучение непосредственно вводится в пленку от источника излучения и выводится на фотодетектор. Минимально детектируемый сигнал при данной конструкции может составлять  $4.8 \cdot 10^{-6}$  А/м [1].

Таким образом, поляризационные ВОД магнитного поля могут быть созданы для детектирования полей от  $8 \cdot 10^{-8}$  до  $1.6 \cdot 10^{-6}$  А/м. Для измерения больших полей целесообразно применение более простых датчиков, в которых используется эффект Фарадея. Сенсоры из пленок феррогранатов не требуют применения одномодового волокна и одномодовых источников излучения, более технологичны и обеспечивают хорошую стабильность параметров, имеют малую массу и габаритные размеры, не требуют применения когерентных источников излучения и одномодовых волоконных световодов.

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы (Контракт № 14.607.21.0206 «Оборудование и цифровые технологии изготовления элементов наногradientной оптики и из метаматериалов для приборов индивидуализированной медицины, технологий здоровьесбережения и космической фотоники»).

#### Литература

1. Бутусов М.М., Галкин С.Л., Оробинский С.П. Волоконная оптика и приборостроение. Л.: Машиностроение, 1987. 328 с.
2. Кадзуоки Н., Хироеси М., Ютака О. Измерение магнитного поля с помощью магнитных гранатов // Котай буцури (физика твердого тела), японск. 1984. Т. 19, № 8. с. 43(479)-47(483).
3. Karpasyuk, V.K., Bulatov, M.F. Microinhomogeneities in the distribution of oxygen concentration in ferrite-garnet films // Physics of the Solid State. 1999. 41 (11). P. 1850-1853. DOI: 10.1134/1.1131112
4. Karpasyuk, V.K., Bulatov, M.F. Domain Walls Interactions with Attractive and Repulsive Defects in the Garnet Films // IEEE Transactions on Magnetics. 1994. 30 (6). P. 4344-4346. DOI: 10.1109/20.334082
5. Bulatov, M.F., Parkhomenko, Yu.N. Conduction mechanisms of magnetic semiconductors with a garnet structure in relation to variable-valence impurity concentration // Semiconductors. 2006. 40 (2). P. 169-171. DOI: 10.1134/S1063782606020102
6. Bulatov, M.F., Pitch, U., and Ilyasov, F.K. Investigating iron ion distribution in  $(Y_{3-x}Ca_x)_3Fe_5$  garnets as a function of Ca<sup>2+</sup> content // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 2014. Vol. 78. No. 2. P 92–96. DOI: 10.3103/S1062873814020099
7. Кравченко В.Ф., Чуриков Д.В. Цифровая обработка сигналов атомарными функциями и вейвлетами. М.: Техносфера, 2018. ISBN 978-5-94836-506-0

## THE POLARIZING MAGNETIC FIELD SENSORS BASED ON FRAGRANTLY FILMS

Prof. M.F. Bulatov, PhD D.V. Churikov

cvd@ntcup.ru

In this report the magnetic field sensor based on films of rare earth peregrinate is consider. The principle of its operation is the action of the field of displacement of the Hc on the domain structure, which changes its parameters. Calibrated by field offset fragrantica film acts as a sensor (active sensor element) of the magnetic field. The advantage of the proposed sensor is its thermal stability, radar stability and low inertia.



# ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ НА ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМА ШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ С ФАЗОВОЙ МАНИПУЛЯЦИЕЙ В СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

инж. Батанов В.В., д.ф-м.н. Назаров Л.Е., инж. Назарова З.Т.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Фрязино  
bvitaly@inbox.ru, nazarov@ire.rssi.ru

Приведены методы описания искажений сигналов при их распространении по ионосферным спутниковым линиям связи. Разработанные методы основаны на решении волнового уравнения для электрического поля, распространяющегося в среде с неоднородной диэлектрической проницаемостью. Показано, что действие ионосферных радиолиний эквивалентно линейной фильтрации, задаваемой комплексным коэффициентом передачи. Искажения цифровых сигналов обуславливают возникновение межсимвольных и межканальных помех, которые снижают надежность связи. Особенностью этих помех является то, что невозможна их компенсация путем повышения мощности передаваемых радиосигналов. Приведены вероятностные характеристики приема широкополосных сигналов с фазовой манипуляцией с учетом данных межсимвольных и межканальных помех.

**Ключевые слова:** ионосферные радиолинии, сигналы, искажения сигналов, межсимвольные помехи, вероятности ошибочного приема, сигнал/помеха

При распространении по спутниковым ионосферным линиям передачи сигналы испытывают искажения за счет влияния ионосферы как дисперсионной среды [1,2,3]. Суть этих искажений - изменение огибающей и временное рассеяние сигналов, которые обуславливают возникновение помех в виде межсимвольной (МСИ) и межканальной (МКИ) интерференций [4-6]. Помехи МСИ и МКИ определяют снижение надежности передачи информации по данным каналам.

Актуальной является проблема оценивания мощностей интерференционных помех для сигналов, используемых в спутниковых системах передачи информации и оценивание вероятностных характеристик при приеме сигналов с учетом этих помех.

В докладе рассматривается класс двумерных сигналов с 2-мя, 4-мя и 8-мью уровневой фазовой манипуляцией (сигналы ФМ2, ФМ4 и ФМ8), широко используемых в приложениях. Основу анализа распространения сигналов по ионосферным линиям представляет решение волнового уравнения

$$\frac{d^2 E(z, f)}{dz^2} + \frac{(2\pi)^2 f^2}{c^2} \varepsilon(z, f) E(z, f) = 0$$

относительно плоской волны  $E(z, f)$  с частотой  $f$ , нормально падающей на слой неоднородной среды с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(z, f)$  и распространяющейся по оси  $z$  [4]. Здесь  $c$  - скорость света. Известно решение этого уравнения [3] в виде приближения геометрической оптики для неоднородной ионосферы

$$E(z, t) = E(0, t) \exp\left(-\frac{j2\pi f}{c} \int_0^z \sqrt{\varepsilon(z, f)} dz\right).$$

При распространении цифровых сигналов  $s(t)$  с частотной полосой  $\Delta F$  задача их описания усложняется - каждая спектральная компонента в составе спектра сигналов  $\Delta F$  при распространении приобретает частное фазовое смещение  $\Delta\phi(z, f)$  [4-6] за счет дисперсионных свойств неоднородной ионосферы. Коэффициент диэлектрической проницаемости ионосферы  $\varepsilon(z, f)$  как неоднородной сферически-симметричной среды задается соотношением  $\varepsilon(z, f) = 1 - f_p^2(z) / f^2$  [1]. Здесь  $f_p(z) = \sqrt{80.8 N_y(z)}$  — собственная частота ионосферы (кГц);  $N_y(z)$  - электронная плотность ионосферы (эл/см<sup>3</sup>) на высоте  $z$ . Известные методы описания сигналов при их распространении основаны на представлении действия ионосферных линий в виде линейной стационарной фильтрации [3,4]. Сигнал  $\hat{s}(t)$  на выходе линии имеет вид

$$\hat{s}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{S}(f) \dot{H}(z, f) \exp(j2\pi f t) df.$$

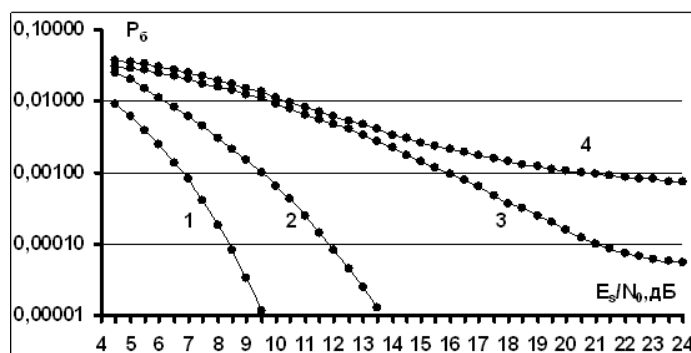
Здесь  $\dot{S}(f)$  — спектр сигнала  $s(t)$ ;  $\dot{H}(f, z) = \exp(j2\pi f \tau(z, f)) = \exp\left(j2\pi f \int_0^z \frac{dx}{c_\phi}\right)$  — коэффициент пе-

редачи;  $c_\phi = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(f, z)}}$  — фазовая скорость.

Искажения сигналов при корреляционной обработке обуславливают энергетические потери  $\Delta E$  по отношению к распространению в свободном пространстве. Оценивание энергетических потерь  $\Delta E$  производится на основе сравнительного анализа вероятностей  $P_6$  информационных битов для сигналов без искажений  $s(t)$  и с искажениями  $\hat{s}(t)$ .

В докладе приведены результаты оценивания энергетических потерь  $\Delta E$ . Параметры моделируемой ионосферной линии - модель дневной ионосферы, высота линии передачи  $z = 400$  км, центральная частота  $f_0 = 400$  МГц. Варьируемые параметры - длительность сигналов  $T$  ( $\Delta F = 2/T$ ), отношение сигнал/помеха  $E_s/N_0$ ; угол направления линии прямой видимости  $\theta_A = 0^\circ \dots 80^\circ$ .

На рис. 1 приведены вероятности ошибки  $P_6$  для сигналов длительностью  $T = 40$  нс от значений  $E_s/N_0$ . Кривая 1 соответствует распространению в свободном пространстве, кривые 2, 3 и 4 соответствуют распространению по ионосферной линии с углами  $\theta_A = 0^\circ, 60^\circ$  и  $80^\circ$ . Для  $P_6 = 10^{-5}$  и  $\theta_A = 0^\circ$  значения  $\Delta E$  достигают 4 дБ по отношению к распространению в свободном пространстве. Для  $\theta_A = 60^\circ, 80^\circ$  и  $E_s/N_0 > 23$  дБ вероятности ошибочного приема практически постоянны -  $P_6 = 0.000085$  ( $\theta_A = 60^\circ$ ) и  $P_6 = 0.0005$  ( $\theta_A = 80^\circ$ ), что объясняется влиянием помех МСИ и МКИ.



**Рис. 1.** Вероятности ошибочного приема сигналов ФМ4 (длительность сигналов  $T = 40$  нс):  
1 – распространение в свободном пространстве; 2, 3, 4 – распространение по ионосферной линии с углами  $\theta_A = 0^\circ, \theta_A = 60^\circ, \theta_A = 80^\circ$ .

**Таблица 1.** Асимптотические вероятности ошибочного приема  $P_6$ .

Сигналы	$T, \text{ нс}$ $\theta_A$	$P_6$						
		40	50	60	70	80	90	100
ФМ2	$0^\circ$	$2.6 \cdot 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$
	$80^\circ$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$6.0 \cdot 10^{-7}$	$1.7 \cdot 10^{-8}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$
ФМ4	$0^\circ$	$5.1 \cdot 10^{-6}$	$3.9 \cdot 10^{-7}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$
	$80^\circ$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-5}$	$7.7 \cdot 10^{-6}$	$5.4 \cdot 10^{-7}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-9}$
ФМ8	$0^\circ$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{-4}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-7}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$	$1.1 \cdot 10^{-9}$
	$80^\circ$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-6}$	$7.5 \cdot 10^{-8}$	$2.9 \cdot 10^{-9}$

Данное поведение вероятностей  $P_6$  объясняется наличием межсимвольных и межканальных интерференционных помех. В таблице 1 приведены асимптотические значения вероятности ошибки  $P_6$  при наличии лишь МСИ и МКИ интерференционных помех, вычисленные для сигналов ФМ2, ФМ4, ФМ8. Видно, что асимптотические значения вероятности ошибки уменьшаются с увеличением длительности  $T$  и с уменьшением значений угла  $\theta_A$ . В частности, при  $T = 40$  нс и  $\theta_A = 80^\circ$  асимптотические значения вероятности ошибки достигают  $P_6 = 1.5 \cdot 10^{-2}$  для ФМ8,  $P_6 = 2.5 \cdot 10^{-3}$  для ФМ4 и  $P_6 = 2.5 \cdot 10^{-4}$  для ФМ2.

Отмеченное асимптотическое поведение вероятностей ошибочного приема представляет одно из важных ограничивающих факторов применения сигналов с фазовой манипуляцией с расширением их частотного спектра в спутниковых системах передачи информации. Это обуславливает актуальность проблемы разработки методов снижения эффективности влияния ионосферы на вероятностные характеристики при приеме рассматриваемых сигналов с фазовой манипуляцией, что составляет перспективное направление научных исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект №16-07-00746).

### Литература

1. Долуханов М.П. Распространение радиоволн. М.: Гос. Издательство по вопросам связи и радио. 1960.

2. Кутуза Б.Г, Мошков А. В., Пожидаев В. Н. Комбинированный метод, который устраняет влияние ионосферы при обработке сигналов бортовых радиолокаторов Р-диапазона с синтезированной апертурой // Радиотехника и электроника. 2015. Т.60. №9. С. 889-895.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1960. 552 с.
4. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Вероятностные характеристики обнаружения радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи // Радиотехника и электроника. 2017. Т.62. №9. С. 866-874.
5. Арманд Н.А. Распространение широкополосных сигналов в дисперсионных средах // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. №9. С. 1045-1057.
6. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Анализ искажений радиоимпульсов при распространении по ионосферным линиям передачи спутниковых систем связи // Электромагнитные волны и электронные системы. 2016. Т. 21. №5. С. 37-45.

## IONOSPHERE INFLUENCE FOR ERROR-PERFORMANCES OF BROADBAND PSK SIGNAL RECEIVING IN SPACE COMMUNICATION SYSTEMS

Batanov V. V., Nazarov L. E., Nazarova Z. T.

Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics  
of Russian Academy of Sciences (Fryazino Branch)  
bvitaly@inbox.ru, nazarov@ire.rssi.ru

Abstract. The methods for phase-frequency and amplitude-frequency signal distortions due to the ionosphere space channel influence are presented. The developed methods are based on the solution of wave equation for electrical field propagated through the medium with nonhomogeneous dielectric permittivity and on the application of mathematical models for space ionosphere channels. The activity of these ionosphere channels is shown to be equivalent to the linear stationary filtration. The resultant distortions of digital signals determine the emergence of additive inter-symbol and inter-channel interferences that decrease noise-immunity of communication systems. Specific feature of these interferences is impossibility to decrease the efficiency of that by means of increasing transmitted signal power. The influence of ionosphere channels on the phase shift keying signals that used in practical applications is investigated (PSK2-, PSK4- and PSK8 signals). The error-performances for these signals distorted by ionosphere influence are presented in the report.

**Keywords:** ionosphere channels, signals, signal distortions, inter-symbol interference, error-probability, ratio signal/interference



## АНАЛИЗ КОНФОРМАЦИОННОЙ ПОДВИЖНОСТИ И ОЦЕНКА ИЗГИБНОЙ ЖЕСТКОСТИ ДИМЕРОВ И ТЕТРАМЕРОВ БЕЛКА ТУБУЛИНА

зав.лаб., д.ф.-м.н. Коваленко И.Б.<sup>1,2,3,4</sup>, с.н.с., к.б.н. Орехов Ф.С.<sup>2,5</sup>,  
асп. Федоров В.А.<sup>2</sup>, асп. Холина Е.Г.<sup>2</sup>, с.н.с, к.ф.-м.н. Гудимчук Н.Б.<sup>2</sup>,  
зав.лаб., к.ф.-м.н. Жмуров А.А.<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

<sup>3</sup>Астраханский государственный университет

<sup>4</sup>Федеральный научно-клинический центр специализированных видов медицинской помощи и медицинских технологий ФМБА России

<sup>5</sup>Московский физико-технический институт

ikovalenko78@gmail.com

С использованием методов полноатомной молекулярной динамики, анализа принципиальных компонент и нормальных мод движения произведен детальный анализ конформационной подвижности димеров и тетрамеров тубулина.

**Ключевые слова:** тубулин, микротрубочка, молекулярная динамика, динамическая нестабильность

**Введение**

Молекулы  $\alpha$ - и  $\beta$ -тубулина образуют гетеродимер, являющийся структурной единицей микротрубочек – основного компонента цитоскелета эукариот. Микротрубочки имеют форму полых цилиндров диаметром 25 нм. Димеры тубулина в них соединены “голова-к-хвосту” в 13 или 14 нитях-протофиламентах, между димерами соседних протофиламентов образуются латеральные контакты. Микротрубочки способны выполнять множество функций: от поддержания формы клетки и образования системы путей для внутриклеточного транспорта, до поиска, захвата и перемещения хромосом при клеточном делении. Возможность такой многофункциональности обеспечивает явление, известное под названием “динамической нестабильности”. Оно заключается в том, что динамическое поведение микротрубочки спонтанно переключается между двумя стадиями - медленного роста и быстрого укорачивания. Известно, что к переходам имеет отношение гидролиз гуанозинтрифосфата (ГТФ), присоединённого к  $\beta$ -тубулину, до гуанозиндифосфата (ГДФ). Многие годы ведутся исследования с целью выявления конкретных молекулярных механизмов, лежащих в основе динамической нестабильности. В частности, была выдвинута гипотеза “аллостерической модели”, согласно которой ГДФ-связанный тубулин более склонен принимать конформацию, при которой тубулиновый протофиламент оказывается искривлен и не способен образовывать латеральные связи с соседними протофиламентами, а потеря таких связей ведёт к разрушению микротрубочки. Согласно альтернативной гипотезе, называемой “решетчатой моделью”, конформационный изгиб молекулы тубулина в свободном состоянии не зависит от связанного нуклеотида, а разница между ГТФ и ГДФ-связанным димером объясняется разной устойчивостью латеральных связей. Нашей группой также были предложены две гипотезы: лабильная модель, согласно которой наличие на конце растущей микротрубочки ГТФ-связанного тубулина делает протофиламент более гибким, и бистабильная модель, предполагающая наличие у ГТФ-связанного димера двух конформаций – прямой и согнутой, а у ГДФ-связанного димера - только согнутой. Все эти гипотезы так или иначе связаны с конформационной подвижностью и влиянием на конформацию тубулина связанного нуклеотида. Целью нашей работы является изучение конформационной подвижности белка тубулина методами молекулярного моделирования и оценка изгибной жесткости димеров и тетрамеров тубулина.

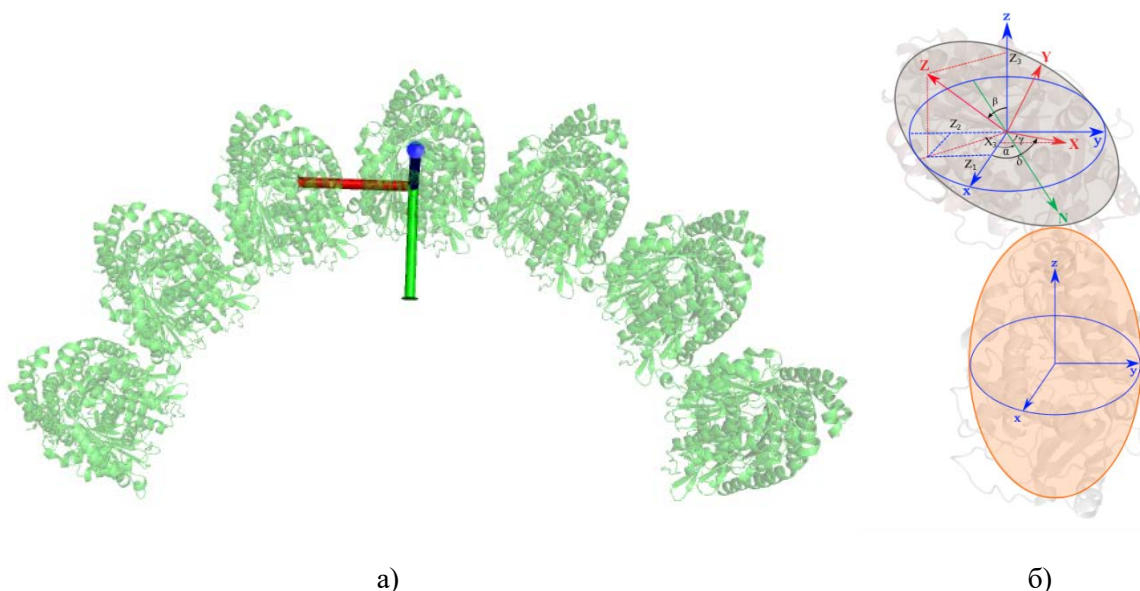
**Численное моделирование**

Для исследования конформационных изменений димеров и тетрамеров тубулина разработали метрики, основанные на углах Эйлера, характеризующих прецессию ( $\alpha$ ), нутацию ( $\beta$ ), собственное вращение ( $\gamma$ ) и дополнительный угол скручивания ( $\delta$ ) молекул тубулина относительно друг друга на внутри- и междимерных интерфейсах. Углы Эйлера между двумя соседними мономерами тубулина в протофиламенте рассчитывались с помощью двух прямых структур протофиламентов тубулина (PDB ID: 3jbe, 3jbf), которые были предварительно выровнены по этим мономерам на каждом временном шаге молекулярной динамики. Внутренняя декартова система координат для каждого мономера прямой структуры определялась следующим образом: начало системы координат находилось в центре масс мономера, ось z параллельна оси микротрубочки, ось y направлена к оси микротрубочки и ось x параллельна вектору, соединяющему центры масс двух смежных мономеров соседних протофиламентов прямой структуры, рис. 1. В этом представлении угол нутации  $\beta$  представляет собой угол изгиба протофиламента, угол прецессии  $\alpha$  показывает направление изгибания протофиламента, а  $\delta$  определяет внутреннее скручивание протофиламента для каждого внутри- и междимерного интерфейса. Начало каждой системы координат находится в центре масс соответствующего мономера. N - линия узлов,  $Z_1, Z_2$  и  $Z_3$  - координаты x, y и z единичного вектора Z.  $X_1$  - координата x единичного вектора X.

Использовано два метода для определения изгибной жесткости интерфейсов тубулина. Первый метод был основан на теореме о равномерном распределении энергии по степеням свободы [1]. Для применения этого метода рассмотрели изменения значений углов после 500 нс молекулярно-динамического расчета, предположив, что тубулиновые структуры к этому моменту времени достигли равновесного состояния, и построили их распределения. Согласно теореме о равномерном распределении дисперсия  $\langle x \rangle^2$  данного конформационного угла ( $\alpha, \beta$  или  $\delta$ ) должна быть обратно пропорциональна соответствующей гармонической изгибной жесткости. Полученные значения гармонической жесткости приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Гармонические коэффициенты изгибной жесткости, соответствующие конформационным углам тубулина (в единицах  $k_B T / \text{градус}^2$ ,  $k_B$  – постоянная Больцмана, T – температура)

Жесткость	Димер 1jff (ГДФ)		Тетрамер 3jbf (ГДФ)		Тетрамер 3jbe (ГТФ)	
	Внутридимерный интерфейс	Междимерный интерфейс	Внутридимерный интерфейс	Междимерный интерфейс	Внутридимерный интерфейс	Междимерный интерфейс
Жесткость $\alpha$	84 ± 66	45 ± 24	22	45 ± 5	27 ± 13	
Жесткость $\beta$	2700 ± 800	1500 ± 100	2000 ± 1600	1400 ± 400	540 ± 370	
Жесткость $\delta$	2600 ± 1100	1800 ± 500	850 ± 650	2000 ± 400	590 ± 250	



**Рис. 1.** Слева: вид части микротрубочки с внутренней системой координат (красная горизонтальная - ось  $x$ , зеленая вертикальная - ось  $y$ , синяя - ось  $z$ ); Справа: схематичное изображение димера тубулина (каждый мономер обозначен эллипсом). Показаны углы Эйлера (прецессии  $\alpha$ , нутации  $\beta$  и собственного вращения  $\gamma$ ) и угол скручивания  $\delta$ , описывающие изменения ориентации мономеров при конформационных изменениях в димере тубулина.

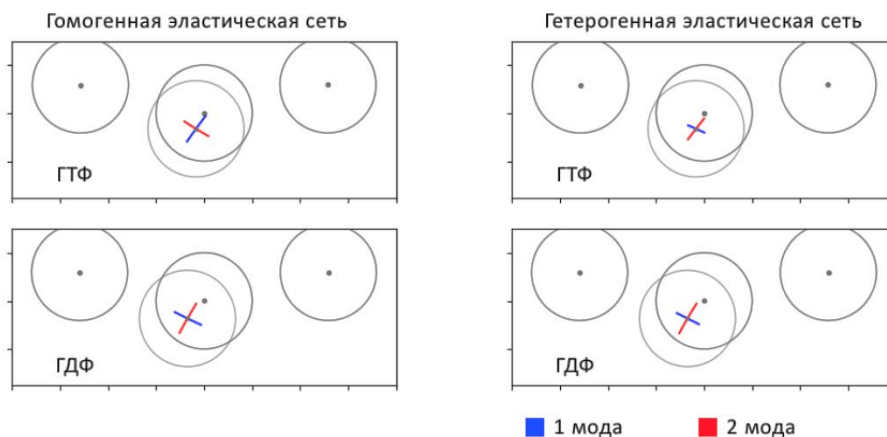
Эти результаты показывают, что интерфейс между димерами значительно более гибкий, чем внутридимерный интерфейс. Жесткости на внутридимерном интерфейсе не чувствительны к нуклеотиду, что говорит об отсутствии значительных аллостерических эффектов гидролиза ГДФ. Однако жесткость междимерного интерфейса ниже в модели ГТФ-тубулина по сравнению с ГДФ-тубулином.

Метод, основанный на теореме о равномерном распределении энергии по степеням свободы, позволяет оценить жесткость вблизи равновесия, но он не может дать информацию в ситуации значительных конформационных изменений, происходящих на больших временных масштабах. Поэтому также использовали метод нормальных мод для независимой оценки интегральной жесткости тетрамера тубулина. В этом методе тетрамер тубулина рассматривается в приближении эластической сети: как набор  $S$ -атомов, связанных между собой пружинами внутри некоторого радиуса обрезания, являющегося параметром модели. Эта модель позволяет идентифицировать основные колебательные моды белкового комплекса [2]. Квадрат частоты определенной колебательной моды (таблица 2) пропорционален значению жесткости при движении вдоль данной моды [3].

В простейшем случае анализа нормальных мод для модели гомогенной эластической сети все элементарные коэффициенты жесткости пружин, соединяющих атомы, считаются равными. При таком предположении результаты расчетов напрямую не зависят от результатов молекулярно-динамического моделирования, поэтому метод нормальных мод в гомогенной модификации может служить независимым способом оценки жесткости тубулина. Более реалистичная гетерогенная модификация модели эластической сети вычисляет коэффициенты жесткости на основе значений дисперсии межатомного расстояния, вычисленных из траектории молекулярной динамики. Применили обе модификации модели эластической сети к тетрамерам ГДФ- и ГТФ-тубулина и обнаружили, что все типы исследованных структур тубулина имели преобладающие моды, соответствующие изгибу под углом к радиальной плоскости. Основные нормальные моды ГДФ- и ГТФ-тубулинов были очень похожи. Анализ принципиальных компонент выявил значительную корреляцию основных нормальных мод с движениями, наблюдаемыми в молекулярно-динамических расчетах, при этом первые две моды соответствуют более 50% наблюдаемых движений в димере тубулина и более 70% в тетрамере. Изгибная жесткость ГТФ-тетрамеров была ниже, чем у тетрамеров ГДФ-тубулина, что подтверждает выводы исследования на основе теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы.

**Таблица 2.** Значения квадратов частот нормальных мод, определенные с использованием гомогенной и гетерогенной модели белка как эластической сети

Мода	Гомогенная модель		Гетерогенная модель	
	ГТФ	ГДФ	ГДФ	ГТФ
1	0.022	0.027	0.005	0.008
2	0.024	0.028	0.006	0.013
3	0.043	0.052	0.015	0.022



**Рис. 2.** Направления первых двух нормальных мод, рассчитанные для тетрамеров ГДФ- и ГТФ-тубулина с использованием двух различных моделей эластической сети: гомогенной и гетерогенной. Движения показаны в виде проекций центра масс концевого мономера на плоскость, перпендикулярную оси микротрубочки. Схематически изображены три соседних протофиламента, а также равновесное положение концевого мономера в тетрамере

### Выводы

Оба метода примененных нами метода анализа жесткостей показывают, что наиболее высокой гибкостью обладают междимерные интерфейсы тубулинов. Они же являются более чувствительными к типу связанного нуклеотида. Полученные данные необходимо учитывать при составлении крупнозернистых моделей микротрубочки для ее описания на большем пространственно-временном масштабе. Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М. В. Ломоносова. Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований №17-00-00479 КОМФИ и 16-34-60113 мол\_а\_дк.

### Литература

1. Sept, David, and Fred C. MacKintosh. Microtubule elasticity: connecting all-atom simulations with continuum mechanics // Physical review letters. Vol. 104.1 2010. P. 018101.
2. Bahar, Ivet, and A. J. Rader. Coarse-grained normal mode analysis in structural biology // Current opinion in structural biology. Vol. 15.5. 2005. P. 586-592.
3. Deriu, Marco A., et al. Anisotropic elastic network modeling of entire microtubules // Biophysical journal. Vol. 99.7. 2010. P. 2190-2199.

## ANALYSIS OF CONFORMATIONAL MOBILITY AND ESTIMATION OF THE BENDING STIFFNESS OF DIMERS AND TETRAMERS OF TUBULIN

Head of laboratory, PhD, Dr. of Science Kovalenko I.B.<sup>1,2,3,4</sup>,  
Senior research scientist, PhD Orekhov F.S.<sup>2,5</sup>, PhD student Fedorov V.A.<sup>2</sup>,  
PhD student Kholina E.G.<sup>2</sup>, Senior research scientist, PhD Gudimchuk N.B.<sup>2</sup>,  
Head of laboratory, PhD Zhmurov A.A.<sup>5</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University

<sup>3</sup>Astrakhan State University

<sup>4</sup>Federal Scientific and Clinical Center of Special Medical Treatment and Medical Technologies, FMBA of Russia

<sup>5</sup>Moscow Institute of Physics and Technology

ikovalenko78@gmail.com

Using the methods of full atomic molecular dynamics, analysis of principal components and normal modes of motion, a detailed analysis of the conformational mobility of dimers and tetramers of tubulin.

**Keywords:** tubulin, microtubule, molecular dynamics, dynamic instability.

## **СЕКЦИЯ 3: ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ**

*Руководители:* д.ф.-м.н., проф. **А.Н. Морозов**

д.ф.-м.н. **В.Э. Пожар**

к.ф.-м.н. **А.С. Мачихин**

# ФОРМИРОВАНИЕ МНОГОПОЛОСНОЙ ФУНКЦИИ ПРОПУСКАНИЯ С ВЫСОКОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ НА БАЗЕ МНОГОЧАСТОТНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ

проф., д.ф.-м.н. Проклов В.В.<sup>1</sup>, доц., к.ф.-м.н. Резвов Ю.Г.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова (Фрязинский филиал)

<sup>2</sup> Новомосковский институт (филиал)

«Российский химико-технологический университет им. Д. И. Менделеева»

proklov@inbox.ru

Проведен анализ формирования оптической многоканальной функции пропускания с высокой спектральной плотностью размещения каналов, вплоть до частичного пересечения боковых лепестков соседних каналов. Приведены результаты моделирования работы широкоугольного неколлинеарного акустооптического многоканального фильтра на основе кристалла парателлуриата ( $\text{TeO}_2$ ). Показано, что при усреднении потока мощности дифрагированного света в течение времени, большего определенной величины, формируется стационарная функция пропускания, которая обнаруживает по сравнению с одночастотной функцией новые особенности в части максимально достижимой эффективности дифракции для отдельных каналов и изменения функции межканального взаимодействия. Выполнена компьютерная верификация, результаты которой показали удовлетворительное соответствие с данными проведенных ранее экспериментов.

**Ключевые слова:** гиперспектральная изображающая спектроскопия, акустооптический многополосный фильтр излучения.

## Введение

Для выделения из оптического излучения узкого спектрального диапазона служат акустооптические фильтры (АОФ). Традиционно используется одночастотный режим фильтрации, когда световой луч пересекает монохроматический звуковой пучок. Однако в последнее время наметились перспективы использования многочастотной АО дифракции для программируемой фильтрации широкополосных потоков некогерентного излучения, способной выполнять определенные виды адаптивной спектральной обработки оптических сигналов, включая увеличение контраста изображения объектов в присутствии известных типов фоновых помех, коррекцию формы коротких оптических импульсов и т.п. [1,2]. Следует отметить также современные возможности по использованию многочастотного АО взаимодействия в разработках новых систем оптических телекоммуникаций на принципе передачи данных с кодовым разделением каналов (O-CDMA – code division multiple access), а также использование многополосной АО фильтрации (МАОФ) излучения в системах удаленной идентификации объектов по принципу многополосной фильтрации спектрально сложных оптических сигналов [3-7].

В настоящее время отсутствует развитая теория, описывающая основные характеристики МАОФ, что явилось поводом для постановки и проведения данной работы.

Описание работы. В рамках модели акустического столба с параллельными границами авторами получено аналитическое решение в одночастотном случае. Оно основано на том, что в случае пересечения световым пучком столба под произвольным углом задача эквивалентна ортогональному пересечению другого столба другого поперечного размера. Будем считать, что свет пересекает столб ортогонально и протяженность звукового поля вдоль волнового вектора падающего света  $l_z$ . Пусть пространственный спектр падающего света  $U_i(k'_x, k'_y) \propto \int E_i(x, y) \exp(-jk'_x x - jk'_y y) dx dy$ , где  $E_i(x, y)$  – амплитуда падающего света на входе в возмущенную область. Введём функции  $T_{i,d}$ , определяющие эволюцию спектров проходящего и дифрагированного пучков света

$$U_{i,d}(k'_x, k'_y, z) = T_{i,d}(k'_x, k'_y, z) U_i(k'_x, k'_y).$$

Следующие выражения дают систему уравнений, определяющих эволюцию величин  $T_{i,d}$  и её аналитическое решение в виде, максимально близком к хорошо изученному случаю плоско-волнового приближения:

$$\frac{dT_d}{dZ} = VT_i \exp(2jFZ), \quad \frac{dT_i}{dZ} = -V^* T_d \exp(-2jFZ), \quad (1)$$



$$T_d = \frac{V}{\sqrt{|V|^2 + F^2}} \sin\left(\sqrt{|V|^2 + F^2} Z\right) \exp(jFZ),$$

$$T_i = \left( \cos\left(\sqrt{|V|^2 + F^2} Z\right) + \frac{jF}{\sqrt{|V|^2 + F^2}} \sin\left(\sqrt{|V|^2 + F^2} Z\right) \right) \exp(-jFZ).$$

Здесь  $Z = \frac{z}{l_z}$  – безразмерная длина взаимодействия ( $0 \leq Z \leq 1$ ),  $V = \frac{1}{2} v \exp j\phi_s$  ( $v$  – индекс фазовой модуляции,  $\phi_s$  – начальная фаза звуковой волны). Безразмерная величина  $F = \delta + \frac{\phi_1}{2} l_z k'_x + \frac{\lambda_l \Delta(n^{-1})}{8\pi} (k'_x{}^2 + k'_y{}^2)$  дает рассогласование между парциальными волнами световых пучков,  $\delta = \frac{1}{2} \Delta k_z l_z$  – расстройка для центральных волн ( $\Delta k_z = k_{z_0} - k_{z_0} - K_z$ ),  $\phi_1$  – малый угол между групповыми скоростями световых пучков,  $\Delta(n^{-1}) = \frac{1}{n_d} - \frac{1}{n_i}$ . Эффективность дифракции в произвольной плоскости  $z = \text{const}$  определяется формулой

$$\eta = \frac{\int |E_d(x, y, z)|^2 dx dy}{\int |E_i(x, y, z)|^2 dx dy}.$$

### Результаты моделирования

Далее приведены данные моделирования одного из МАОФ (широкоугольная геометрия, т.е.  $\phi_1 = 0$ ), использованного в экспериментах по формированию дискретного набора каналов из падающего излучения сплошного спектра. В частности, на рис. 1 представлена функция пропускания (максимальная эффективность дифракции 80%) вблизи центральной длины волны использованного диапазона. При других длинах волн форма функции будет похожей, но ширина полосы пропускания меняется в широких пределах.

Знание этой зависимости позволяет рассчитать плотность размещения каналов. В частности, рисунок 2 демонстрирует параметры формируемых каналов, исходя из того условия, что интервал длин волн между соседними каналами в четыре раза превышает ширину полосы пропускания для данной длины волны.

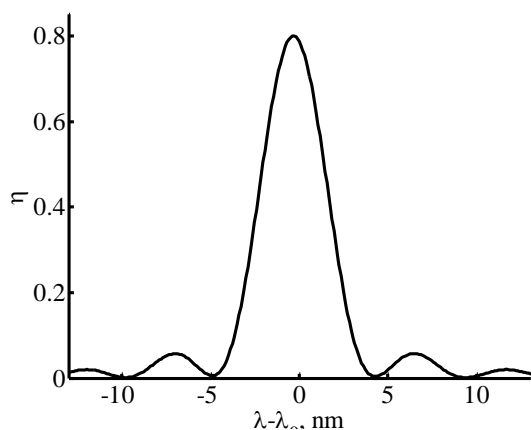


Рис. 1. Одночастотная функция пропускания вблизи выбранного значения длины волны  $\lambda_0 = 0.95$  мкм.

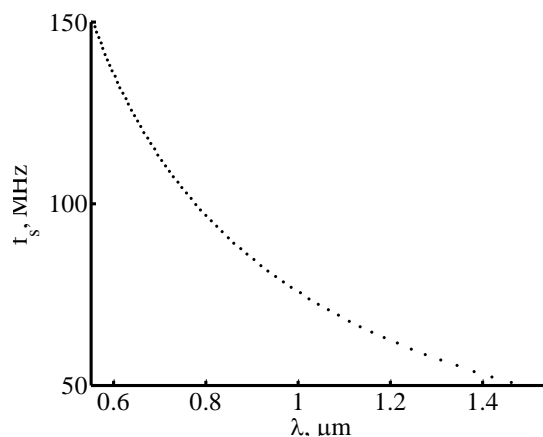


Рис. 2. Совокупность звуковых частот и центральных длин волн, обеспечивающих формирование дискретного набора каналов по выбранному условию.

Перейдем к построению динамической функции пропускания МАОФ и определению межканальных помех в условиях, характерных для одной практически значимой задачи [3,4,6]. Имеем оптическое излучение со сплошным спектром в некотором диапазоне (сам диапазон может быть достаточно мал). Необходимо сформировать из этого излучения ряд спектральных каналов с заданным уровнем межканальных помех при помощи дискретного набора звуковых частот. Для увеличения информационной плотности ширина полосы пропускания в отдельном канале должна быть минимальна, а сами каналы расположены максимально плотно. Поэтому соседние каналы почти эквидистантны как по длине волны излучения, так и по частоте звука.

Введем допущение, что искажение функции пропускания в пределах отдельного канала обусловлено только двумя соседними каналами. Рассмотрим группу из 3 соседних каналов (присвоим им номера -1, 0, 1), образованных дифракцией светового пучка на акустическом столбе с почти эквидистантными циклическими частотами  $\Omega - \Delta\Omega_{-1}$ ,  $\Omega$ ,  $\Omega + \Delta\Omega_1$ . Соответственно следует ввести 3 коэффициента АО связи ( $V_{-1}$ ,  $V_0$ ,  $V_1$ ) и дополнительные параметры  $\delta_{\pm 1}$ , характеризующие расстройку между центральными волнами световых пучков.

Теперь эволюцию функций  $T_{i,d}$  при дифракции монохроматического светового пучка описывает та же система (1), но вместо постоянной комплексной связи  $V$  следует подставить выражение

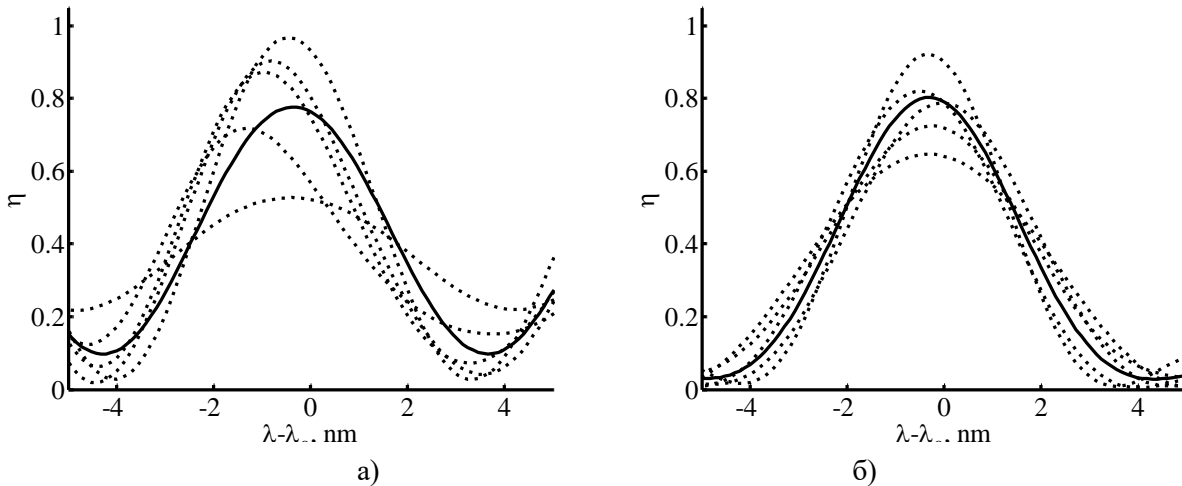
$$V(Z, t) = V_0 + V_{-1} \exp(j\Delta\Omega_{-1}t - 2j\delta_{-1}Z) + V_1 \exp(-j\Delta\Omega_1t + 2j\delta_1Z). \quad (2)$$

Будем использовать метод последовательных приближений. Если известны функции  $T_{i,n}$  и  $T_{d,n}$  в данном приближении (с номером  $n$ ), то в следующем приближении (с номером  $n+1$ ) они будут определены выражениями

$$T_{d,n+1} = \int_0^Z V T_{i,n} \exp(2jFZ) dZ, \quad T_{i,n+1} = 1 - \int_0^Z V^* T_{d,n} \exp(-2jFZ) dZ. \quad (3)$$

В качестве нулевого приближения будем использовать дифракцию на монохроматическом акустическом сигнале. Последовательное применение процедуры дает аналитическое решение со все увеличивающимся количеством слагаемых. В данной работе процедура (3) использована три раза.

Следующий рисунок демонстрирует несколько мгновенных функций пропускания в пределах отдельного канала (штриховые линии), рассчитанных в случайные моменты времени. Два случая соответствуют различной плотности спектральных каналов.



**Рис. 3.** Мгновенные функции пропускания (штриховые линии) и усредненная функция (сплошная линия) в пределах отдельного канала вблизи значения  $\lambda_0 = 0.95$  мкм.

Расстояние между каналами составляет две (а) и четыре (б) ширины полосы пропускания.

Видно, что для каждой длины волны в пределах канала пропускание меняется в широких пределах даже при условии достаточного разнесения каналов. Как было отмечено, функция пропускания содержит слагаемые, меняющиеся гармонически с разными частотами. В частности, при более плотном расположении каналов наименьшая частота колебаний составляла около 360 Гц, что соответствует циклической частоте  $\Delta\Omega_1 - \Delta\Omega_{-1}$ .

Если регистрировать поток мощности с определенным усреднением в течении интервала времени, превышающего наибольший период, функция пропускания выглядит стационарной (сплошная линия). Можно отметить, что в обоих рассмотренных случаях усредненная функция пропускания имеет важные отличия от стационарной картины в одночастотном случае. Очевидно, что никаким уровнем мощности невозможно будет достичь полного пропускания для центральной длины волны. Также важно, что исчезают боковые лепестки даже при достаточно редком размещении каналов.

### Выводы

- Построена теория акустооптической фильтрации светового пучка в акустическом поле монохроматического акустического столба. Получены аналитические выражения для пространственных спектров световых пучков и функции пропускания с учетом расхождения пучков и их дифракционного расплывания.

- Предложен метод, позволяющий приближенно рассчитать динамическую функцию пропускания многочастотного акустооптического фильтра в том случае, когда функции пропускания, соответствующие отдельным акустическим составляющим, расположены не ближе, чем несколько ширин полос пропускания. Метод основан на последовательных приближениях и дает аналитическое решение.
- Вычислительный эксперимент показал хорошее соответствие с полученными ранее экспериментальными результатами по оптическому кодированию с использованием акустооптического широкоугольного неколлинеарного фильтра на основе кристалла парателлуриита.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №16-02-00124-а.

Авторы выражают благодарность профессору Пожару В.Э. из НТЦ УП РАН за ценные дискуссии и помощь в процессе подготовки материалов данного доклада.

#### Литература

1. Shnitser P., Agurok I., Sandomirsky S. et.al. // Proc. SPIE. 2000. V. 4025. P. 30.
2. Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I. et.al. // Appl. Optics. 2009. V. 48. P. 118.
3. V V Proklov, O A Byshevski-Konopko, A L Filatov1, A V Lugovskoi, Yu V Pisarevsky, Journal of Physics: Conference Series 737 (2016) 012060 doi:10.1088/1742-6596/737/1/0120602).
4. O.A.Byshevski-Konopko, V.V.Proklov, A.L.Filatov, A.V.Lugovskoi, E.M.Korablev. Physics Procedia, Volume 73, 2015, Pages 251-256.
5. О.А.Бышевский-Конопко, В.В.Проклов, А.В.Луговской, Е.М.Кораблев// Материалы VI Международной конференции по фотонике и информационной оптике, Москва, НИЯУ МИФИ, 1–3 февраля 2017г., с.20-21.
6. В.В.Проклов, О.А.Бышевский-Конопко, В.И.Григорьевский// Радиотехника и электроника, 2013. Т. 58. № 9. С. 905.
7. V.V. Proklov, O.A. Byshevski-Konopko and A.V. Lugovskoi, J. Acta Physica Polonica A , vol.127, no.1, pp. 29.

## FORMATION OF THE OPTICAL TRANSMISSION MULTI-BAND FUNCTION WITH AN EXTENDED SPECTRAL CAPABILITY ON THE BASIS OF MULTI-FREQUENCY ACOUSTO-OPTIC DIFFRACTION

Prof., Dr.Sci.. V.V. Proklov<sup>1</sup>, PhD. Yu.G.Rezvov<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch, RAS, Russia

<sup>2</sup> Dmitry Mendeleev University of Chemical Technology of Russia,

Novomoskovsk Institute (branch)

proklov@inbox.ru

The formation of an optical multi-band (multi-channel) transmission function with a high spectral density of channel allocation, up to a partial intersection of the side lobes of adjacent channels, has been analyzed. The results of modeling the operation of a wide-angle noncollinear multi-band acoustooptic filter (MAOF) based on a paratellurite crystal (TeO<sub>2</sub>) are presented. It is shown that when a power flux of diffracted light is averaged over a time longer than a certain value, a stationary transmission function is formed, which, in comparison with the single-frequency function, reveals new features in terms of the restricted maximum achievable diffraction efficiency for individual channels and remarkable changes in the multi-frequency crosstalk. The computer verifications showed its good agreement with the earlier made experiments.

**Keywords:** Hyperspectral image, acousto-optical multi-band filter



# СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИНДЕКСЫ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ УЧАСТКОВ НЕЗАКОННОГО КУЛЬТИВИРОВАНИЯ РАСТЕНИЙ

к.ф.-м.н. Саворский В.П.<sup>1,3</sup>, м.н.с. Панова О.Ю.<sup>1,3</sup>, м.н.с. Савченко Е.В.<sup>1</sup>,  
к.ф.-м.н. Данилычев М.В.<sup>2</sup>, к.ф.-м.н. Кашницкий А.В.<sup>3</sup>,  
к.ф.-м.н. Кутуза И.Б.<sup>4</sup>, к.ф.-м.н. Мачихин А.С.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал, Фрязино, Московская обл., Россия

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
savor@sunclass.ire.rssi.ru

В докладе приведены результаты исследования возможностей выявления незаконного культивирования растений по данным спутниковых мультиспектральных наблюдений в видимом и ближнем ИК диапазоне. Методологической основой работы является применение спектральных индексов, как наиболее устойчивых показателей присутствия и размеров целевых объектов наблюдения, а именно наличия участков запрещенной к возделыванию растительности. Для этих целей в докладе предложен специализированный спектральный индекс. Его работоспособность подтверждена применительно к данным реальных спутниковых наблюдений на модельных объектах в сельскохозяйственных ареалах средней полосы Европейской части России.

Оперативность, широкомасштабность и возможность использования в том числе в труднодоступных и удаленных районах обуславливают преимущества средств мультиспектрального дистанционного зондирования (ДЗ) при решении задач контроля ареалов растений при проведении специальных криминалистических экспертиз. В число таких актуальных задач входят, в том числе, задачи раннего выявления, точной локализации и оперативного оценивания размеров участков, используемых для незаконного (противозаконного) растениеводства. Прежде всего это касается задач выявления участков, связанных с «незаконным культивированием растений, содержащих наркотические средства или психотропные вещества либо их «прекурсоры» (УК РФ, ст.231).

Задачи выявления и оценок размеров незаконного растениеводства являются частью более широкой проблемы, связанной с мониторингом состояния и оценками производительности земледелия в целом или его отдельных отраслей. В частности, это вызвано необходимостью постоянного контроля сельскохозяйственных-угодий и растительного покрова. Важнейшими аспектами этой проблемы являются типизация посевов и достоверная, т.е. корректируемая во времени, оценка их состояния и ожидаемой урожайности.

Следует при этом отметить, что сбор достоверной информации о сельскохозяйственных угодьях не только методологически близок к типовым методам выявления и оценивания участков незаконного культивирования растений. Он необходим также и для оптимизации самих процедур выявления незаконной деятельности, поскольку процедуры оптимизации возможны только при наличии информации о характерных особенностях ареалов растений, которые окружают участки незаконного земледелия, т.е. являются типовым фоном, окружающим целевые объекты контроля. Это обусловлено тем, что незаконное растениеводство зачастую ведется на участках малой размерности в окружении полей конвенциональных (т.е. разрешенных к возделыванию) сельскохозяйственных культур, а то и вперемешку с этими культурами.

Изучение возможностей выявления наркосодержащих посевов по данным измерений в видимом и ближнем ИК диапазонах было реализовано в ряде экспериментальных работ, проведенных в средней Азии советскими научно-исследовательскими институтами в 1990-1991 гг. Результаты этих работ, опубликованные в [1-3], подтвердили высокий потенциал средств ДЗ для выявления участков, засеянных маком и коноплей в окружении типовых растительных и сельскохозяйственных ареалов Средней Азии. К сожалению, дальнейшие исследования данной проблемы не были продолжены в виду отсутствия достаточного финансирования в 1990-е годы.

Основной целью данной работы является совершенствование существующих и разработка новых методов и алгоритмов устойчивого и надежного обнаружения незаконных посевов с использованием современных спутниковых средств наблюдения Земли. При этом будут использованы данные современных, в том числе действующих средств спутниковых мультиспектральных, а при наличии возможности и гиперспектральных, дистанционных наблюдений видимого и ближнего ИК диапазонов. Важной методической особенностью работы является ориентация, прежде всего, на разработку и использование специализированных спектральных индексов (СИ), в том числе нормализованных СИ, как наиболее

устойчивых при прочих равных условиях показателях, отражающих состояние исследуемых объектов на поверхности Земли. В нашем случае, это индексы, наиболее надежно и устойчиво описывающие наличие и плотность посевов по законодательству запрещенных к культивированию в РФ.

В рамках данной исследовательской работы были исследованы посевы технической конопли и окружающих ее ареалов сельскохозяйственных культур и участков естественных лесов (дикоросов), типичных для средних широт Европейской части РФ, описанные ранее в [4]. посевы технической конопли были выбраны нами в соответствии с подходом, предложенном в [4], как объект для моделирования спутниковых мультиспектральных наблюдений посевов конопли в видимом и ближнем ИК диапазонах. Для этих участков были выбраны данные спутниковых наблюдений, проведенных в 2002г. с КА Landsat-7 в летний период с мая по август. Характеристики каналов мультиспектральной системы наблюдений видимого и ИК диапазонов ETM+ (Enhanced Thematic Mapper +, т.е. Улучшенный тематический картограф), размещенной на КА Landsat-7, приведены в таблице 1.

Таблица 1. Характеристики мультиспектральной системы ETM+ [5]

№ канала	Центральная длина волны, мкм	Спектральный интервал, мкм	Пространственное разрешение, м
1	0,48	0,45 - 0,52	30
2	0,56	0,53 - 0,61	30
3	0,66	0,63 - 0,69	30
4	0,83	0,78 - 0,90	30
5	1,65	1,55 - 1,75	30
6	2,20	2,09 - 2,35	30
7	11,45	10,4 - 12,5	60
8	Панхром	0,50 - 0,90	15

В рамках проведенного анализа были использованы информационные ресурсы и специализированные web инструменты центра коллективного пользования ИКИ РАН (ЦКП «ИКИ-Мониторинг») [6], размещенные во вкладке "Статистика по объектам" системы Vega-Science (см. рисунок 1). Эта вкладка предназначена для расчета статистической информации по распределению яркостей пикселей различных спутниковых снимков в пределах объекта, например, среднего значения индекса NDVI на поле по данным высокого пространственного разрешения. Использование средств ЦКП «ИКИ-Мониторинг» [6] позволяет, в частности, быстро выделить зону наблюдений и эффективно оценить средние значения и среднеквадратические естественные вариации параметров коэффициента спектральной яркости (КСЯ) полей в зоне наблюдений для всех каналов ETM+.

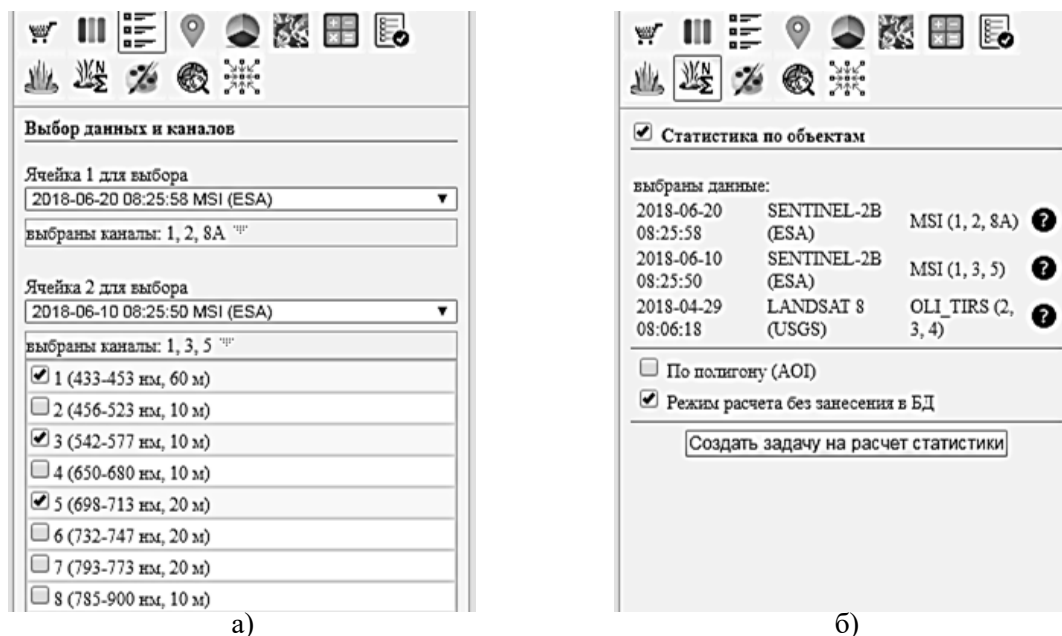
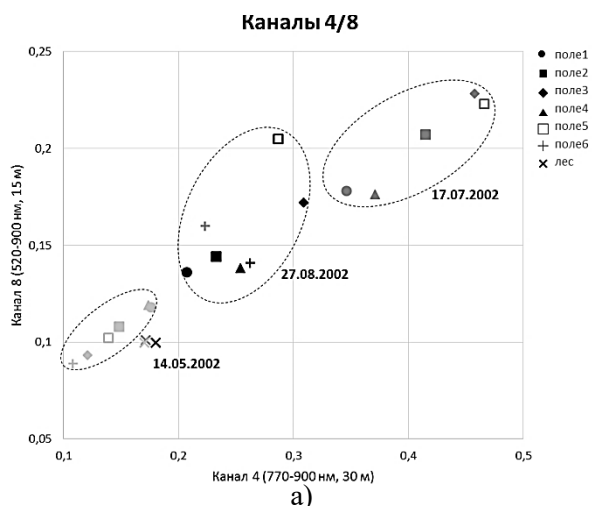
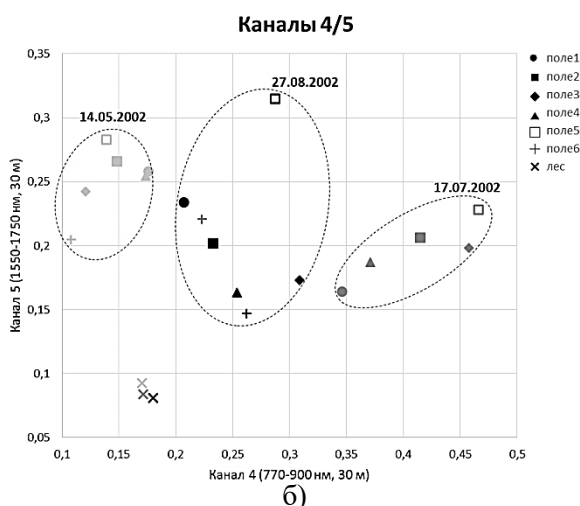


Рис. 1. Работа со вкладкой "Статистика по объектам" системы Vega-Science.

Типовые диаграммы рассеяния для пар каналов представлены на рисунках 2 и 3. Следует отметить четкое разделение сезонных КСЯ для пары каналов 4 и 8 и отсутствие четкого разделения в 5 канале. Следует отметить также стабильность значений КСЯ для лесных участков во всех представленных каналах. Поля с технической коноплей (поля 1-3) для представленных пар каналов плохо отделяются от пшеницы (поле 5).

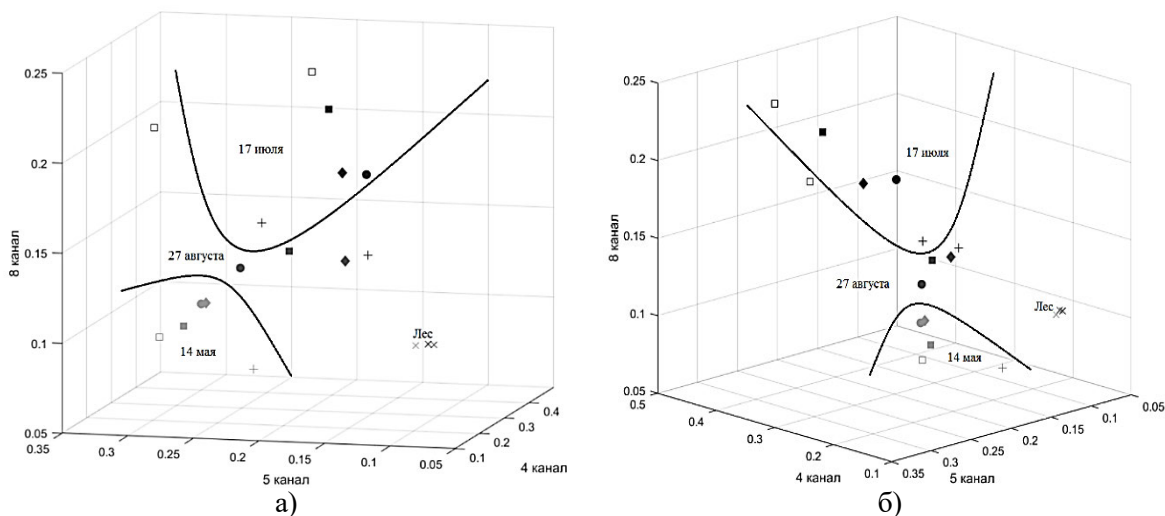


**Рис. 2.** Диаграмма рассеяния средних значений КСЯ по отдельным сельскохозяйственным полям в 4 и 8 каналах ETM+ (Landsat-7) для типового ареала средней полосы Европейской части России. Летний сезон 2002г.



**Рис. 3.** Диаграмма рассеяния средних значений КСЯ по отдельным сельскохозяйственным полям в 4 и 5 каналах ETM+ (Landsat-7) для типового ареала средней полосы Европейской части России. Летний сезон 2002г.

Анализ 3D диаграмм рассеяния КСЯ в каналах 4, 5 и 8 ETM+ (Landsat-7) позволяет наряду с выделением стабильной по значениям значений КСЯ группы для лесных участков установить аспекты, при которых хорошо выделяется группа полей с технической коноплей (поля 1-3). Так, для аспекта, представленного в левой части рисунка 4, хорошо выделяются поля технической конопли в мае и июле, а в правой части – в мае и августе. Таким образом, 3D изображение диаграмм рассеяния КСЯ в целом позволяют анализировать групповую принадлежность полей по большей части сезона вегетации.

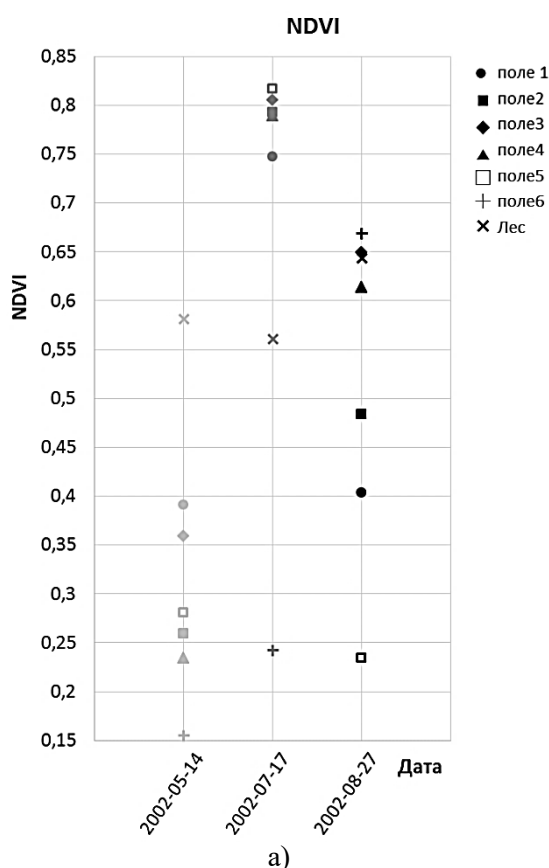


**Рис. 4.** Ракурсы 3D диаграмм рассеяния средних значений КСЯ по отдельным сельскохозяйственным полям в 4, 5 и 8 каналах ETM+ (Landsat-7) для типового ареала средней полосы Европейской части России. Летний сезон 2002г.

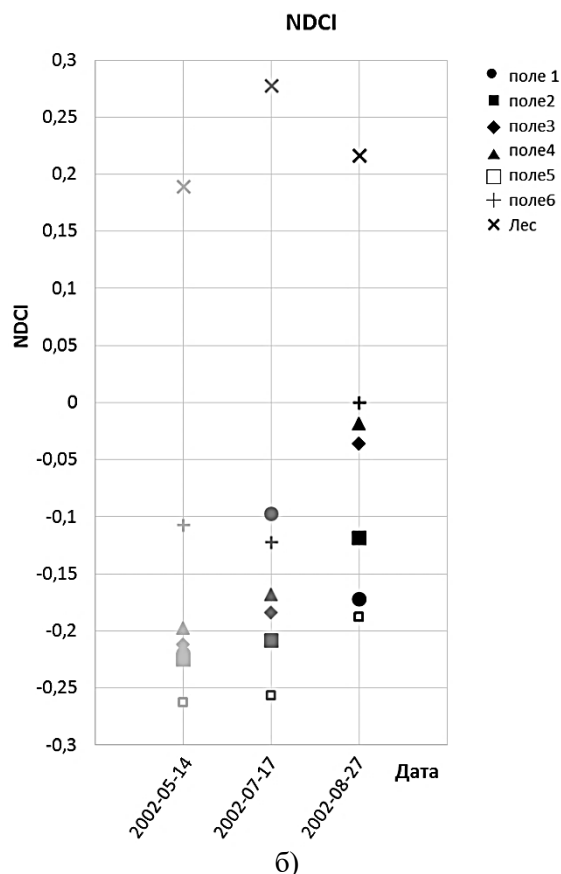
Для повышения надежности обнаружения и контроля состояния целевых объектов наблюдения, полей технической конопли, в докладе были также использованы СИ. В частности, для наблюдений, КСЯ которых представлены на рисунках 1-4, были определены значения нормализованного дифференцированного индекса растительности NDVI [7]

$$NDVI = (КСЯ_{\text{канал4}} - КСЯ_{\text{канал3}}) / (КСЯ_{\text{канал4}} + КСЯ_{\text{канал3}}).$$

К сожалению, этот универсальный индекс, как видно из рисунка 5, не дает возможности отделить контрольную группу полей 1-3 от участков леса или поля с посевами пшеницы для всего исследуемого сезона.



**Рис. 5.** NDVI по отдельным сельскохозяйственным полям для типового ареала средней полосы Европейской части России. Летний сезон 2002г.



**Рис. 6.** NDCI по отдельным сельскохозяйственным полям для типового ареала средней полосы Европейской части России. Летний сезон 2002г.

Для решения указанной проблемы с разделением разнородных объектов контроля нами был предложен и опробован ряд дополнительных вегетационных признаков. Среди них следует выделить нормализованный вегетационный контрольный индекс (NDCI):

$$NDCI = (КСЯ_{\text{канал1}} - 0,66 * КСЯ_{\text{канал5}}) / (КСЯ_{\text{канал1}} + 0,66 * КСЯ_{\text{канал5}}).$$

Как видно из рис. 6, NDCI позволяет четко различить все три контрольные группы, исследованные в данной работе, а именно поля технической конопли, посевы пшеницы и участки леса. Они также позволяют решить задачу принадлежности участков к той либо иной из указанных групп. А именно, поле 4 также можно уверенно идентифицировать как поле с технической коноплей.

Результаты проведенного анализа позволяют сформировать требования к методическому обеспечению сопутствующих лабораторных и полевых экспериментальных работ. В частности, они позволяют определить диапазоны спектральных (в т.ч. и гиперспектральных) наблюдений, проводимых в рамках этих работ. Так, эти результаты предварительно определяют спектральные диапазоны, измерения в которых позволяют определять специализированные СИ, потенциально наиболее устойчивые к изменению условий наблюдения. В частности, для технической конопли такими диапазонами являются спектральные интервалы 0,45 - 0,52 мкм и 1,55 - 1,75 мкм. По результатам проведенного в рамках работы анализа также можно прийти к заключению, что в диапазоне 0,45 - 0,52 мкм целесообразно выделить более узкие поддиапазоны наблюдений для обнаружения и оценки объемов посевов контролируемой модельной культуры.

Указанные сопутствующие экспериментальные работы обеспечивают повышение точности дистанционных оценок целесообразно параллельно с анализом результатов космических наблюдений провести и лабораторные исследования, направленные на создание банка гиперспектральных образов сельскохозяйственных культур, которые необходимы для макетирования (моделирования) условий обнаружения незаконных посевов в окружении типовых сельскохозяйственных угодий. Эти работы также были проведены в рамках работы в части наблюдений типовых сельскохозяйственных культур, выращиваемых в средней полосе Европейской части России. Такие измерения обеспечивают формирование спектральных образов типовых ареалов сельскохозяйственных угодий, что востребовано для оптимизации методик обнаружения фактов незаконного культивирования растений.

В результате проведенного анализа показаны перспективы использования специализированных спектральных индексов для потенциального выявления участков незаконного культивирования растений. В частности, в докладе разработан специализированный спектральный индекс NDCI. Он, как показано на рис. 6, обеспечивает более устойчивые и надежные, чем NDVI, критерии выявления посевов технической конопли (модельной культуры) в типичных ареалах средней полосы Европейской части России. Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-29-09615 офи\_м.

### Литература

1. Матиясевич Л.М., Кочергин Д.В., Субботин Ю.Л., Маматулин В.Н. Оценка возможностей дешифрирования полей мака фотометрическим методом // Исследование Земли из космоса, №3, с. 67-75.
2. Зайцева В.А., Ловчикова Л.П., Науменко Е.К., Кононович С.И., Никоненко С.В., Плюта В.Е. Спектры отражения наркосодержащих растений и выбор спектральных диапазонов для их обнаружения // Журнал прикладной спектроскопии, т.63, №6, с.911-918, 1996.
3. Зайцева В.А., Ловчикова Л.П., Науменко Е.К., Кононович С.И., Никоненко С.В., Плюта В.Е. Коэффициенты яркости посевов мака и его отдельных фитоэлементов в различных фазах вегетации // Журнал прикладной спектроскопии, т.64, №1, с.85-89, 1997.
4. Чернявский Г.М., Стрыков А.И. Системный подход и новые информационные технологии в задачах обнаружения наркосодержащих растений // М.: АНО «Научно-информационный издательский центр», 207 с., 2003.
5. Instrument: ETM+. <https://www.wmo-sat.info/oscar/instruments/view/136>
6. Лупян Е.А., Прошин А.А., Бурцев М.А., Балашов И.В., Барталев С.А., Ефремов В.Ю., Кашницкий А.В., Мазуров А.А., Матвеев А.М., Суднева О.А., Сычугов И.Г., Толпин В.А., Уваров И.А. Центр коллективного пользования системами архивации, обработки и анализа спутниковых данных ИКИ РАН для решения задач изучения и мониторинга окружающей среды // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса, т.12, №5, с.263-284, 2015.
7. Rouse J.W., Haas R.H., Scheel J.A., Deering D.W. Monitoring Vegetation Systems in the Great Plains with ERTS // Proceedings, 3rd Earth Resource Technology Satellite (ERTS) Symposium, 1974. Vol. 1. P. 48-62.

## SPECIALIZED SPECTRAL INDICES IMPLEMENTED TO REVEAL ILLEGAL CROP CULTIVATION

Savorskiy V.P.<sup>1,3</sup>, Panova O.Ju.<sup>1,3</sup>, Savchenko E.V.<sup>1</sup>, Danilychev M.V.<sup>2</sup>,  
Kashnitskiy A.V.<sup>3</sup>, Kutuza I.B.<sup>4</sup>, and Machihin A.S.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences,  
Fryazino branch, Russia

<sup>2</sup>Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, Moscow

<sup>3</sup>Institute of Space Researches, Moscow, Russia

<sup>4</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation  
of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia  
savor@sunclass.ire.rssi.ru

The report presents the results of a study of the possibilities to detect illicit plant cultivation by using data of satellite multispectral observations in the visible and near-IR bands. The methodological basis of the work is the use of spectral indices, as the most stable indicators of the presence and size of the target objects, namely, the presence of areas with vegetation forbidden to cultivation. For these purposes, a specialized spectral index is proposed. Its adequate performance was confirmed by applying it to real satellite observation data measured over model sites in the agricultural areas of the central part of the European part of Russia.



# ПРОВЕРКА МЕТОДИКИ РАСПОЗНАВАНИЯ ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ ПО ИХ АПРИОРИ ИЗВЕСТНЫМ СПЕКТРАЛЬНЫМ ПРИЗНАКАМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОПОЛОСНЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

*н.с., к.ф.-м.н., Великовский Д.Ю.<sup>1, 2</sup>, м.н.с. Карандин А.В.<sup>1, 2</sup>, с.н.с. Бышевский-Конопко О.А.<sup>2</sup>, г.н.с., д.ф.-м.н. Проклов В.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Научно-технологического центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова РАН  
velikovskii@ntcup.ru

Работа является развитием одного из недавно предложенных новых подходов [1] к решению задачи дистанционного распознавания сигналов по их априорно известным спектральным признакам на базе использования метода многооконной акустооптической фильтрации. В докладе будут представлены первые результаты проверки такой методики.

**Ключевые слова:** Многополосный акустооптический фильтр, распознавание сигналов.

## Актуальность

В настоящее время гиперспектральные системы (ГСС) широко используются в задачах дистанционного зондирования Земли. Их размещают на различных платформах, начиная с космических аппаратов, ведущих регулярный мониторинг всей поверхности планеты, заканчивая беспилотными летательными аппаратами (БПЛА), используемых для решения частных локальных задач. В ходе гиперспектральной съемки формируется массив спектральных изображений  $I(x, y, \lambda)$ , каждое из которых представляет собой узкополосный снимок подстилающей поверхности (сцены). Обработка и анализ такого «гиперкуба» данных требует значительных вычислительных ресурсов и времени, что практически исключено при базировании ГСС на БПЛА. Поэтому интерес представляет разработка методов экспресс-анализа, которые позволяли бы с определенной долей вероятности получать требуемую информацию на борту в реальном времени.

Рассматриваемый метод предполагает аппаратную обработку изображений с помощью многооконных (МО) акустооптических (АО) фильтров. В таких фильтрах [1, 2] множество одновременно возбуждаемых акустических волн создает соответствующее множество объемных (брэгговских) дифракционных решеток, каждая из которых осуществляет селективную дифракцию соответствующей спектральной составляющей светового потока. Акустооптические фильтры являются компактными электронно-перестраиваемыми программно-управляемыми спектральными элементами, способными эффективно работать во внелабораторных условиях. Ниже проведен анализ проблемы, описана упрощенная модель объекта, на которой основан метод и представлен подход к решению задачи экспресс-анализа, основанный на выборе форм функций пропускания МО АО фильтров.

## О методе

В [1] предложен новый подход к решению задачи дистанционного распознавания сигналов по их априорно известным спектральным признакам на базе использования многополосной акустооптической фильтрации в широком диапазоне длин волн излучения. Основная идея заключается в том, что определение одного из множества возможных сигналов, возникших в процессе отражения широкополосного излучения из области малого наземного пикселя с не более чем двумя расположенными в нем предметами разного типа – неизвестного типа объекта  $a$  и характерного для данной местности фона  $b$ , может осуществляться путем программного алгоритма линейного спектрального разделения сигналов на базе использования МО АО фильтров [2].

При обработке гиперспектральной информации одной из наиболее часто встречающихся задач является определение того, какие материалы (объекты) и в каком количестве (процентном соотношении) дают вклад в зарегистрированный спектральный отклик одного пикселя. В данной работе рассматривается случай линейной смеси спектров отраженного излучения, т.е. падающее излучение отражается только один раз от изучаемой поверхности и, соответственно, имеет место суперпозиция откликов. Поступающее от исследуемого пикселя излучение может быть представлено в виде  $I(\lambda) = k_1 R_1(\lambda) + k_2 R_2(\lambda)$ , где  $k_1$  и  $k_2$  - доли площади пикселя, занимаемые находящимися на нем объектами, а  $R_1(\lambda)$  и  $R_2(\lambda)$  - их эталонные профили из библиотеки спектральных образов [3].

**Экспериментальная проверка метода**

Использовалась одноканальная схема [4] с одним широкополосным источником некогерентного излучения (ИС-2, НПП СиМТ), излучение которого последовательно претерпевает АО дифракцию в двух фильтрах (МО АО-1 и МО АО-2), после чего выходная мощность  $I_{\text{вых}}$  регистрируется на выходе фотодетектором (ФД) (Рис.1). Для получения коэффициентов экспериментальным способом синтезатор сигналов (2), управляемый с компьютера (1), подает многополосный сигнал на 8-ми частотах (99,4-112 МГц с шагом 1.8 МГц), что соответствует наилучшему значению регистрации излучения от источника света ИС-2 (3) приемником Avesta (9) после прохождения акустооптических ячеек (6, 7). С компьютера регулируются частоты и амплитуда, которые возможно изменять для каждого канала в отдельности. Входное широкополосное излучение светодиода (LED) с помощью двух управляющих (синтезируемых) электрических сигналов, подаваемых по очереди в МАОФ-1, обеспечивали на выходе два необходимых “эталонных оптических сигнала” с достаточно различающимися опорными функциями  $F_1(\lambda_i)$  и  $F_2(\lambda_i)$ . Далее, эти сигналы, проходят через МАОФ-2, где, также по очереди, формируются две спектральные функции пропускания, одна из которых в соответствии с предполагаемой обстановкой на входе, которая включает в себя тип спектра отражающего “ $n$ -го” объекта  $R_n(\lambda_i)$  и долю его площади в пикселе  $k_1^{(n)}$ .

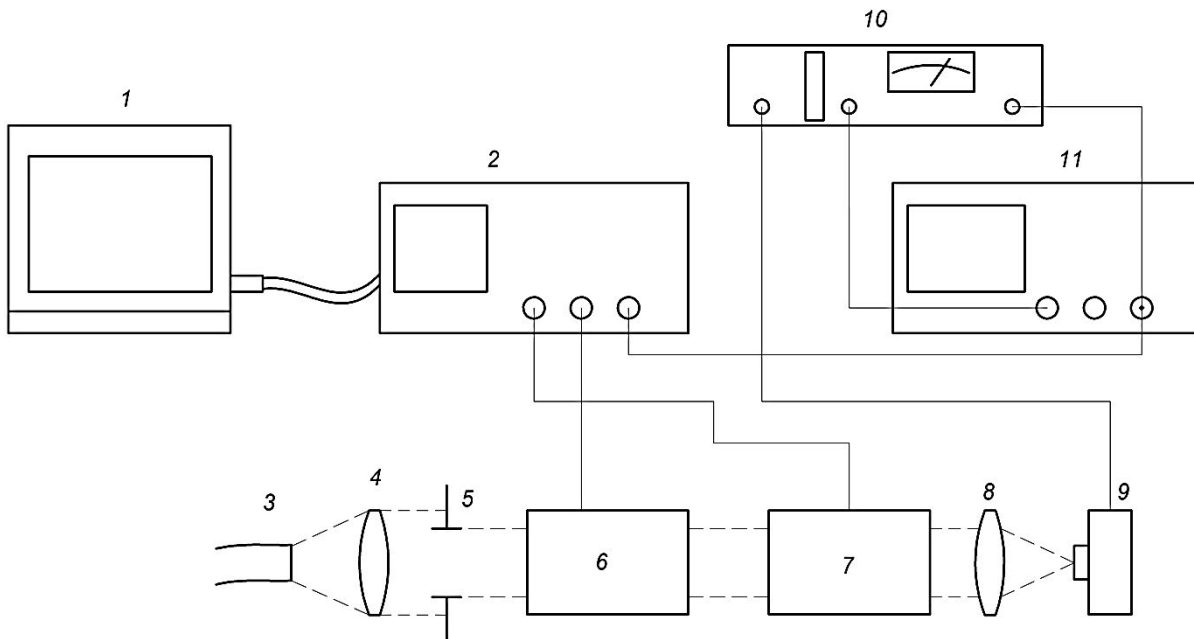


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки.

Очевидно, что при выполнении определенного порядка экспериментов данная схема позволяет определить (измерить) величины  $I_{11}, I_{12}, I_{21}$  и  $I_{22}$ , с использованием которых известная система основных уравнений данной задачи [4] приобретает следующий вид:

$$I_1^{(i)} = (I_{11}^{(i)} + I_{12}^{(i)}) = k_1^{(i)} \sum R_{a_n}^i \cdot F_n^{(1)} + k_2^{(i)} \sum R_{b_n} \cdot F_n^{(1)},$$

$$I_2^{(i)} = (I_{21}^{(i)} + I_{22}^{(i)}) = k_1^{(i)} \sum R_{a_n}^i \cdot F_n^{(2)} + k_2^{(i)} \sum R_{b_n} \cdot F_n^{(2)},$$

откуда следует, что она представляет собой хорошо известную систему двух линейных алгебраических уравнений с двумя неизвестными  $k_1^{(n)}$  и  $k_2^{(n)}$ , которая может быть решена по правилу отбора истинного решения:  $k_1^{(i)} + k_2^{(i)} = 1$ . В идеальном случае (при точном определении значений  $I_{ij}$ , где  $i, j = 1, 2$ ), в общем случае, задача имеет единственное решение.

Предварительное исследование показало, что в общем случае данная методика может быть работоспособной при относительно высокой точности измерений и/или достаточном различии коэффициентов отражения в спектрах отражений объектов рассматриваемого семейства

Работа поддержана грантом РФФИ №16-02-00124-А.

**Литература**

1. Бышевский-Конопко О.А., Проклов В.В., и др. // VI Межд. конф. по фотонике и информационной оптике: Сб. научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2017, С.608.
2. Проклов В.В., Бышевский-Конопко О.А., и др. // Письма в ЖТФ. 2015. Т.41(20). С.37.
3. USGS Digital Spectral Library 06 // <http://speclab.cr.usgs.gov/spectral.lib06/>
4. Великовский Д.Ю., Янченко Г.О., и др. // Материалы 10-й Межд. науч.-техн. конф. “Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации”. 2017. Суздаль. С.253.

**VERIFICATION OF ANALYZING METHOD  
FOR HYPERSPECTRAL SIGNALS WITH THEIR  
A PRIORI KNOWN SPECTRAL CHARACTERISTICS  
USING MULTIBAND ACOUSTO-OPTICAL FILTERS**

PhD Velikovskii D.Yu.<sup>1, 2</sup>, Karandin A.V.<sup>1, 2</sup>,  
Bisheski-Konopko O.A.<sup>2</sup>, and Dr.Sci. Proklov V.V.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation  
of the Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup> Kotelnikov Institute of Radio-engineering and Electronics  
velikovskii@ntcup.ru

This work presents the development of the recently proposed new approaches [1] for the solution of the problem of remote signal recognition by a priori known spectral features based on the use of the multi-band acousto-optical filtering method. The paper will present the first results of verification such a technique.

**Keywords:** Multi-band acousto-optical filter, signal recognition



**МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИИ ВЕЩЕСТВ ПО  
СПЕКТРАМ РАССЕЯНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КРАМЕРСА-КРОНИГА**

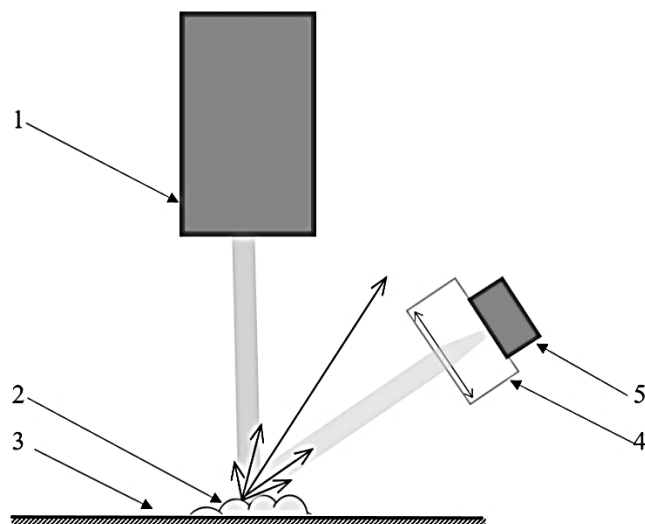
*проф. Морозов А.Н., доц. Фуфурин И.Л., студ. Табалина А.С.*

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, кафедра «Физика»  
ast\_295@mail.ru

В докладе описывается методика идентификации веществ по их инфракрасным (ИК) спектрам рассеяния, полученным с использованием квантово-каскадного лазера (ККЛ). Применение к зарегистрированным спектрам интегрального преобразования Крамерса-Кронига (К-К) позволяет пересчитать спектр рассеяния в спектр пропускания. В докладе рассматривается влияние К-К преобразования на селективность спектров и возможности обнаружения веществ по базе данных. Приводятся сравнение результаты идентификации жидких и кристаллических образцов с применением и без применения К-К преобразования.

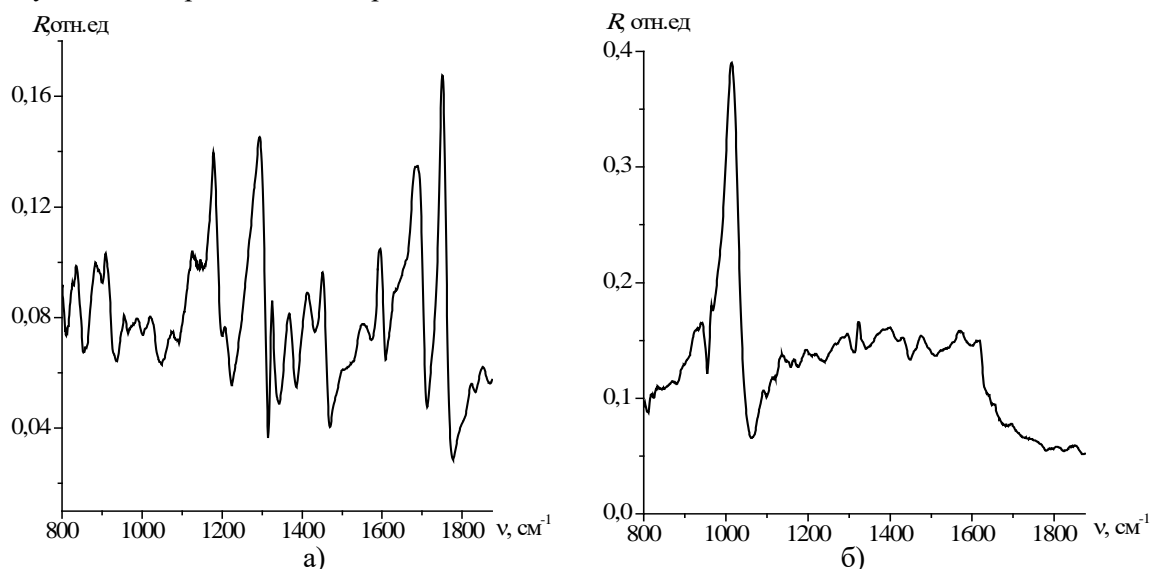
Идентификация жидких и твердых веществ является важной задачей, имеющей большое значение при обеспечении безопасности и предотвращении террористических угроз, при контроле производств, в судебной экспертизе, в лабораторных исследованиях и т.д. Одной из перспективных методик, применяемой для решения этой задачи, является идентификация веществ по ИК спектрам рассеяния с использованием ККЛ [1]. ККЛ позволяет получать спектр рассеяния вещества в широком диапазоне длин волн (от 5,4 до 12,8 мкм) с высоким отношением сигнал/шум [2,3]. Благодаря особым свойствам источника излучения, при регистрации спектра нет угрозы детонации, деградации или разрушения исследуемого образца. Диапазон 5,4-12,8, охватывает так называемые среднюю (MWIR) и дальнюю (LWIR) области ИК диапазона, в том числе и область «отпечатком-пальцев», поэтому является достаточно информативным при исследовании веществ.

Для регистрации спектра рассеяния исследуемого вещества использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1.



**Рис. 1** Экспериментальная установка для регистрации спектров рассеяния:  
 1 – излучающий блок ККЛ; 2 – исследуемое вещество; 3 – нерассеивающая подложка;  
 4 – собирающий объектив; 5 – фотоприемное устройство с кадмий-ртуть-теллурическим фоточувствительным элементом.

Для того чтобы скорректировать влияние индикатрисы рассеяния на интенсивность спектральных линий, регистрация спектров рассеяния проводилась с накоплением «по пространству», т.е. в ходе эксперимента осуществлялось «сканирование поверхности исследуемого вещества пучком зондирующего излучения. Таким образом удалось добиться получения в эксперименте необходимой воспроизводимости спектров. На рис. 2 приводятся примеры спектров рассеяния тестовых веществ, зарегистрированных на установке, приведенной на рис. 1.



**Рис. 2** Спектры рассеяния: а) ацетилсалициловой кислоты; б) димексида.

Однако, как было установлено в ходе лабораторных исследований, спектры рассеяния обладают достаточно слабой селективностью. При исследовании 10 тестовых веществ различной природы и физических свойств: лактозы; димексида; аскорбиновой кислоты; фруктозы; диэтилфталата; триптофана; глюкозы; глицерина; подсолнечного масла; ацетилсалициловой кислоты – было установлено, что степень схожести спектров разных веществ (мерой схожести выступал коэффициент корреляции Пирсона) может достигать 0,9.

Для повышения селективности спектров рассеяния было применено интегральное преобразование Крамерса-Кронига (К-К), позволяющее пересчитать спектр рассеяния вещества в некоторый аналог спектра пропускания [4].

В общем случае коэффициент рассеяния  $r$  является величиной комплексной и связан со спектральными коэффициентами преломления –  $n$ , и экстинкции –  $k$  [5]

$$r(\nu) = \frac{(n-1) + ik}{(n+1) + ik} = \eta e^{i\varphi}. \quad (1)$$

Регистрируемый в эксперименте спектр рассеяния  $R(\nu)$  дает нам только действительную часть коэффициента рассеяния  $\eta$

$$R(\nu) = \left| \frac{E_{refl}}{E_{incid}} \right|^2 = \eta^2(\nu). \quad (2)$$

Интегральное К-К преобразование позволяют связать фазовый угол  $\phi$  и действительную часть  $\eta$  коэффициента рассеяния

$$\ln[\eta(\nu)] = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\nu' \phi(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu',$$

$$\phi(\nu) = -\frac{2\nu}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\ln[\eta(\nu')]}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu'. \quad (3, 4)$$

Тогда из выражения (1) с учетом соотношений (2), (3) и (4) можно выразить коэффициент экстинкции  $k$  как функцию регистрируемого спектра рассеяния  $R(\nu)$  и фазового угла, являющегося, также, функцией  $R(\nu)$

$$k(\nu) = \frac{2\sqrt{R(\nu)} \sin \phi(\nu)}{1 + R(\nu) - 2\sqrt{R(\nu)} \cos \phi(\nu)} \quad (5)$$

Спектральный коэффициент пропускания вещества  $\tau$  связан с коэффициентом экстинкции как

$$\tau(\nu) = \exp(-k(\nu)) \quad (6)$$

Таким образом, при помощи К-К преобразования можно выполнить преобразование спектра рассеяния вещества в спектр пропускания. На рис. 3 приведен пример численного преобразования спектров для диэтилфталата. Положение многих характерных линий в спектре с К-К преобразованием (рисунок 3б(1)) совпадает с положением линий в реальном спектре пропускания (рис. 3б(2)).

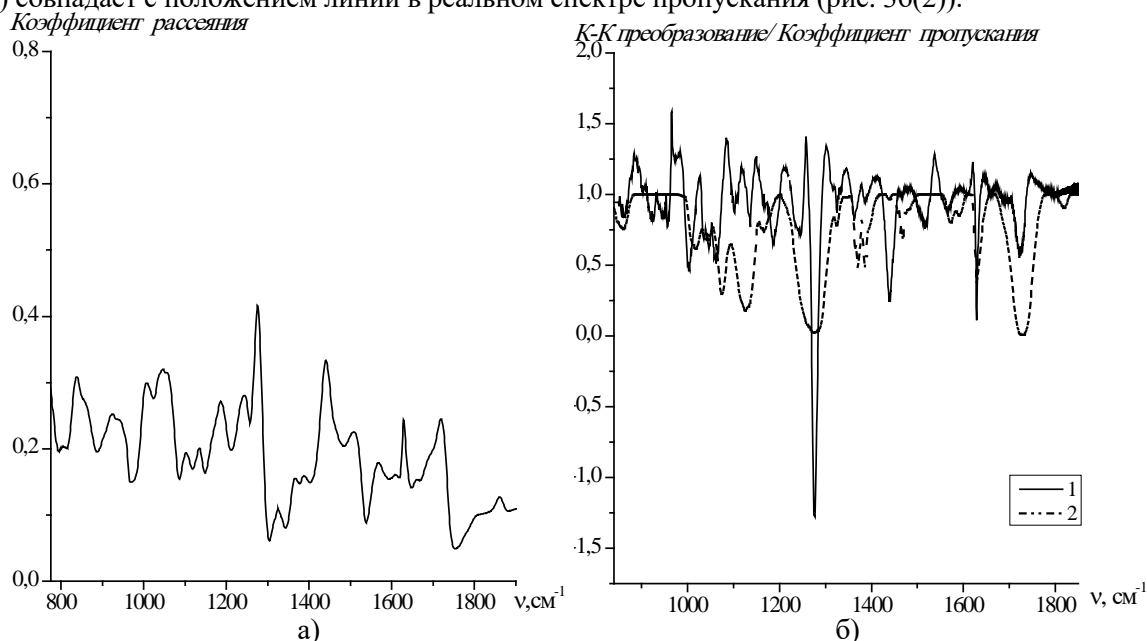


Рис. 3. Спектры диэтилфталата: а) экспериментальный спектр рассеяния; б) 1 – спектр рассеяния после К-К-преобразования, 2 – спектр пропускания.

После применения к тестовым веществам К-К преобразования коэффициент корреляции между их спектрами снизился до величины порядка 0,4-0,5.

Помимо повышения селективности спектров рассеяния, К-К преобразование также дает выигрыш при идентификации веществ по базе данных. Применение К-К преобразования к экспериментальному и эталонному спектрам позволяет повысить степень их схожести (см. рис. 4).

В рамках лабораторных экспериментов изучались возможности идентификации веществ по спектрам рассеяния с использованием и без использования К-К преобразования. В основу алгоритма идентификации положен метод последовательного сравнения зарегистрированного спектра с базой данных. Если значение меры схожести (в данном случае коэффициента Пирсона) спектров превышает некоторое пороговое значение, то вещество считается идентифицированным. При расчете коэффициента Пирсона учитывается весовая функция  $W$ , представляющая собой спектр рассеяния золотой пластины, нормированный на свой максимум.

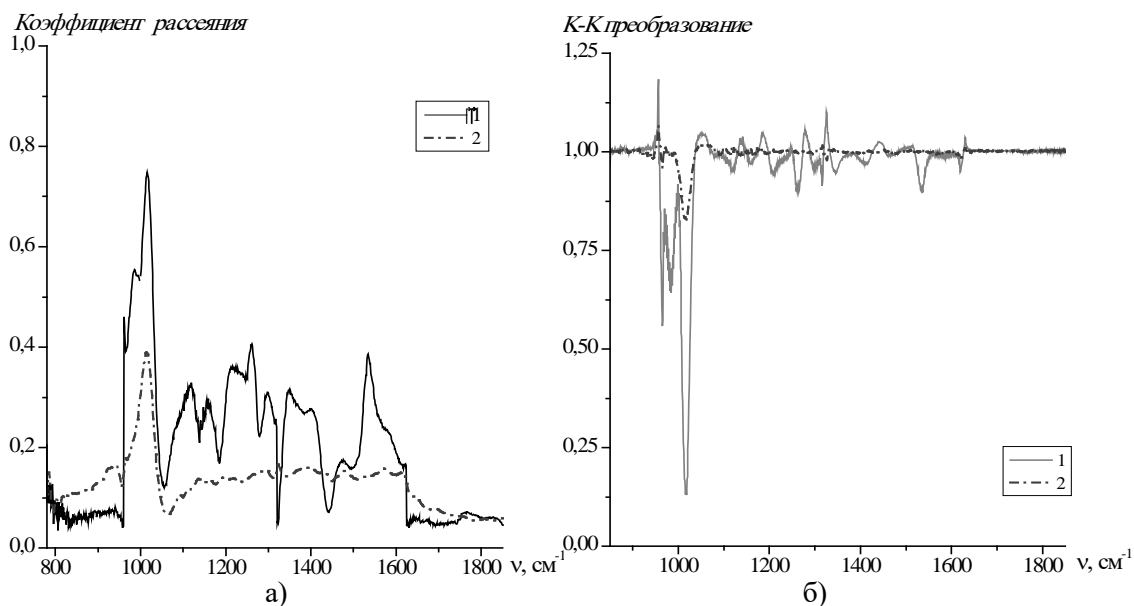


Рис. 4. Идентификация димексида по базе данных:

а) без К-К преобр.: 1 – экспериментальный спектр; 2 – спектр из базы данных. Корреляция 0,08  
 б) с К-К преобр.: 1 – экспериментальный спектр; 2 – спектр из базы данных. Корреляция 0,88.

Итоговая формула для меры схожести спектров имеет вид:

$$korr = \frac{W \times \sum_i (R_{\text{эксн}} - \overline{R_{\text{эксн}}})(R_{\text{бд}} - \overline{R_{\text{бд}}})}{\sqrt{\sum_i (R_{\text{эксн}} - \overline{R_{\text{эксн}}})^2 (R_{\text{бд}} - \overline{R_{\text{бд}}})^2 \times W^2}}, \quad (7)$$

где  $W$  – весовая функция,  $R_{\text{эксн}}$  – экспериментальный спектр рассеяния,  $R_{\text{бд}}$  – спектр из базы данных. Далее в таблице 1 приводятся результаты сопоставительного эксперимента по идентификации 10 тестовых веществ. 6 веществ находились в твердом агрегатном состоянии, 4 – в жидком. Для каждого вещества идентифицировалось 8 проб.

Таблица 1. Идентификация тестовых веществ

С К-К преобразованием		Без К-К преобразования	
Тестовые вещества	Доля успешных идентификаций, %	Тестовые вещества	Доля успешных идентификаций, %
Жидкие	75	Жидкие	40
Твердые	80	Твердые	100

При исследовании веществ по рассеянному излучению наибольшую сложность составляет идентификация жидких образцов. Использование К-К преобразования позволяет повысить вероятность правильного обнаружения жидкости почти в два раза. Отрицательный эффект К-К преобразование оказывает на идентификацию веществ, спектры которых имеют характерные линии вблизи границы рабочего диапазона частот (твердые вещества лактоза, фруктоза, глюкоза). Характерные линии расчетного спектра пропускания в данном случае становятся слабо выраженными, что приводит к возникновению ошибок при идентификации.

Таким образом, применение интегрального преобразования Крамерса-Кронига при идентификации веществ по рассеянному излучению позволяет преодолеть сложности, связанные с низкой селективностью спектров рассеяния и существенно повышает вероятность успешного распознавания жидких образцов.

### Литература

1. Petros Kotidis; Erik R. Deutsch; Anish Goyal. Standoff detection of chemical and biological threats using miniature widely tunable QCLs//Proceedings Volume 9467, Micro- and Nanotechnology Sensors, Systems, and Applications VII; 94672S (2015); DOI: 10.1117/12.2178169
2. Samsonov D.A., Tabalina A.S., Fufurin I.L. QCL spectroscopy combined with the least squares method for substance analysis//IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 918 (2017) 012034 DOI:10.1088/1742-6596/918/1/012034
3. Самсонов Д.А., Табалина А.С., Фуфурин И.Л. Метод регистрации и анализа спектров, полученных с использованием инфракрасного квантово-каскадного лазера // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2018. № 4. С. 103–114. DOI: 10.18698/1812-3368-2018-4-103-114
4. V. Lucarini J.J. Saarinen K.-E. Peiponen E.M. Vartiainen, *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*, Springer-Verlag, 2005, doi:10.1007/b138913.
5. B. Napke. *Theory of reflectance and Emittance Spectroscopy*. Cambridge University Press. 2012. 508

## TECHNIQUE OF SUBSTANCES IDENTIFICATION BY SCATTERING SPECTRA, ACQUIRED BY QUANTUM CASCADE LASER (QCL)

A.N. Morozov, I.L. Fufurin, and A.S. Tabalina

Physics Department of Bauman Moscow State Technical University, Moscow  
ast\_295@mail.ru

In this article, substances identification technique by infrared (IR) scattering spectra acquired by quantum cascade laser (QCL) was described. Application Kramers-Kronig integral transform (K-K) to the experimental spectra allows recalculate the scattering spectrum into the transmission spectrum. In this paper, the influence of the K-K transform on the selectivity of scattering spectra and the possibilities of substances identification were considered. The results of the identification of liquid and solid samples «with» and «without» K-K transform were compared.



## ИЗМЕРЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ОПТОАКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

*С.Н.С., к.ф.-м.н. Ломоносов, А.М.<sup>1,2</sup>, м.н.с. Пупырёв П.Д.<sup>1,2</sup>,  
С.Н.С., к.т.н., доц. Титов С.А.<sup>1,3</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н., Зинин П.В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А. М. Прохорова

<sup>3</sup>Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН

zosimpvz@mail.ru

Разработана высокочастотная установка лазерного ультразвука, позволяющая измерять алмазоподобные пленки с толщинами от 10 нм. Установку лазерного ультразвука позволяет проводить измерения в наносекундном диапазоне. Установка предназначена также для определения геометрических и структурных особенностей тонких пленок на подложках, и в будущем будет способна измерять толщину микронных и субмикронных пленок, выявлять субмикронные дефекты, измерять размеры зерен.

**Ключевые слова:** лазерный ультразвук, сверхтвердые материалы, поликристаллический алмаз, борсодержащие гетероалмазы, упругие модули

### Введение

Широкое внедрение тонких пленок и тонкопленочных покрытий в различных направлениях современной техники потребовало разработки методов неразрушающего контроля высокого разрешения для характеристики подобных объектов. Одним из перспективных направлений являются оптоакустические методики (лазерный ультразвук), основанные на возбуждении импульсами лазерного излучения зондирующих импульсов высокочастотного ультразвука. Ультразвуковые импульсы взаимодействуют с элементами структуры образца, порождая вторичное излучение - отраженное, прошедшее и рассеянное. Импульсы вторичного излучения регистрируются либо обычными приемниками ультразвука, либо методами лазерной интерферометрии, при которой детектируются упругие колебания на границах образца. Лазерный ультразвук используется как для визуализации объемной микроструктуры исследуемого объекта, так и для измерения звуковых скоростей и упругих модулей материалов. Визуализация обеспечивается поточечным сканированием возбуждающего оптического луча по поверхности образца;

данные о скоростях получаются путем измерения временных интервалов (времени задержки) между возбуждающим импульсом и сигналами, генерируемыми вторичным излучением. Оптоакустические методики включают в себя преимущества ультразвуковых методов исследования и визуализации (исследование непрозрачных материалов, прямые измерения упругих свойств и т.д.) и гибкость оптических систем. Безусловными достоинствами оптоакустических методов являются дистанционность, безконтактность, т.е. отсутствие необходимости в контактной среде (иммерсии) и применимость к объектам со сложной геометрией поверхности.

Метод лазерного ультразвука развивается в течение более 25 лет с середины 80-ых годов и используется в качестве средства визуализации, неразрушающего контроля и упругих измерений. К настоящему времени техника лазерного ультразвука с применением импульсов длительностью 10÷50 нс вошла в число основных методов для наблюдения и неразрушающей оценки субмиллиметровых дефектов (100 мкм и более) в непрозрачных изделиях (металлы, полимеры, армированные пластики и т.д.). Лазерные ультразвуковые системы с наносекундными импульсами и сферической/цилиндрической фокусирующими системами используются для измерения величины и характера анизотропии скоростей поверхностных акустических волн в материалах и скоростей волноводных мод в слоистых системах. В этой же области ультразвуковых частот лазерный ультразвук используется для измерения и контроля толщины пленок и покрытий.

Цель данной работы установка для изучения локальных характеристик и структуры тонких пленок методами лазерного возбуждения и регистрации гиперзвуковых импульсов. Предложение включает в себя развитие методов количественной характеристики и неразрушающего контроля тонких пленок.

### 1. Установка лазерного ультразвука

Наш метод использует особенности распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) в структурах типа подложка – тонкая пленка (одна или несколько). Все параметры подложки, влияющие на распространение ПАВ предполагаются известными, причем с хорошей точностью. Ее толщина должна значительно превосходить наибольшую длину волны используемых ПАВ: в этом случае влиянием толщины можно пренебречь, и рассматривать систему пленка-полупространство. Характерные толщины подложек в наших экспериментах 0.5 – 3 мм. Распространение ПАВ в полупространстве (без пленки) является бездисперсионным, т.е. все частоты и длины волн имеют одну и ту же фазовую скорость. Это объясняется отсутствием какого-либо пространственного масштаба в такой системе. ПАВ в полупространстве представляет собой суперпозицию собственных мод среды (в изотропной среде это просто продольные и поперечные волны), подобранную таким образом, что она удовлетворяет свободным граничным условиям на поверхности, и затухает с удалением вглубь от поверхности. Добавив к полупространству дополнительный слой, вводим в систему пространственный масштаб – толщину этого слоя. Это приводит к тому, что фазовая скорость становится зависимой от соотношения длины волны и толщины пленки, т.е. в такой системе ПАВ обладают дисперсией фазовой скорости [1]. В низкочастотном пределе влияние пленки незначительно, и скорость ПАВ практически равна скорости ПАВ в подложке. Высокочастотный предел ПАВ распространяется преимущественно в пленке со скоростью ПАВ в материале пленки. Форма зависимости скорости  $V(f)$  от частоты  $f$  определяется (в изотропном случае) четырьмя параметрами пленки: толщиной, плотностью и двумя модулями упругости. Зависимость  $V(f)$  может быть вычислена точно решением граничной задачи для системы слой-полупространство. Метод измерения параметров пленки [2, 3] основан на приближении вычисленной  $V(f)$  к кривой дисперсии, измеренной экспериментально. Для регистрации импульса ПАВ использовалось излучение непрерывного лазера с длиной волны 532 нм, также сфокусированное на поверхности.

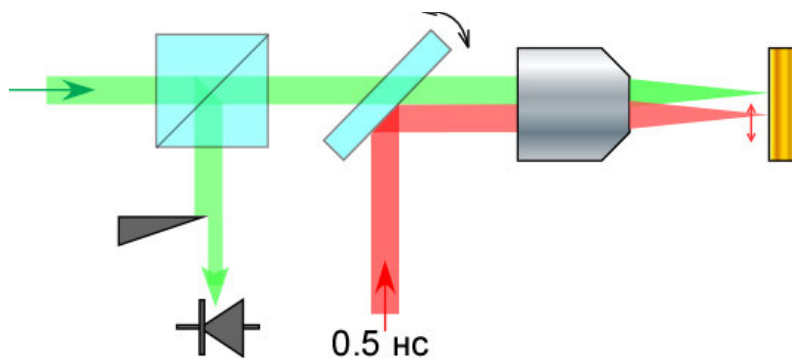


Рис. 1. Схема эксперимента по измерению дисперсионной кривой.

### 2. Результаты

Для измерения дисперсионной кривой была построена установка, упрощенная схема которой показана на рис. 1. Луч импульсного лазера с длиной волны 1.064 мкм и длительностью 0.5 нс (показан на рис. 1. красным) фокусировался на поверхность образца и использовался для термоупругой генерации короткого импульса ПАВ. Положение фокуса на поверхности можно изменять с помощью поворотного ди-



хроичного зеркала. Отражение пробного луча проходило через фокусирующую систему в обратном направлении и направлялось на фотодиод. Половина луча была перекрыта пространственной маской, как показано на рис. 1. Прохождение ПАВ через фокус пробного луча вызывало отклонение его отражения, перемещение луча на пространственном фильтре, и соответственно изменяло количество света падающего на фотодиод. В результате получался сигнал, пропорциональный изменению наклона поверхности, как показано на рис. 2 для случая алмазной пленки на поверхности кремния

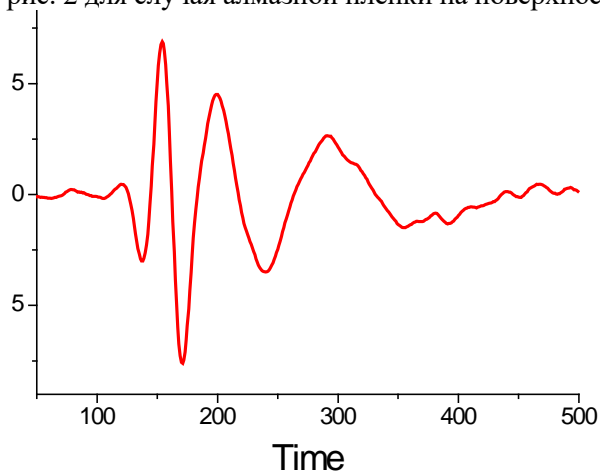


Рис. 2. Сигнал при прохождении короткого импульса ПАВ по структуре алмазная пленка – кремний.

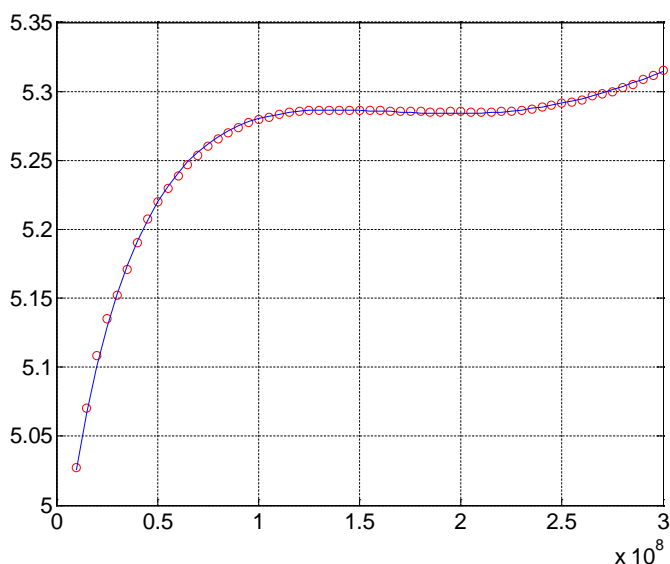


Рис. 3. Дисперсионные кривые для 1.5 микронной алмазной пленки на кремнии: эксперимент (красные кружки) в сравнении с теоретической кривой (синяя линия).

Здесь хорошо видна частотная дисперсия: высокие частоты имеют более высокую скорость, и приходят раньше низких частот. Затем луч импульсного лазера перемещался по поверхности на 5 микрон, увеличивая дистанцию пробега, и таким образом регистрировались сигналы для нескольких десятков дистанций с одинаковым шагом. Далее, для каждой Фурье-компоненты сигнала строилась зависимость фазы от расстояния, которая определяет фазовую скорость на данной частоте

$$\phi(x) = \frac{\omega}{V(\omega)} x.$$

Полученная таким образом дисперсионная кривая для алмазной пленке на кремнии имеет вид изображенный на рис. 3 красными окружностями.

Теоретическая кривая была максимально приближена к измерению путем варьирования трех параметров: толщины  $h$ , плотности  $\rho$  и модуля Юнга  $E$ . Определенные таким образом параметры составляли  $E = 768$  ГПа,  $\rho = 3.28$  г/см<sup>3</sup> и  $h = 1.75$  мкм, что дает оценку качеству нанесенной пленки. В заключение отметим, что данный метод позволяет работать с несколькими слоями [3, 4]. Количество неизвестных материальных параметров при этом остается ограниченным. Использование анизотропных подложек дает существенное преимущество, так каккратно увеличивают соотношение количества известных и неизвестных параметров при измерениях в нескольких направлениях. В целом метод дает прекрасное совпадение измерений и расчетов, что демонстрирует рис.3.

Исследование профинансировано грантом Российского Научного Фонда (РНФ 17-12-01535). Исследования, представленные в докладе, проведены с помощью Уникальной научной установки "Лазерный нагрев в ячейках высокого давления" Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [<http://ckp-rf.ru/usu/507563/>]

### Выводы

Разработана высокочастотная установка лазерного ультразвука, позволяющая измерять алмазоподобные пленки с толщинами от 10 нм. Установку лазерного ультразвука позволяет проводить измерения в наносекундном диапазоне. Установка предназначена также для определения геометрических и структурных особенностей тонких пленок на подложках, и в будущем будет способна измерять толщину микронных и субмикронных пленок, выявлять субмикронные дефекты, измерять размеры зерен.

### Литература

1. Peter Hess, Alexey M. Lomonosov, Andreas P. Mayer, Laser-based linear and nonlinear guided elastic waves at surfaces (2D) and wedges (1D), *Ultrasonics* 54 (2014) 39–55.
2. M. Knapp, A. M. Lomonosov, P. Warkentin, P. M. Jager, W. Ruile, H.-P. Kirschner, M. Honal, I. Bleyl, A. P. Mayer, and L. M. Reindl, Accurate Characterization of SiO<sub>2</sub> Thin Films Using Surface Acoustic Waves, *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol. 62, no. 4, pp. 736-743 (2015).
3. A. Bennis, A. M. Lomonosov, Zh. Shen, and P. Hess "Laser-based measurement of elastic and mechanical properties of layered polycrystalline silicon structures with projection masks" *APPLIED PHYSICS LETTERS* 88, 101915 (2006).
4. Z. H. Shen, A. M. Lomonosov, P. Hess, M. Fischer, S. Gsell, and M. Schreck "Multimode photoacoustic method for the evaluation of mechanical properties of heteroepitaxial diamond layers", *J. Appl. Phys.* 108, 083524 (2010).

## MEASUREMENT OF MECHANICAL PARAMETERS OF THIN FILMS BY OPTOACOUSTIC METHOD

Senior Researcher Lomonosov A.M.<sup>1,2</sup>, Assistant Researcher Pupirev P.D.<sup>1,2</sup>, Senior Researcher, PhD, Prof. Associate Titov S.A.<sup>1,3</sup>, Leading Researcher, PhD, Zinin P.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>Phohorov General Physics Institute, RAS

<sup>3</sup>Emanuel Institute of Biochemical Physics, RAS

zosimpvz@mail.ru

A high-frequency set-up of laser ultrasound has been developed to measure diamond-like films with a thickness of 10 nm. The set-up allows measurements in the nanosecond range. The system is also designed to determine the geometric and structural features of thin films on substrates, and in the future will be able to measure the thickness of micron and submicron films, to identify submicron defects, to measure grain sizes..

**Keywords:** laser ultrasonics, superhard materials, polycrystalline diamond, boron-containing hetero-diamonds, elastic moduli



# УЛЬТРАЗВУКОВАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ТОЧЕЧНЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ В СРЕДЕ С НЕИЗВЕСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ

С.Н.С., К.Т.Н., доц. Титов С.А.<sup>1,2</sup>, В.Н.С., к.ф.-м.н. Зинин П.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН

sergetitov@mail.ru

Рассмотрена проблема фокусировки при ультразвуковой визуализации структурно-механических неоднородностей в средах с априори неизвестными параметрами. Предложен алгоритм обработки пространственно-временного сигнала, рассеянного точечным отражателем, в результате которой возможно определение скорости звука в среде и положения отражателя.

**Ключевые слова:** ультразвуковая визуализация, скорость звука, пространственно-временной сигнал, фокусировка

## Введение

При ультразвуковой визуализации часто возникает необходимость осуществлять фокусировку в среде с неизвестной скоростью звука [1]. Известны методы [2-4], позволяющие определять скорость, если среда представлена слоем, и в ультразвуковых сигналах присутствуют отражения от двух границ слоя. В данной работе рассмотрен случай, когда среда является полубесконечной и в ней имеются отдельные точечные отражатели.

## 1. Теоретическое обоснование метода

Рассмотрим конфокальную систему ультразвуковой визуализации с механическим сканированием. В подавляющем большинстве случаев в таких устройствах используется одиночный фокусирующий ультразвуковой преобразователь 1 (рис. 1), излучающий в импульсном режиме широкополосные ультразвуковые волны и принимающий рассеянные исследуемым объектом волны. Для построения изображений производится регистрация принимаемых откликов в зависимости от положения преобразователя.

Пусть в среде 3 с неизвестной скоростью звука располагается отражатель О на расстоянии  $d$  от границы раздела с иммерсионной жидкостью 2. Пусть также геометрический фокус преобразователя  $F$  располагается на глубине  $z$ , а расстояние от оси преобразователя до отражателя равно  $r$ . За счет преломления волн на границе раздела твердое тело – иммерсионная жидкость фокус смещается в точку А, расстояние до которой в параксиальном приближении равно [1,2]

$$z_f = z \frac{C_w}{C}, \quad (1)$$

где  $C_w$ ,  $C$  – скорости ультразвука в иммерсионной жидкости и образце, соответственно. Если отражатель лежит глубже, чем фокус А,  $d > z_f$ , то до него доходит только луч  $A_1A_2O$ , испытывающий преломление на поверхности в точке  $A_2$  и проходящий через точку А (рис. 1(а)). Из всех лучей, рассеянных отражателем в разные стороны, преобразователем эффективно принимается только луч, также прошедший через точку А. Если отражатель располагается ближе к поверхности, чем фокус А, то  $d < z_f$ , то ход падающего и принимаемого лучей имеет аналогичный вид, показанный на рис. 1(б).

Время распространения волны вдоль акустической оси до точки фокуса А складывается из времени распространения от преобразователя до поверхности и от поверхности до фокуса

$$t_A = \frac{F-z}{C_w} + \frac{z_f}{C}. \quad (2)$$

Так как точка А является фокусом, то задержки волн вдоль всех лучей, проходящих через А, имеют ту же величину. Задержка волны, принятой от отражателя О, относительно волны, отраженной от поверхности раздела сред, равна

$$t_L(r) = \frac{z_f}{C} \pm \frac{\sqrt{r^2 + (d - z_f)^2}}{C}, \quad (3)$$

причем знаки «+» и «-» перед вторым слагаемым соответствует случаям  $d > z_f$  и  $d < z_f$ , соответственно. Осуществляя подстановку (1) в (3), относительную задержку можно получить в виде

$$t_L(r) = C^{-2} \left( zC_w \pm \sqrt{C^2 r^2 + (dC - zC_w)^2} \right). \quad (4)$$

Таким образом, предлагаемый метод измерения положения отражателя и скорости звука в исследуемой среде по регистрируемому пространственно-временному сигналу конфокальной ультразвуковой системы визуализации заключается в определении относительной задержки (4) в зависимости от поперечной координаты  $r$  и нахождении путем нелинейного оценивания искомых  $d$  и  $C$  при известных величинах  $z$  и  $C_w$ .

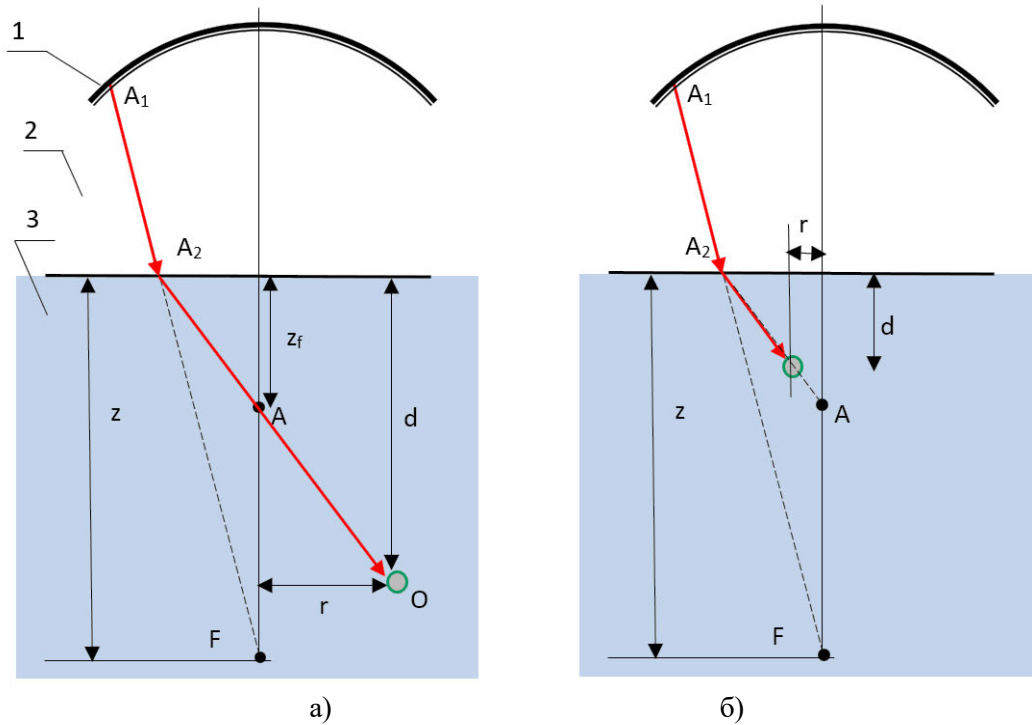


Рис. 1. Распространение волн при  $d > z_f$  (а) и  $d < z_f$  (б).

## 2. Экспериментальное исследование

Экспериментальная апробация предлагаемого метода выполнялась с помощью устройства, в состав которого входил сфокусированный преобразователь с центральной частотой 50 МГц и относительной полосой частот примерно 70%. Фокусное расстояние преобразователя и его половинная угловая апертура составляли  $F=15$  мм и  $12^\circ$ , соответственно. В качестве иммерсионной среды использовалась вода, скорость звука в которой равна  $C_w=1485$  м/с.

Тестовым образцом служила пластинка из алюминия, в которой с нижней стороны было проделано коническое отверстие с малым углом при вершине ( $<5^\circ$ ) и радиусом закругления примерно 30 мкм. Расстояние от верхней поверхности пластинки до вершины полости было равно  $1.0 \pm 0.05$  мм.

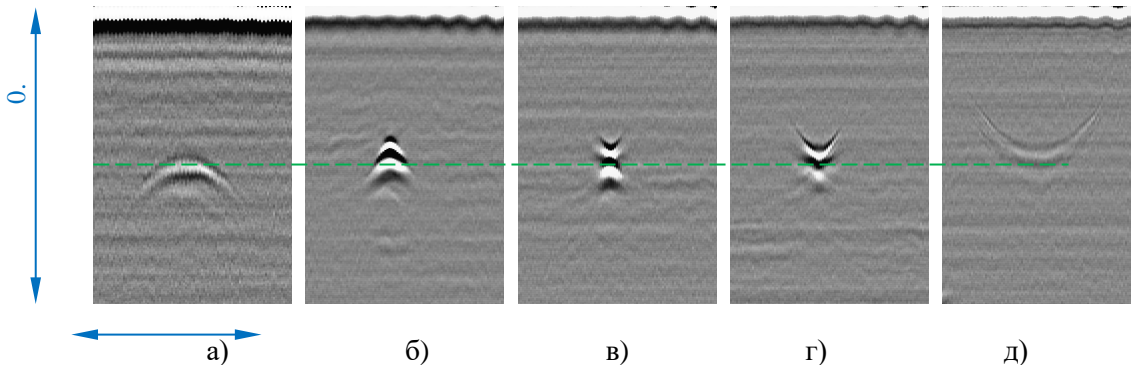


Рис. 2. Сигналы  $s(r,t)$  при положениях фокуса  $z=-1.84, 2.88, 4.74, 6.02, 10.46$  мм для случаев (а)–(д), соответственно.

Пространственно–временные сигналы  $s(r,t)$ , записанные при различных положениях фокуса  $z$ , показаны на рис. 2. Для сигнала, представленного на рис. 2 (в), фокус внутри алюминия после преломления на поверхности раздела располагается в соответствии с (1) на глубине  $z \approx 1.13$  мм. Таким образом, в этом случае изображение полости является практически сфокусированным. Для случаев (а), (б) фокус лежит выше отражателя, а для (г), (д) – ниже него, причем выпуклости откликов направлены в разные стороны, как и следовало ожидать из выражений (3), (4).

## 3. Обработка данных и обсуждение результатов

Для определения скорости звука в материале  $C$  и глубины  $d$  проводилось измерение задержки  $t_L(r)$  в зависимости от пространственной координаты. В качестве примера на рис. 3 приведен результат измерения задержки, выполненный для данных, показанных на рис. 2(д). Временное положение ультразвуковых откликов определялось по точкам пересечения сигналом нулевого уровня.

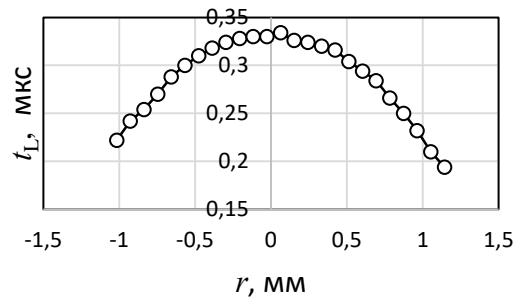


Рис. 3. Относительная задержка  $t_L(r)$ .

Полученные экспериментальные зависимости аппроксимировались полиномом второй степени, что позволяет провести параметризацию зависимости и снизить влияние шумов. По зависимости легко определяется минимальная задержка  $\tau_0 = dC^{-1}$ , которая связывает две неизвестные величины. Подстановка этого значения в (4) дает уравнение относительно одной переменной  $C$ , которая может быть найдена методом наименьших квадратов. Для экспериментальных данных, приведенных на рис. 2 и 3, получены значения:  $\tau_0 = 0,166$  мкс,  $C = 6.26$  мм/мкс,  $d = 1.04$  мм. Статистическая обработка результатов показывает, что погрешность измерений составляет примерно 2 и 3 % для скорости и расстояния, соответственно.

### Выводы

Предложена методика определения скорости звука и положения отражателя в исследуемом объеме, основанная на измерении задержки ультразвукового отклика в зависимости от поперечной координаты сканирования. Методика может быть использована при ультразвуковой визуализации в средах с неизвестными параметрами и при интерпретации получаемых изображений.

Работа выполнена по Государственному заданию (тема № 0069-2016-0004).

### Литература

1. Briggs, G.A.D. Acoustic microscopy. New York: Oxford. 2010.
2. Lobkis O.I., Zinin P.V. Acoustic microscopy of spherical objects. Theoretical approach// Wave Motion. Vol. 21. 1995. P. 183-201.
3. Ахиезер Н.И. Лекции по теории аппроксимации. М.-Л. ГИТТЛ, 1947.
4. Титов С.А., Маев Р.Г., Богаченков А.Н. Измерение скорости акустической волны и толщины образца // Письма в ЖТФ. Т. 35. Вып. 22. 2009. С. 8-14.
5. Титов С.А., Левин В.М., Петронюк Ю.С. Обработка пространственно-временного сигнала акустического микроскопа для определения параметров изотропного слоя // Акустич. ж. Т. 63. Вып. 6. 2017. С. 692-699.

## ULTRASONIC VISUALIZATION OF POINT REFLECTORS IN A MEDIUM WITH UNKNOWN PROPERTIES

Senior Researcher, PhD Prof. Associate Titov S.A.<sup>12</sup>, Leading Researcher, PhD Zinin P.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>Emanuel Institute of Biochemical Physics, RAS

sergetitov@mail.ru

The problem of ultrasonic imaging of structural-mechanical inhomogeneities in media with a priori unknown parameters is considered. An algorithm for processing a spatio-temporal signal scattered by a point reflector for determination the sound velocity in the medium and the position of the reflector is proposed.

**Keywords:** ultrasonic imaging, sound velocity, spatio-temporal signal, focusing



# МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ КАЧЕСТВА НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

к.т.н. Науменко И.А., с.н.с., к.ф.-м.н. Кутуза И. Б.<sup>1,2</sup>, с.н.с., к.т.н. Титов С. А.<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Российский новый университет

<sup>3</sup>Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН

Nia\_n@mail.ru

При наличии широкой номенклатуры различных технических средств неразрушающего контроля, развитие методов диагностики материалов значительно отстает от потребностей промышленности в связи с активным появлением на рынке новых материалов.

Рассмотрена возможность применения комплексного метода неразрушающего контроля в задаче диагностики и определения физико-механических свойств оптических материалов, и перспектива их развития.

**Ключевые слова:** методы диагностики эксплуатационных свойств, контроль качества, механические свойства, оптические свойства, ультразвуковая дефектоскопия, модули упругости, аномальная анизотропия аморфных / кристаллических материалов

## Введение

Современная диагностика состояния композиционных, керамических, кристаллических материалов, располагающая большим арсеналом различных физических методов и средств, уже не ограничивается задачами дефектоскопии, но все более широко используется при решении задач определения механических характеристик материалов, причем основное место здесь занимают методы и средства измерения остаточных и рабочих внутренних напряжений. В связи с этим обстоятельством на первый план выходят методы технической диагностики, сочетающие механику разрушений, материаловедения (керамических и кристаллических материалов) и неразрушающего контроля. К таким методам относятся, в первую очередь, методы контроля напряженно-деформированного состояния.

## Область исследуемых свойств материалов

В оптическом приборостроении в зависимости от области технических задач используется широкий спектр оптических материалов. Поэтому «оптическое стекло» в узком смысле этого понятия — это материал, идущий на изготовление деталей оптических систем приборов, отличающийся наивысшими условиями качества по однородности и повторяемости свойств по всему объему тела. Широкое применение находят следующие материалы:

- *оптические ситаллы* - это частично закристаллизованные стекла, получаемые путем регулируемой кристаллизацией стекло-материала при повышенной температуре. По физико-механическим свойствам по сравнению со стеклом имеют повышенную термостойкость, механическую прочность и твердость;
- *кристаллы*, которые используют для решения специфических задач. Преимуществом кристаллов является значительное разнообразие их свойств и эксплуатационных характеристик. Значения показателя преломления и дисперсии, механические, электрические, тепловые и химические свойства у кристаллов изменяются несоизмеримо больше, чем у стекол. Кроме того, кристаллы имеют анизотропию указанных свойств;
- *оптическая керамика (прессованный поликристаллический материал – итран)*. Благодаря микрокристаллической структуре оптическая керамика в отличие от монокристалла механически изотропна и более прочна, в ней нет микротрещин, плоскостей спайности, в то же время она имеет все преимущества кристаллов. Однако коротковолновая граница прозрачности оптической керамики значительно смещена в длинноволновую часть спектра до 1500 – 2000 нм. Это обусловлено большим рассеянием света на зернах основной фазы и включениях второй фазы, когда их размер становится соизмеримым с длиной волны проходящего света.

В связи со схожестью параметров, определяющих свойства конкретного оптического материала: стекла, ситалла, монокристалла и керамики; используют единые методы контроля оптических показателей, что позволяет сопоставлять значения свойств исследуемого материала с показателями свойств материалов того же назначения и корректно выбирать области их применения, методы и режимы обработки.

В соответствии с ГОСТ 23136-93 на оптические материалы к которым относятся: бесцветные и цветные стекла, стекла с особыми оптическими свойствами, кристаллы, поликристаллические и стеклокристаллические материалы, установлены основные параметры, характеризующие их качество и основные свойства, которые в свою очередь зависят от технологии их получения и способов обработки.

С целью установления природы материала и определения области его применения, по случайной выборке была проведена характеристика образцов, которые заявлены производителем как «наноситалы».

#### Формализация исследовательской задачи:

Определить класс материала, (согласно терминам, установленным ГОСТ 23136-93) - цветное стекло, стеклокристаллический материал, кристалл, по набору характерных признаков, используя доступную базу нормативных методов контроля.

Аналогичная задача возникает при проведении приемочного контроля партии продукции при смене/выборе поставщика.

#### Методика эксперимента

Ниже приведена поэтапная процедура исследования случайной выборки, которые производитель заявляет, как «наноситалы». Объекты исследования представлены на рис. 1.



Образец 1    Образец 2    Образец 3    Образец 4    Образец 5    Образец 6    Образец 7

Рис. 1. Исследуемые образцы.

### 1. Ультразвуковая характеристика образцов и определение модулей упругости

Определение упругих параметров исследуемых образцов проводилось в несколько этапов.

В точках образцов, подлежащих ультразвуковой характеристике, выполнялось измерение их толщины  $d$  с помощью индикатора часового типа с ценой деления 1 мкм. Плотность образцов  $\rho$  измерялась методом гидростатического взвешивания. Результаты измерений представлены в табл. 1.

Для измерения скорости продольной волны  $C_L$  применялся стандартный эхо-импульсный метод [1]. Использовался плоский высокочастотный широкополосный преобразователь с центральной частотой 20 МГц и диаметром элемента 3 мм. На рис. 2(а) в качестве примера показан ультразвуковой сигнал, записанный для образца № 1. Первый импульс А производится отражением зондирующей ультразвуковой волны от передней поверхности образца, последующие импульсы В генерируются волнами, испытанными последовательным прохождением через образец и отражением от его задней поверхности. Скорость вычислялась по формуле

$$C_L = \frac{T}{2d} \quad (1)$$

где  $T$  – период повторения ревербирующих импульсов В.

В связи с тем, что толщина образца в зоне измерения известна, такой метод может обеспечивать высокую точность. Однако при нормальном падении невозможно измерить скорость поперечной волны. Поэтому скорость поперечной волны  $C_T$  измерялась с помощью сфокусированного высокочастотного преобразователя и методики, описанной в [2,3]. Центральная частота преобразователя составляла 50 МГц, его фокусное расстояние и угловая апертура были равны 15 мм и  $12^\circ$ , соответственно. На рис. 2(б) представлен пример сигнала, записанного в этом режиме.

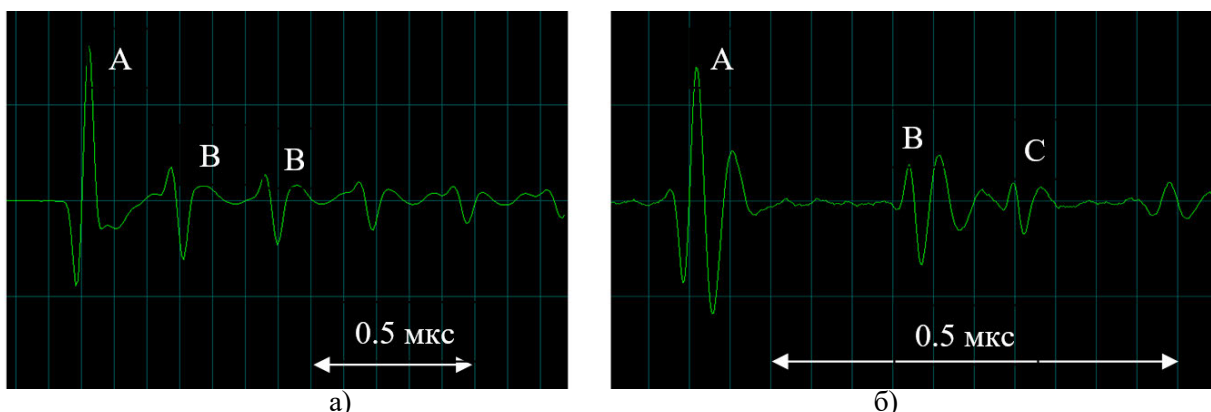


Рис. 2. Ультразвуковые сигналы, записанные для образца №1 плоским (а) и сфокусированным (б) преобразователями.

На этой осциллограмме импульс А производится отражением от поверхности раздела образец-immersионная жидкость, импульс В соответствует отражению от задней поверхности образца продольной волны, а импульс С образуется смешанной продольно-поперечной модой, в которой волна распространяется через образец в одном направлении виде продольной волны, а в другом в виде поперечной.



По задержке  $T_1$  импульса В относительно А и по задержке  $T_2$  импульса С относительно А можно рассчитать скорость поперечной волны.

$$C_T = \frac{T_2 - 0.5T_1}{d} \quad (2)$$

Наконец рассчитываются модуль сдвига  $G$ , модуль объемного сжатия  $K$ , модуль упругости Юнга  $E$  и коэффициент поперечной деформации  $\mu$

$$G = \rho C_T^2, \quad K = \rho \left( C_L^2 - \frac{4}{3} C_T^2 \right), \quad E = \frac{9KG}{3K + G}, \quad \mu = E/2G - 1. \quad (3)$$

Коэффициент  $\mu$  зависит от природы материала, имеет важное значение при определении упругих свойств. Упругие свойства изотропного материала полностью характеризуются коэффициентом  $\mu$  и модулем  $E$ .

Результаты измерений и расчетов представлены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты измерений

Образец	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	скорость продольной волны $C_L$ , м/с	скорость поперечной волны $C_T$ , м/с	Модуль Юнга $E$ , ГПа	Модуль сдвига $G$ , ГПа	Коэффициент $\mu$
1	4060	6290±80	3310±80	125	45	0,39
2	3950	6660±140	3520±60	138	49	0,41
3	3510	7080±120	3780±120	141	50	0,41
4	3400	7220±140	3850±100	142	50	0,42
5	3340	7950±60	4280±60	172	61	0,41
6	4000	6750±140	3530±60	140	50	0,40
7	н/д <sup>*)</sup>	12000	н/д	н/д	н/д	н/д

\*) Н/д - нет данных. Образец №7 был исключен из выборки по результатам измерения  $C_L$ , т.к. предполагалось наличие трещины.

\*\*) Для изотропных материалов  $-1 \leq \mu \leq 0,5$ ;  $\mu_{\text{кварцевого стекла}} = 0,17$ ;  $\mu_{\text{стекла}} = 0,25$ ;  $\mu_{\text{органического стекла}} = 0,35$ .

\*\*\*) Дисперсия скорости  $C_L$  и  $C_T$  (табл. 1) имеет место в многофазных средах из-за явлений неупругого поглощения энергии.

## 2. Характеризация оптических показателей случайной выборки

### 2.1. Определение двойного лучепреломления

Термоупругие напряжения приводят к появлению анизотропии материала и изменению состояния поляризованного света. Поэтому для качественной оценки напряженного состояния исследуемых образцов использовался *поляризационно-оптический метод*, сущность которого основана на использовании свойств поляризованного света [4]. Свет, проходя от источника через поляризатор, приобретает линейную поляризацию, а затем в случае попадания в анизотропную среду становится эллиптически поляризованным. Такой свет обычно представляется двумя компонентами, обыкновенным и необыкновенным лучами, которые вследствие различия в показателях преломления распространяются в образце с разной скоростью, что приводит к возникновению между ними разности хода  $\Omega$ . Компенсационная пластина создает дополнительную разность хода  $\lambda/4$ , на выходе из неё получают линейно-поляризованный свет. С помощью анализатора, вращая его вокруг оптической оси прибора, определяют угол поворота плоскости поляризации. При этом по вычисленной величине  $\Omega$  определяют значение разности главных нормальных напряжений  $\sigma_1 - \sigma_2$ , действующих во взаимно перпендикулярных направлениях элементарной площадки. По величине найденной разности хода на единицу длины  $\Omega/l$  (с учетом коэффициента оптического напряжения стекла –  $B$ , если известна марка стекла) устанавливают категорию стекла по двойному лучепреломлению в соответствии с [5, 6].

Образцы №1-7 просматривались в положении «темного поля», при повороте образца наблюдалось бликование как *частичное* погасание/просветление отдельных участков, такой характер проявления свойственен *изотропным* материалам, имеющим *аномальное двупреломление*. Аномальное двупреломление наблюдается в минералах кубической сингонии и в стеклах вследствие наличия в них упругих внутренних напряжений, возникающих из-за минеральных включений, пластической деформации, неравномерного распределения примесей. Для уточнения проводилось дополнительное тестирование образцов в положении «светлое-темное» поле, что подтвердило изотропный оптический характер всех образцов. Результаты оценки образцов приведены в табл. 2.

**2.2. Для определения численных значений показателей преломления  $n$**  использовался *рефрактометрический метод*, согласно методике [7]. Устройство рефрактометра основано на явлении полного внутреннего отражения при прохождении луча из среды с большим показателем преломления на границе двух сред (одна – стеклянная призма, другая – анализируемый образец) или на положении предельного луча на границе светотени. Источник излучения обеспечивает работу при  $\lambda = 589,3$  нм (жёлтая спектральная D-линия натрия), иммерсионная контактная жидкость выбрана с показателем преломления 1,80.



Данный метод применяется, при наличии на образцах плоской полированной поверхности, определяет количественные значения показателя преломления, величину максимального двупреломления, оптический характер и оптический знак у анизотропных минералов; позволяет подтвердить является ли материал аномально изотропным или анизотропным, если это не было установлено при помощи полярископа.

При проведении измерений на полированных образцах № 1-7, граница темной-светлой области определялась в трех положениях образца, так как в случае раздвоения границы темной-светлой области при повороте поляроида на окуляре рефрактометра, образец следует относить к анизотропным, у изотропных материалов  $n = const$ . В связи с тем, что у исследуемых образцов неоднородность показателя преломления не регистрируются в пределах чувствительности прибора, применяемого для оптических материалов категории 4-5, то предельные отклонения показателя преломления можно отнести к 3 – 4 категории. Результаты измерений приведены в табл. 2.

### 2.3. Дополнительные исследования

Категория пузырьности, бессвильности оптического стекла определяется *проекционным методом* и по контрольным образцам в соответствии с [6]. При просмотре в проходящем свете полированных образцов №1 - №6 в микроскоп, при 10х увеличении, наблюдались мелкие множественные рассеянные пузырьки; в образце №7 газовые пузырьки были заметны при увеличении 70х; ранее предполагаемое наличие трещины не подтвердилось. Неоднородность окраски, согласно [8], определяется визуально по контрольным образцам или измерением на спектрофотометре. Неоднородность окраски исследуемых образцов определялась визуально.

Плотность  $\rho$  образца №7 измерялась методом гидростатического взвешивания,  $\rho = 3670 \text{ кг/м}^3$ . При облучении УФ светом у образца №7 наблюдалась характерная сильная люминесценция (при  $\lambda = 254 \text{ нм}$  - голубовато-фиолетовая; при  $\lambda = 365 \text{ нм}$  - пурпурно-красная).

*Таблица 2. Результаты измерений*

Образец №	1	2	3	4	5	6	7
Оптический характер, осьность, знак	Изотропный, наблюдается аномальное двупреломление						
Показатель преломления	1,689 ( $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ )	1,689 ( $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ )	1,689 ( $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ )	1,689 ( $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ )	1,689 ( $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ )	1,689 ( $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ )	1,728 ( $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ )
Максимальное двупреломление	-	-	-	-	-	-	-
Плеохроизм	-	-	-	-	-	-	-
Внутренние особенности	Мелкие, рассеянные пузырьки, неоднородность цвета						Газовые пузырьки

#### Анализ полученных данных

В соответствии с поставленной задачей, по исследованным образцам получен комплекс характерных признаков (табл.1 и табл. 2).

Согласно полученным данным, скорость распространения упругих волн в образцах №1-№6 значительно превышает показатели обычных стекол (коэффициент увеличения по средним значениям выборки соответствует  $k_{cp} = 1,5 \div 1,6$ ), кроме того улучшенные показатели преломления ( $k_{cp} = 1,1$ ), увеличенная плотность ( $k_{cp} = 1,5$ ) и коэффициент поперечной деформации ( $k_{cp} = 1,6$ ) свидетельствуют о повышении механической прочности, твердости и в том числе обрабатываемости (шероховатости полированных образцов составила  $Ra \approx 0,05 \text{ мкм}$ ). По совокупным признакам образцы №1 - №6 следует отнести к стеклокристаллическим или стеклокерамическим материалам (для уточнения требуются дополнительные исследования).

Образец №7, по оптическим показателям, определяется как изотропный кристалл - алюмо-магниева шпинель  $MgAl_2O_4$ , синтезированная методом Вернеля. Для алюмосиликатных и окисных безжелезистых минералов: топаз, шпинель, корунд, характерны высокие скорости продольных волн (до 18000 м/с) и поперечных (до 10000 м/с). Скорость упругих волн и плотность этих кристаллов в значительной степени зависят от плотности упаковки атомов в кристалле и его структуры. Плотность минералов указанной группы может достигать значения  $4,5 \text{ г/см}^3$  (относясь к минералам средней плотности). По мере возрастания плотности у минералов данной группы наблюдается увеличение скорости упругих волн и еще большее увеличение модуля  $E$  и модуля  $G$ , что связано, главным образом, с увеличением плотности упаковки атомов  $\omega$  в кристаллах. Для породообразующих минералов  $\omega$  изменяется от 72 до 94, а в алмазе достигает 176. В результате происходит увеличение скоростей. Для коэффициента Пуассона  $\mu$  закономерных изменений в минералах не наблюдается.

Наличие аномальной анизотропии в исследуемых образцах свидетельствует об остаточных напряжениях, в виду отсутствия данных по коэффициентам оптического напряжения у исследуемых образцов, остаточные напряжения оцениваются визуальным методом. Возможной причиной возникновения остаточных напряжений в структуре образцов №1 - №6 является переменный химический состав, о чем свидетельствует неоднородность окраски.

В оптическом приборостроении наибольшее распространение получили кристаллы кубической сингонии, обладающие оптической изотропностью и поэтому не имеющие двойного лучепреломления при

условии отсутствия внутренних напряжений, так как остаточные напряжения в кристаллах способствуют их разрушению при обработке. Двойное лучепреломление в крупногабаритных заготовках, например в призмах, не должно превышать 40 - 70 нм/см. Анизотропия физико-химических свойств кристаллов проявляется себя в различной скорости обработки, шероховатости и точности формы различных ориентированных поверхностей.

### Выводы

Рассмотрены нормативные методы контроля оптических материалов на примере исследуемого материала марки «Наноситал». Комбинация предложенных методов позволяет определить физико-механические и структурные особенности материала, имеющие важное значение при выборе технологических методов и режимов обработки. Диагностика оптических показателей крайне трудоемка, сопряжена с необходимостью использования контрольных образцов и многоэтапная в реализации; кроме того, позволяет получить только расчетный интегральный показатель механических напряжений, а не локализацию отдельных напряженных областей или градиент, распределенный по объему материала. Метод ультразвуковой дефектоскопии, на данном этапе развития, не позволяет в полном объеме получить весь необходимый набор данных. Существующие оптические приборы контроля характеризуются крайне низкой производительностью.

Очевидна необходимость развития автоматизированной приборной базы для контроля качества серийной продукции, основанной на комбинированных методах бесконтактных измерений внутренних механических напряжений и локальных оптических неоднородностей, которые нашли бы широкое применение в области электроники, полупроводниковой промышленности, а также в приборо- и радио-строении.

### Литература

1. Birks, R. E. Green, and P. McIntire, Ultrasonic Testing (Nondestructive Testing) Handbook. 2nd ed., Vol. 7. Columbus, OH: Amer. Soc. Nondestructive Testing. 1991. P. 840.
2. Титов С.А., Левин В.М., Петронюк Ю.С. Обработка пространственно-временного сигнала акустического микроскопа для определения параметров изотропного слоя // Акустич. ж. Т. 63. Вып. 6. 2017. С. 692-699.
3. Chen J., Bai X., Yang K., Ju B.-F. Simultaneously measuring thickness, density, velocity and attenuation of thin layers using  $V(z, t)$  data from time-resolved acoustic microscopy // Ultrasonics. 2015. Vol. 56. P. 505-511.
4. ГОСТ 3519 – 91 «Материалы оптические методы определения двулучепреломления»
5. ГОСТ 13659 – 78 «Стекло оптическое бесцветное. Физико-химические характеристики. Основные параметры»
6. ГОСТ 23136 – 93 «Материалы оптические. Параметры»
7. ГОСТ 28869 – 90 «Материалы оптические. Методы измерений показателя преломления»
8. ГОСТ 3514 - 94 «Стекло оптическое бесцветное. Технические условия»
9. ГОСТ 9411-91 «Стекло оптическое цветное. Технические условия»
10. Л. Ландау, Е. Лифшиц. Механика сплошных сред. Гидродинамика и теория упругости. Москва, Ленинград: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1944. 623 с.

## METHODS TO CONTROL QUALITY PARAMETERS OF THE STRESS-STRAIN OPTICAL MATERIALS

PhD Naumenko I.A., Senior Researcher, PhD Kutuza I.B.<sup>12</sup>, Senior Researcher, PhD S.A.<sup>13</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS,

<sup>2</sup>Russian New University,

<sup>3</sup>Emanuel Institute of Biochemical Physics, RAS

Nia\_n@mail.ru

In the presence of a wide range of different technical means of non-destructive testing, the development of methods of diagnostics of materials is far from the needs of the industry due to the active emergence of new materials on the market. The possibility of applying a complex method of non-destructive testing in the problem of diagnostics and determination of physical and mechanical properties of optical materials, and the prospect of their development are considered.

**Keywords:** methods of diagnostics of operational properties, quality control, mechanical properties, optical properties, ultrasonic flaw detection, elastic modules, abnormal anisotropy of amorphous / crystalline materials

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВ БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДОМ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

*м.н.с., аспирант Булатов К.М.*

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
kamil.bulatov@phystech.edu

Исследовано использования двойного акустооптического фильтра для определения распределения лазерного излучения на образце во время лазерного нагрева. Показана комбинация лазерного нагрева с двойным акустооптическим спектрометром, позволяющая измерять распределения температуры на поверхности образца в области лазерного пятна. Продемонстрирован метод поиска температуры плавления бесконтактным методом на основе спекл-интерферометрии.

## Введение

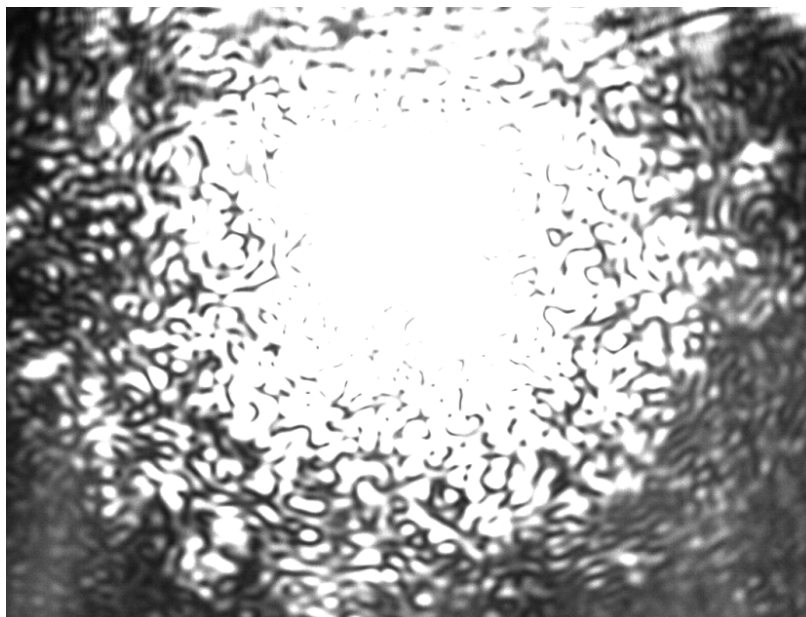
Одним из важнейших научных направлений современной оптики и лазерной физики является взаимодействие лазерного излучения с веществом. Это направление позволило образом дополнить представления о фундаментальных фотофизических процессах, происходящих в веществе при воздействии интенсивных световых потоков различных длительностей и длин волн.[1] Одним из важных параметров является точка плавления, но не всегда возможно определить ее при помощи контактных методов. В соответствии с этим в докладе предложен бесконтактный метод определения точки плавления веществ при высоких температурах.

На сегодняшний день метод спекл-интерферометрии широко используется для регистрации трансформаций поверхности и изменений её микрорельефа, которые могут быть вызваны как внутренними массопереносами, так и механическими или акустическими воздействиями. Но, несмотря на большой объем публикаций, посвященных развитию и применению метода спекл-интерферометрии, в настоящее время нет публикаций по поведению спеклов во время лазерного нагрева.

В результате этого было рассмотрено поведение спеклов в зависимости от температуры при нагревании титановой пластины, а также определение температуры плавления по поведению спеклов. Для этого потребовалось разработать и реализовать схему эксперимента и цифровой обработки спекл-картин во время нагрева.

## 1. Экспериментальная часть

В работе использовалась установка для определения распределения температуры на основе двойного акусто-оптического фильтра АОФ [2]. Преимуществом использования АОФ является то, что во время лазерного нагрева можно определить распределение как температуры, так и интенсивности отраженного лазерного излучения (рис. 1).



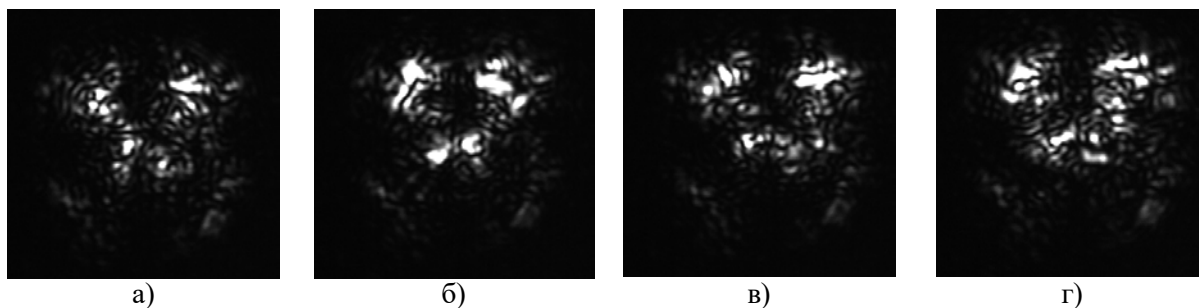
*Рис. 1. Распределение отраженного лазерного пучка (1050 нм) мощностью 10 Вт от поверхности титановой плиты. Экспозиция камеры 0,05 с, размер изображения 160×163 мкм.*

В ходе эксперимента плавно повышалась мощность расфокусированного лазерного пучка (1070 нм), падающего на массивную титановую пластину. При этом фиксировалась температура и распределение интенсивности отраженного лазерного излучения.

При этом если рассеяние лазерного пучка происходит на неподвижных поверхностях, то спеклы также неподвижны в плоскости наблюдения. В случае движения поверхности или движения неоднородностей на поверхности спекл-картины постоянно динамически изменяются, то есть каждый раз образуются новые реализации спекл-полей. Если смещение невелико по сравнению с диаметром пучка, то две рассматриваемые реализации спекл-поля будут похожи друг на друга [3]. Очевидно, что одна реализация спеклов полностью сменит другую, когда все прежние рассеиватели уйдут из области освещения, а на их смену придут новые. Наблюдателю кажется, что спеклы как бы следуют за шероховатой поверхностью в ближней зоне, а в дальней зоне дифракции происходит кипение (boiling) спеклов.

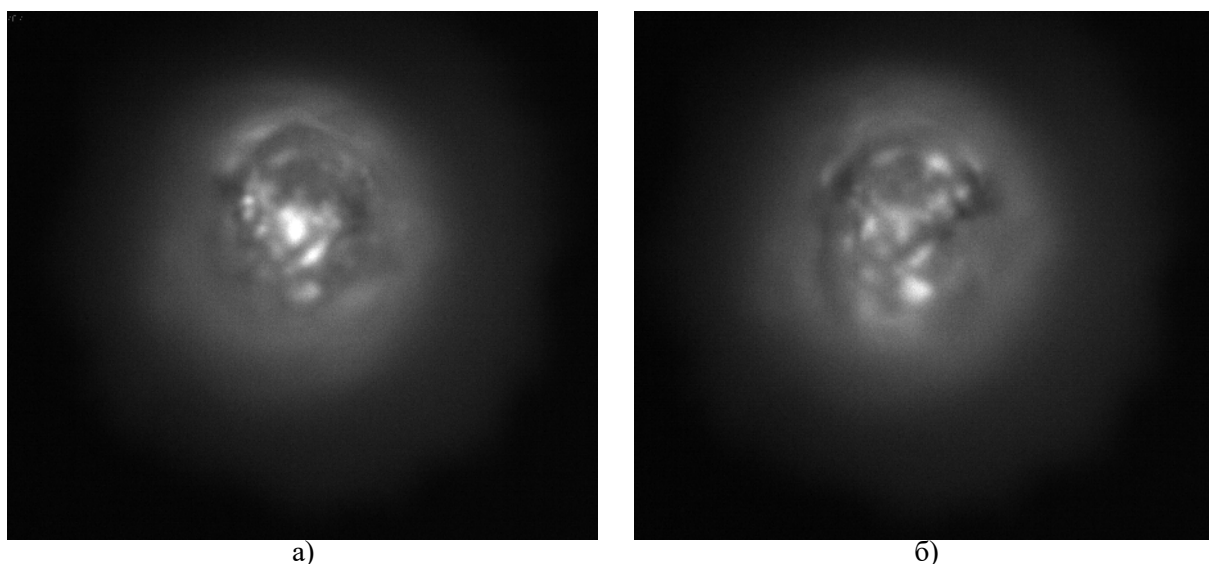
Свет, рассеянный неподвижными областями поверхности, образует в плоскости наблюдения отчетливую неподвижную спекл-картину. Однако освещенность спеклов в других точках изображения периодически изменяются при изменении поверхности, и если изображение снимают со временем экспозиции, превышающим период флуктуаций, то освещенность спеклов усредняется, создавая относительно однородную засветку.

Таким образом, поведение спеклов можно связать с динамическими процессами как на поверхности, так и в приповерхностном слое, и описать через контраст. На рис. 2 представлено распределение отраженного лазерного пучка в момент начала плавления: нетрудно заметить, что в отличие от рис. 1 изображение стало не стационарным. Данный процесс произошел при  $2010 \pm 80$  К, что соответствует температуре плавления, измеренной контактными методами 1933 К [4].



**Рис. 2** Распределение отраженного лазерного пучка (1050 нм) мощностью 13 Вт от поверхности титановой плиты в зависимости от времени: (а) 1 сек; (б) 2 сек; (в) 3 сек; (г) 4 сек. Экспозиция камеры 0,05 с, размер изображения  $160 \times 163$  мкм.

При достижении температуры плавления также видно перемещение масс (рис. 3).



**Рис. 3** Изображение пятна нагрева на длине волны 670 нм в разные моменты времени: (а) 1 сек, (б) 2 сек.

Исследование профинансировано грантом Российского Научного Фонда (РНФ 17-12-01535). Исследования, представленные в докладе, проведены с помощью Уникальной научной установки "Лазерный нагрев в ячейках высокого давления" Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [<http://ckp-rf.ru/usu/507563/>]

## Выводы

Рассмотрен метод спекл-интерферометрии для определения температуры плавления веществ. Метод был опробован на титановой пластине и показал достоверный результат.

## Литература

1. Климков Ю.М., Майоров В.С., Хорошев М.В. Взаимодействие лазерного излучения с веществом, 2014. С. 3-4.
2. Bulatov K.M.; Mantrova Y.V.; Bykov A.A.; Gaponov M.I.; Zinin P.V.; Machikhin A.S.; Troyan I.A.; Batshev V.I.; Kutuza I.B. Multi-spectral image processing for the measurement of a spatial temperature distribution on the surface of a laser-heated microscopic object// COMPUTER OPTICS. Т. 41. Вып. 6. С. 864-868.
3. Баранов С.А. Диагностика лазерно-индуцированных структурных изменений в хрящевой ткани методом спекл-интерферометрии: диссертация кандидата химических наук: 02.00.04, 02.00.09 Москва, 2007. 182с.
4. Гаврилов Д.И., Карягин М.О., Нуяндин В.Д. Титан: свойства, получение, применение // ACADEMY, 2017.

## DETERMINATION OF THE MELTING POINT OF METALS BY A NON-CONTACT METHOD OF SPECKLE INTERFEROMETRY

K.M. Bulatov

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation  
of the Russian Academy of Sciences

A double acoustooptical filter was used to determine the distribution of laser radiation on a sample during laser heating. A combination of laser heating with a double acousto-optic spectrometer was demonstrated that allows measuring the temperature distribution on the sample surface in the region of the laser spot. A method of searching for the melting point was demonstrated.



## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ КОНТРОЛЕ ДЕФЕКТОБРАЗОВАНИЯ В СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ, ВЫПОЛНЯЕМЫХ СВАРКОЙ ТРЕНИЕМ С ПЕРЕМЕШИВАНИЕМ

доц., к.т.н. Кинжагулов И.Ю.<sup>1,2</sup>, асп. Степанова К.А.<sup>1,2</sup>, асп. Ковалевич А.С.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Университет ИТМО

<sup>2</sup>Учреждение науки «Инженерно-конструкторский  
центр сопровождения эксплуатации космической техники»  
ledy.xs93@yandex.ru

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований распределения параметров акустической эмиссии при структурных изменениях в зоне сварного соединения в процессе сварки трением с перемешиванием. Параметры акустико-эмиссионных сигналов характеризуют наличие особенностей при протекании процессов пластификации в случае нарушения однородности пластического течения материала при имитации процесса дефектообразования. Предложен подход к созданию системы автоматизированного неразрушающего контроля качества формирования соединений сваркой трением с перемешиванием в реальном масштабе времени на основе анализа распределения параметров акустической эмиссии.

**Ключевые слова:** сварка трением с перемешиванием, неразрушающий контроль, дефектообразование, акустическая эмиссия, энергия, медианная частота, активность

## Введение

Тенденция внедрения сварки трением с перемешиванием СТП при создании ответственных изделий ракетно-космической техники (РКТ) обусловлена возможностью получения более прочных соединений, наряду со снижением веса конструкции в целом, повышение автоматизации сварочного процесса, повышение оперативности, так же активно ведутся работы в области доработки технология СТП для получения соединений разнородных металлических материалов. Процесс СТП реализуется при жестком контроле параметров сварки – скорости сварки, частоты вращения сварочного инструмента, усилия на сварочный инструмент, величины внедрения наконечника сварочного инструмента в свариваемые кромки. Незначительное отклонение одного из указанных параметров может приводить к появлению дефектов и снижению прочности сварного соединения [1].

Проведение контроля дефектообразования в процессе формирования сварного соединения обеспечит возможность обнаруживать дефекты на этапах их зарождения и оперативно принимать решение об устранении дефектов, не прерывая производственный цикл изготовления.

### 1. Особенности формирования соединений сваркой трением с перемешиванием при дефектообразовании

В процессе формирования соединений СТП выделяют 4 стадии, каждая из которых характеризуется своим основным физическим процессом [2].

Для каждой из стадий процесса формирования соединений СТП характеризуется рядом параметров, характеризующий процесс пластификации материала в зоне сварки. Основными параметрами физических процессов, характеризующий стадии формирования сварных соединений, являются: количество тепла, выделяющегося при трении рабочей поверхности бурта сварочного инструмента с поверхностями свариваемых деталей, поток перемешиваемого пластифицированного металла, характеризуемый направлением, скоростью, функцией непрерывности, давление в объеме, ограниченном буртом сварочного инструмента и подложкой, объем пластифицированного металла в зоне сварки, вовлекаемого при вращении сварочного инструмента [3].

Физические процессы, характеризующие стадии формирования сварных соединений протекают сопровождаются явлениями трения, зернограничного, скольжения, образования и движения дислокационных скоплений, фазовых переходов. Данные явления, являясь основными источниками акустической эмиссии (АЭ), сопровождаются излучением в объем материала свариваемых заготовок акустических волн [4]. При этом возникновение явлений, характеризующих процесс формирования сварных соединений СТП, приводит к изменению параметров акустической эмиссии.

В связи с чем параметры физических процессов, характеризующий стадии формирования сварных соединений, связаны с параметрами акустико-эмиссионных сигналов, возникающих при наличии действующих АЭ источников.

Процесс дефектообразования при СТП приводит к изменению параметров физических процессов, характеризующий стадии формирования сварных соединений. При этом возникновение явлений трения и зернограничного скольжения в различные моменты времени приводит к перераспределению соотношения доминирующих физических процессов. Как следствие данное обстоятельство способствует появлению дополнительных источников АЭ.

Построение полной компьютерной модели всего процесса СТП, учитывающих перечисленные явления, и создание моделей процесса дефектообразования при СТП представляется практически невозможным, поэтому создаются модели отдельных стадий сварки трением с перемешиванием, при этом данные одной модели полностью или частично могут передаваться в качестве исходных данных другой модели [5].

### 2. Методика проведения исследований

Модельный эксперимент был выбран в качестве основного вида моделирования, при котором в эксперименте участвует не сам объект, а его модель. Типовыми дефекты, возникающими при формировании соединений СТП, являются дефект типа «канал» и дефект типа «непровар корня шва» [6].

Процесс дефектообразования – как объект экспериментальных исследований моделировался имитацией процесса образования дефекта типа «внутренний канал» в виде несплошности. Для имитации дефектов, которые образуются в процессе СТП, были произведены образцы-имитаторы с технологическими отверстиями  $\varnothing = 3$  мм; 4 мм. Чтобы подтвердить идентичность искусственных дефектов и реально-получаемыми при СТП, образцы после сварки подвергались рентгеновскому контролю, в ходе которого были выявлены аномалии в местах имитации искусственных дефектов.

Так как формирование соединения при СТП происходит при избыточном давлении в объеме, ограниченном рабочими поверхностями инструмента и подложкой. Металл нагревается за счет сил трения до пластического состояния и выдавливается наконечником, который вращается и перемещается вдоль стыка инструмента в освобождающийся за ним объем.

В связи с этим при достижении сварочным инструментом мест сверлений в свариваемых кромках объема пластифицированного металла недостаточно для полного заполнения освобождающегося за инструментом пространства, в результате чего в объеме сварного шва образуется дефект типа «внутренний канал» в виде несплавления.

Образованию несплавления также способствуют процессы недостаточного тепловыделения для пластификации в зоне сварки, необходимого для формирования шва объема металла, и изменения траектории перемешивания материала, нарушение непрерывности его течения.

При СТП динамически взаимодействующими элементами являются сварочный инструмент, пластифицированный и не пластифицированный материал. Интенсивная пластическая деформация и послойный перенос материала вокруг инструмента приводят к формированию акустико-эмиссионных сигналов. Изменения во взаимодействии динамической системы, например, формирование несплошности или взаимодействие рабочего стержня инструмента с подложкой приводят к изменению параметров АЭ сигналов.

### 3. Результаты исследования и их обсуждение

Экспериментальные исследования изменения параметров АЭ сигналов при имитации процесса дефектообразования в ходе формирования соединений СТП проводились с использованием опытной сварочной установки, разработанной ЦНИИ «КМ Прометей».

Локационная схема АЭ контроля представляла собой антенну из преобразователей акустической эмиссии (ПАЭ), реализующую линейную локацию координат источников акустической эмиссии. Ключевые факторы, которые были учтены при разработке локационной схемы: отсутствие механического воздействия на ПАЭ в ходе контроля, обеспечение непрерывности акустического тракта на пути следования АЭ сигналов от источников до ПАЭ, превышение зарегистрированными в ходе контроля АЭ сигналами порогового уровня дискриминации АЭ аппаратуры.

В ходе оценки результатов экспериментальных исследований распределения параметров АЭ при дефектообразовании в ходе сварки трением с перемешиванием был выполнен анализ следующих параметров

- локализации областей высокой активности сигналов акустической эмиссии (АЭ-активных областей) при формировании сварных соединений с имитацией процесса дефектообразования и при пластификации материала сварочным инструментом без соединений деталей;
- диаграммы распределения суммарной амплитуды в АЭ-активных областях при формировании сварных соединений с имитацией процесса дефектообразования и при пластификации материала сварочным инструментом без соединений деталей;
- зависимости суммарного счета АЭ сигналов от времени сварочного процесса;
- распределение энергии АЭ сигналов во времени сварочного процесса;
- зависимости медианной частоты АЭ сигналов от времени формирования сварного соединения.

В результате анализа результатов экспериментальных исследований выявлено следующее:

- средняя активность АЭ при формировании сварных соединения более чем в 2 раза превышает активность АЭ при пластификации материала сварочным инструментом;
- формирование АЭ-активных областей связано с координатами сварного соединения, связанными с местами сверлений в свариваемых кромках;
- АЭ-активные области локализованы в участках сварного соединения с нарушением однородности структуры, вызванной изменением траектории перемешивания материала и нарушение непрерывности его течения;
- координаты и протяженность активной области АЭ связана не с размером сверлений в кромках заготовок под сварку, выполненных для имитации дефектов, а с изменением структуры пластифицируемого материала и процессов пластического течения материала;
- средняя медианная частота АЭ сигналов, зарегистрированных при формировании соединений выше (более чем на 12 %) средней медианной частоты АЭ сигналов, зарегистрированных при пластификации материала сварочным инструментом

### Выводы

Рассмотрены зависимости информативных параметров акустической эмиссии от параметров структурных изменений, происходящих при имитации процесса дефектообразования в сварных соединениях, выполняемых сваркой трением с перемешиванием.

Разработка методической и совершенствование существующей аппаратной базы на основе новых закономерностей информативных параметров позволит разработать и практически реализовать технологию акустико-эмиссионного контроля дефектообразования в процессе формирования соединения сваркой трением с перемешиванием, позволяющую осуществлять контроль качества в ходе производственного процесса изготовления изделий РКТ в реальном масштабе времени, повысить точность определения местоположения и размер дефектов, снизить долю брака при изготовлении ответственных изделий, повысить оперативность контроля и, как следствие, повысить качество их изготовления.

### Литература

1. Ашихин Д.С., Беркутов И.В., Степанова К.А., Федоров А.В., Алифиренко Е.А., Спирков А.Б., Яковлев Ю.О. Анализ факторов, определяющих качество сварных стыковых алюминиевых соединений, полученных сваркой трением с перемешиванием // Технология машиностроения. 2018. № 7. С. 18-23.
2. A. Yamileva, A. Chukalova, A. Bikmeyev and R. Gazizov Effect of Process Parameters on Friction Model in Computer Simulation of Linear Friction Welding // Journal of Engineering Science and Technology Review. 7 (5). 2014. P. 59-61. Special Issue on Simulation of Manufacturing Technologies.

3. Покляцкий А.Г. Характерные дефекты при сварке трением с перемешиванием тонколистовых алюминиевых сплавов и основные причины их образования/ Автоматическая сварка. №6. 2008. С. 48-52.
4. Грешников В.А., Дробот Ю.Б. Акустическая эмиссия. М.: изд-во Стандартов, 1976.
5. Особенности моделирования сварки трением, аддитивной технологии производства узлов современных аэрокосмических систем А.Т. Бикмеев, Р.К. Газизов, А. Ваирис, А.М. Ямилева. 2015.
6. ОСТ 134-1051-2010. Сварка фрикционная. Технические требования к сварным соединениям: Введ. 26.11.2010.

## THE RESULTS OF AN EXPERIMENTAL EVALUATION OF THE APPLICABILITY OF THE ACOUSTIC EMISSION METHOD FOR MONITORING DEFECT FORMATION IN WELDED JOINTS PERFORMED BY FRICTION STIR WELDING

associate professor, PhD Kinzhagulov I.Yu.<sup>1,2</sup>, postgraduate Stepanova K.A.<sup>1,2</sup>,  
postgraduate Kovalevich A.S.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ITMO University,

<sup>2</sup>Engineering Design Center of Space-Systems Support  
ledy.xs93@yandex.ru

The report presents the results of experimental studies of the distribution of acoustic emission parameters during structural changes in the welded joint zone during friction stir welding. Parameters acoustic emission signals characterize the presence of peculiarities in the course of plasticization processes in the event of a disruption in the uniformity of the plastic flow of material during imitation of the defect formation process. An approach to the development of an automated non-destructive quality control system for the formation of compounds by friction welding with mixing in real time is proposed based on an analysis of the distribution of acoustic emission parameters.

**Keywords:** friction stir welding, non-destructive testing, defect formation, acoustic emission, energy, median frequency, activity



## РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ОЦЕНКИ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ

асп. Ильинский А.В.<sup>1</sup>, асп. Егоров Р.А.<sup>1</sup>, асп. Краснов И.О.<sup>1,2</sup>.

<sup>1</sup>Университет ИТМО

<sup>2</sup>Учреждение науки ИКЦ СЭКТ  
allill003@mail.ru

В докладе рассмотрена и обоснована новая модель алгоритма обработки исходного сигнала прибора, реализующего метод динамического индентирования. Предлагаемая модель алгоритма может послужить основой для разработки алгоритма оценки твердости конструкционных металлических материалов с использованием метода и приборов динамического индентирования. Также предлагается разработка средства контроля динамического индентирования, реализующего данный алгоритм обработки.

**Ключевые слова:** неразрушающий контроль, динамическое индентирование, механические характеристики, твердость, алгоритм, обработка сигнала



## Введение

Механические свойства конструкционных металлических материалов традиционно являются важнейшими показателями их качества. В последние годы возросло применение различных методов определения механических характеристик, таких как методы Шора, Бринелля, Роквелла, Либа, Виккерса, инструментального индентирования и другие. Также одним из интенсивно развивающихся методов определения механических характеристик является метод динамического индентирования, разработанный в ИПФ НАН Беларуси [1]. Однако при всех достигнутых результатах в разработке данного метода, имеется ряд проблемных областей, нуждающихся в усовершенствовании.

Данная работа посвящена решению одной из острых проблем, связанной с алгоритмами оценки механических характеристик при обработке первичного сигнала в приборе динамического индентирования.

## 1. Анализ подходов к оценке твердости

В докладе рассмотрено несколько подходов к определению твердости материала, в том числе подход, реализованный в приборе динамического индентирования. В результате сравнительного анализа подходов, а также их экспериментальной апробации, было установлено, что повышение точности оценки твердости может быть достигнуто путем использования «энергетического» подхода, основанного на оценке отношения суммарной работы к объему восстановленного отпечатка.

В основе метода ДИ лежит непрерывная регистрация процесса ударного локального контактного взаимодействия индентора с испытываемым материалом, а именно регистрация текущей скорости движения индентора.

Скорость движения индентора в каждый момент времени регистрируется с помощью магнитоиндукционного первичного преобразователя, состоящего из постоянного магнита, жестко соединенного с индентором, и катушки индуктивности [1]. При пересечении магнитного поля, создаваемого постоянным магнитом, витков катушки индуктивности в последней наводится электродвижущая сила (ЭДС) индукции  $\varepsilon(t)$  пропорциональная скорости движения индентора  $V(t)$  во всем временном диапазоне контактного взаимодействия индентора с испытываемым материалом

$$\varepsilon(t) = kV(t),$$

где  $k$  – коэффициент пропорциональности, В/(м/с).

Текущие значения ЭДС индукции  $\varepsilon(t)$  во всем временном диапазоне контактного взаимодействия индентора с испытываемым материалом представляют собой исходную информацию, позволяющую после ее обработки получить временные зависимости изменения скорости движения индентора  $V(t)$ , контактного усилия  $F(t)$  и перемещения индентора (глубины индентирования)  $h(t)$  согласно следующим выражениям [2]

$$V(t) = \frac{\varepsilon(t)}{k}, \quad F(t) = -m \frac{dV(t)}{dt}, \quad h(t) = \int_{t_0}^{t_k} V(t) dt,$$

где  $m$  – масса системы индентирования, кг,  $t_0$  – момент времени соответствующий началу контакта индентора с испытываемым материалом, с;  $t_k$  – момент времени, соответствующий завершению контакта индентора с испытываемым материалом, с.

В результате использования алгоритмов обработки регистрируемой первичной измерительной информации, которая реализуется в приборах ДИ, может быть получена зависимость  $F(h)$  (рисунок 1) и произведена дальнейшая оценка твердости материала изделия.

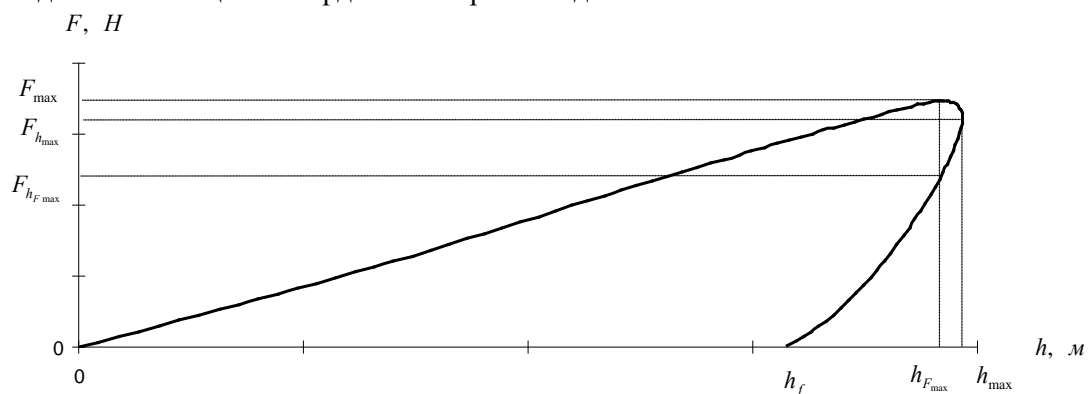


Рис. 1. Диаграмма  $F(h)$ .

По результатам ДИ сферическим индентором, согласно ГОСТ Р 56474-2015, динамическая твердость определяется по формулам

$$HD^{(S)} = \frac{F_{h_{max}}}{2\pi R h_f}$$

или 
$$HD^{(S)} = \frac{F_{h_{\max}}^2}{2\pi Rm(V_{\max}^2 - V_{\min}^2)}, \quad (1)$$

где  $F_{h_{\max}}$  - значение контактной силы, соответствующее максимальной глубине вдавливания, Н;  $R$  - радиус индентора, м;  $h_f$  - остаточная глубина отпечатка после индентирования, м;  $m$  - масса системы индентирования, кг;  $V_{\max}$  - скорость индентора в момент времени соответствующий началу контактного взаимодействия индентора с испытываемым материалом, м/с;  $V_{\min}$  - скорость индентора в момент времени соответствующий завершению контактного взаимодействия с материалом, м/с.

Данный подход к определению твердости материала можно назвать обобщающим термином - оценка поверхностной динамической твердости, так как твердость определяется как отношение значения контактной силы, соответствующее максимальной глубине вдавливания, к площади поверхности остаточного пластического отпечатка.

Однако при ДИ процесс ударного контактного взаимодействия характеризуется преобразованием кинетической энергии системы индентирования в механическую работу упругопластической деформации испытываемого материала. При этом следует отметить, что деформационный процесс носит объемный характер, то есть динамическая твердость при ударе характеризует сопротивление внедрению не только на поверхности, но и в некотором объеме материала.

В [3] предлагается для определения твердости материала использовать «энергетический» подход, который используется для определения твердости по Мартелю и основан на оценке отношения суммарной работы к объему восстановленного отпечатка:

$$H^{(V)} = \frac{W_{total}}{V_f},$$

где  $W_{total} = \frac{mV_{\max}^2}{2}$  - начальная кинетическая энергия движения индентора, Дж;

$V_f = \pi h_f^2 \left( R - \frac{1}{3} h_f \right)$  - объем восстановленного отпечатка, м<sup>3</sup>.

В данной работе для определения твердости при ДИ также предлагается применять «энергетический» подход, который основан на оценке отношении работы пластической деформации к объему восстановленного отпечатка:

$$HD^{(V)} = \frac{W_{plast}}{V_f}, \quad (2)$$

где  $W_{plast} = \frac{m(V_{\max}^2 - V_{\min}^2)}{2}$  - механическая работа, затрачиваемая на упругопластическую деформацию материала, Дж.

Данный подход к определению твердости материала можно назвать обобщающим термином – оценка объемной динамической твердости.

Исследования проводились с использованием прибора ДИ (рис. 2), реализующего метод ДИ с преобразователем гравитационного разгона (радиус индентора  $R = 0,75 \cdot 10^{-3}$  м, масса системы индентирования  $m = 4,8 \cdot 10^{-3}$  кг). Алгоритмы данного прибора позволяют не только измерять значения параметров контактного взаимодействия индентора с испытываемым материалом, но и определять значение твердости по Бринеллю.



Рис. 2. Внешний вид прибора динамического индентирования.

## Выводы

В докладе представлены следующие результаты:

- измерение значений параметров контактного взаимодействия индентора с материалом образца – меры твердости и твердости по Бринеллю;
- расчет динамической твердости по формуле (1);
- расчет динамической твердости по формуле (2);
- сравнительный анализ оценки твердости;
- разработана модель алгоритма обработки исходного сигнала прибора ДИ.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что выборочное стандартное отклонение значений объемной динамической твердости существенно ниже выборочного стандартного отклонения поверхностной динамической твердости.

Таким образом, предлагаемая модель, представленная формулой (2), может послужить основой для разработки алгоритма оценки твердости конструкционных металлических материалов с использованием метода и приборов динамического индентирования.

## Литература

1. Рудницкий В.А. Испытание эластомерных материалов методами индентирования / В.А. Рудницкий, А. П. Крень // Минск: Белорусская наука, 2007. 228 с.
2. Рабцевич А.В. Новые возможности метода динамического индентирования в приборе Импульс-2М / А.В. Рабцевич, О.В. Мацулевич // Вестник Гомельского государственного технического университета им. П.О. Сухого. 2007. №2 (29), С. 29-36.
3. Мощенок В. И. Современная классификация методов определения твердости // Автомобильный транспорт. Выпуск 25. 2010. С. 129-132.

## ANALYSIS OF APPROACHES TO ASSESSING THE DYNAMIC HARDNESS OF STRUCTURAL METALLIC MATERIALS

PhD student Ilinskiy A.V.<sup>1</sup>, PhD student Egorov R.A.<sup>1</sup>, and PhD student Krasnov I.O.<sup>1,2</sup>.

<sup>1</sup>University ITMO,

<sup>2</sup>Scientific Company Engineering and Design Centre for Space Equipment  
allill003@mail.ru

The report considers and justifies a new model of the algorithm for processing the initial signal of the device that implements the method of dynamic indentation. The proposed model of the algorithm can serve as a basis for the development of an algorithm for estimating the hardness of structural metallic materials using the method and devices of dynamic indentation. It is also proposed to develop a control tool for dynamic indentation that implements this processing algorithm.

**Keywords:** non-destructive testing, dynamic indentation, mechanical properties, hardness, algorithm, signal processing



# РЕНТГЕНОФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ТОНКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ

Смирнов А.А., Ольнев А.А.

АО «Институт физико-технических проблем», Дубна

Представлены особенности применения рентгенофлуоресцентного анализа для изучения элементного состава и толщины многослойных покрытий. Обсуждаются варианты учета матричных эффектов и толщины покрытия с помощью метода фундаментальных параметров. Метод фундаментальных параметров может быть применен к анализу любых многослойных поверхностных покрытий, обеспечивая максимальную точность.

В современном производстве активно применяются разнообразные однослойные и многослойные тонкие покрытия. В силу этого возникает необходимость контроля качества (толщины) и состава покрытий. Разнообразие составов материалов покрытий и технологий их нанесения на основу привело к разработке и использованию на практике различных методов неразрушающего контроля толщин покрытий. Одним из наиболее универсальных методов неразрушающего контроля является рентгенофлуоресцентный анализ.

Данный метод основан на регистрации характеристического рентгенофлуоресцентного излучения. При облучении образца рентгеновской трубкой или радиоизотопными источниками с энергией 5-150 кэВ происходит выбивания электрона с внутренних оболочек атома. Образовавшийся возбужденный ион возвращается в менее возбужденное состояние, в частности, путем перехода электронов с более высоких уровней. В случае такого перехода происходит испускание фотона с определенной энергией, характерной для данного атома.

Регистрируя эти фотоны, испущенные атомами, и принимая во внимание поглощение излучения при прохождении через вышележащие слои, можно определить элементный состав по характеристической энергии, а также толщины слоев в однослойных или многослойных покрытиях.

Современные детекторы рентгеновского излучения позволяют определять энергию и интенсивность спектральных линий с высокой точностью (погрешность измерения интенсивности  $\leq 1\%$ ), однако при определении толщины и элементного состава многослойных покрытий существуют трудности, обусловленные сложной зависимостью интенсивности излучения от концентрации исследуемого компонента, особенно если анализ ведется расчетным способом в отсутствие достаточного количества градуировочных образцов многослойных покрытий. Вследствие одновременного присутствия в материале образца нескольких слоев (покрытий) происходят различные процессы: поглощение первичного и флуоресцентного излучения, вторичное возбуждение. В результате нарушается пропорциональность между содержанием определяемого элемента и интенсивностью его флуоресцентного излучения ("эффект матрицы"). Кроме того, линии подложки на спектрах флуоресценции могут частично накладываться на линии элементов покрытий, изменяя их интенсивность. Все эти факторы приводят к искажениям результата анализа в тонких пленках [1].

Наиболее остро эта проблема проявляется при определении состава 3-х и более многослойных пленок [2], так как, в отличие от первичного излучения, более длинноволновое флуоресцентное излучение из-за эффектов поглощения и рассеяния не может выйти из глубоко лежащих слоев покрытий через верхние слои и, следовательно, не вносит вклад в интенсивность флуоресцентного излучения.

Сократить число градуировочных образцов позволяет метод фундаментальных параметров. Метод фундаментальных параметров представляет собой синтез исследований и разработок различных ученых за последние 50 лет по коррекции эффекта матрицы. [3] Основоположниками метода фундаментальных параметров считают Дж. Крисса и Л. Биркса (1968 г.) [4]. Они предложили рассчитывать концентрации элементов с помощью выражения интенсивности флуоресценции, возбужденной первичным излучением; в выражении учитываются все эффекты взаимного влияния элементов. Для калибровки требуется один эталон, при этом можно использовать образцы, состоящие только из атомов определяемого элемента. Концентрации предположено рассчитывать методом итерации.

Этот способ хорошо учитывает влияние элементного состава образца на интенсивность флуоресценции. Правильность результатов, полученных этим способом, определяется только точностью фундаментальных параметров (спектральное распределение первичного излучения, массовые коэффициенты поглощения излучения, выход флуоресценции и т. д.) [5].

В ряде работ [6-8] применение метода фундаментальных параметров позволило значительно уменьшить число необходимых градуировочных образцов.

В настоящий момент в АО «ИФТП» ведутся работы по использованию элементов метода фундаментальных параметров для измерения толщин двух- и трехслойных покрытий на различных подложках (сталь, углепластик, стекло).

## Литература

1. Решетняк Е.Н. Особенности использования рентгеновского флуоресцентного анализа для определения состава вакуумно-дуговых покрытий нитридов // Физическая инженерия поверхности. 2013. Т. 11, № 4. С. 318-325.
2. Игнатова Ю.А., Еритенко А.Н., Ревенко А.Г., Цветянский А.Л. Рентгенофлуоресцентный анализ твердотельных пленок и покрытий // Аналитика и контроль. 2011. Т. 15. № 2. С. 126-140.

3. R.M. Rousseau The Quest for a Fundamental Algorithm in X-Ray Fluorescence Analysis and Calibration // The Open Spectroscopy Journal. 2009. Vol. 3. P. 31 - 42.
4. Criss JW, Birks LS. Calculation methods for fluorescent X-ray spectrometry, empirical coefficients vs fundamental parameters. Analytical Chemistry 1968; 40(7): 1080-7
5. Черноуков Н.Г., Нипрук О.В. Теория и практика рентгенофлуоресцентного анализа. Электронное учебно-методическое пособие. - Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2012.
6. Sitko R. Study on the influence of X-ray tube spectral distribution of bulk samples and thin films: Fundamental parameters method and theoretical coefficient algorithms // Spectrochim. Acta. Part B. 2008. V. 63, № 11. P. 1297-1302.
7. Sitko R. Correction of matrix effects via scattered radiation in X-ray fluorescence analysis of samples collected on membrane filters // J. of Anal. At. Spectrom. 2006. V. 21. P. 1062-1067.
8. Nielson K.K., Sanders R.W. Multielement analysis of unweighed biological and geological samples using backscatter and fundamental parameters // Adv. X-ray Anal. 1983. V. 26. P. 385-390.

## XRF ANALYSIS OF THIN MULTILAYER SURFACE COATINGS

A.A. Smirnov, A.A. Olnev

Institute in Physical and Technical Problems, Dubna

This review presents the features of the application of X-ray fluorescence analysis to the study of a elemental composition and thickness multilayer surface coatings. The variants of taking into account the matrix effects and coating thickness with the Fundamental Algorithm are discussed. Fundamental Algorithm can be applied to the analysis of any multilayer surface coatings ( $Z \geq 20$ ) and offers maximum accuracy.



## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ МЕТОД КОНТРОЛЯ ВЫПУКЛЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА

инж.-иссл., асп. Гавлина А.Е.<sup>1</sup>, н.с., к.т.н. Батшев В.И.<sup>1,2</sup>, н.с. Новиков Д.А.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

<sup>3</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы  
gluk45091567@mail.ru

В докладе представлен интерференционный метод контроля выпуклых асферических и сферических оптических поверхностей, построенный по схеме ортогональных лучей. Представлены макет интерферометра и результаты восстановления меридионального профиля контролируемой поверхности по зарегистрированной интерферограмме.

**Ключевые слова:** выпуклое асферическое зеркало, интерферометрия, контроль

Доклад посвящен крупногабаритной оптике, в частности, разработке метода контроля качества выпуклых асферических зеркал большого диаметра, который может найти применение при изготовлении астрономических зеркал.

Классические методы контроля качества оптических поверхностей требуют применения вспомогательных элементов, диаметр которых больше, чем диаметр контролируемой поверхности (КП). Использование таких элементов усложняет контроль и повышает стоимость изготовления оптических деталей [1-3]. В связи с этим актуальной задачей является разработка метода контроля выпуклых асферических поверхностей.

В настоящее время во ФГУП «ВНИИМС» совместно с НТЦ УП РАН создается интерферометр, который не требует в своей работе вспомогательные оптические компоненты, диаметры которых превосходят диаметр КП.

В основу разрабатываемого интерферометра положена схема ортогональных лучей [4], которую впервые предложил Пуряев Д.Т. в 1982 г. Схема ортогональных лучей - это схема освещения КП парал-

лельным пучком лучей, который направлен по нормали к оси симметрии детали [5-7], благодаря чему размеры отраженного пучка, анализ которого позволяет судить о качестве КП, существенно меньше диаметра контролируемой детали.

Оптическая схема создаваемого интерферометра представлена на рис. 1. Параллельный пучок лучей, создаваемый коллиматором (1), разделяется на две части. Часть пучка отражается от КП (2), а часть проходит над ней. Отраженные от КП лучи и лучи, проходящие над КП, интерферируют в плоскости регистрации. Увеличенные с помощью микрообъективов (3.1 и 3.2) фрагменты интерферограммы регистрируются видеокамерами (5.1 и 5.2). Перемещение микрообъективов и видеокамер вдоль оси  $Oz$  позволяет осуществлять сканирование всей интерферограммы. Перемещение обеспечивается за счет линейного транслятора (6). Интерферограмма от выпуклой поверхности представляет собой систему полос, уменьшающихся от вершины зеркала к краю и направленных перпендикулярно оси  $z$  контролируемой поверхности.

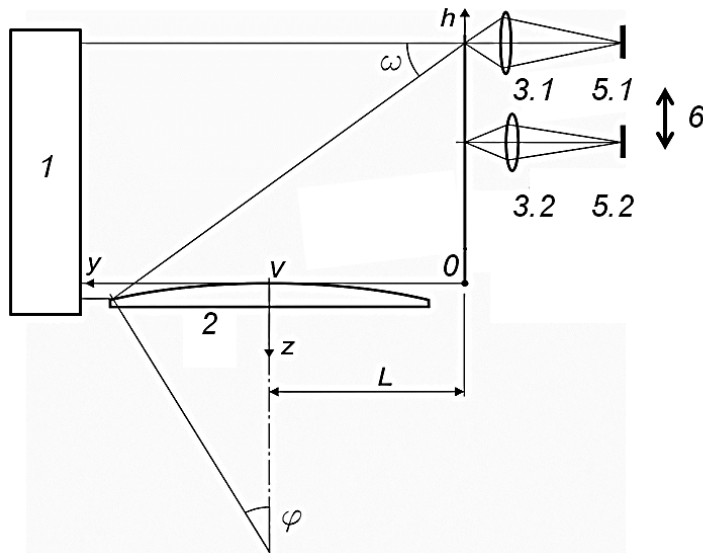


Рис. 1. Оптическая схема создаваемого интерферометра.

В настоящее время реализован макет интерферометра (рис. 2), и разрабатывается математический алгоритм обработки данных, который позволит по зарегистрированным на этом макете интерферограммам судить о качестве контролируемой поверхности.

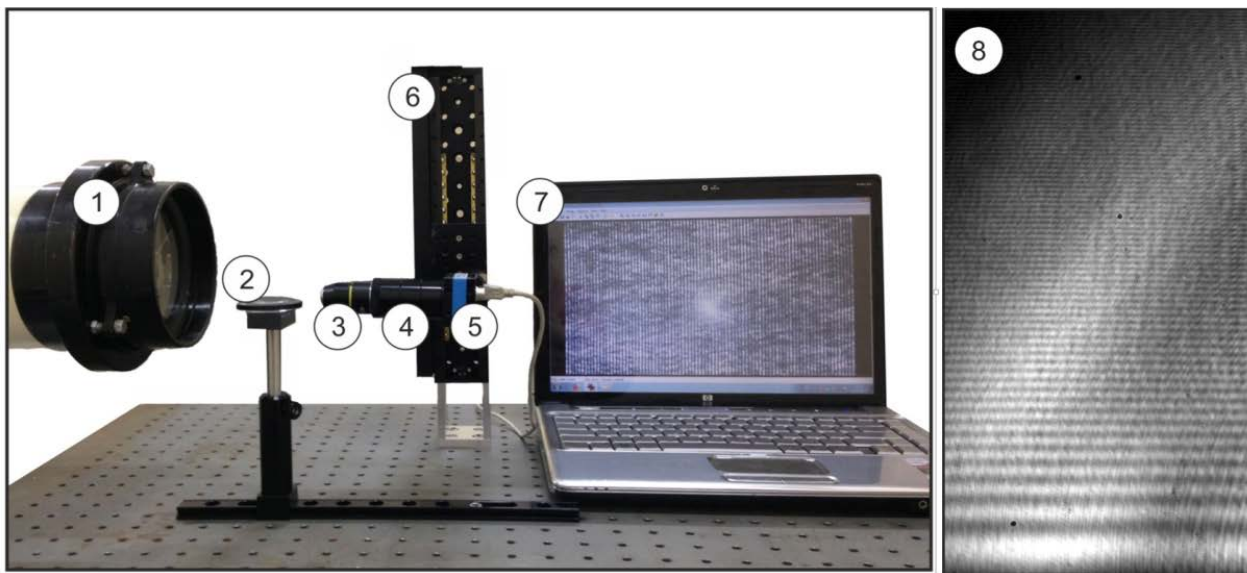
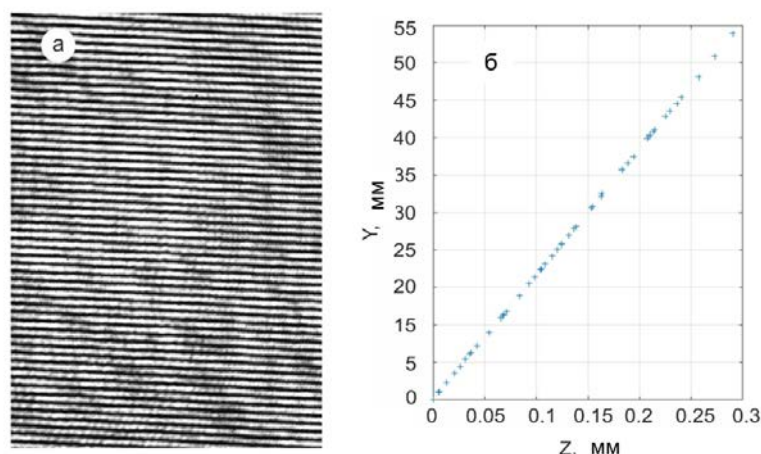


Рис. 2. Макет интерферометра (1 – коллиматор, 2 – КП, 3 – микрообъектив, 4 – механический адаптер, 5 – видеокамера, 6 – линейный транслятор, 7 – ПК, 8 – интерферограмма от выпуклой поверхности, зарегистрированная на этом макете).

Сравнивая зависимости ширины интерференционной полосы от координаты максимума интерференционной полосы интерферограммы, соответствующей КП, и интерферограммы, соответствующей идеальной поверхности, можно получить информацию о качестве профиля КП, а именно: о наличии местной ошибки формы в некоторой координате профиля поверхности и её величине.



Также в настоящий момент разрабатывается математический алгоритм обработки данных, который позволит по зарегистрированной интерферограмме восстанавливать координаты профиля КП. В настоящий момент научились восстанавливать профиль плоской КП. Интерферограмма и результаты восстановления представлены на рис. 3.



*Рис. 3. Интерферограмма от плоского зеркала, полученная на макете интерферометра (а), восстановленный меридиональный профиль (б).*

Таким образом, представлен интерференционный метод контроля выпуклых сферических и асферических поверхностей; разработана оптическая схема и собран макет интерферометра; приведены результаты обработки интерференционной картины, полученной на макете интерферометра.

#### Литература

1. Пуряев Д.Т. Методы контроля оптических асферических поверхностей. М.: Машиностроение, 1976. 262 с.
2. Оптический производственный контроль / Под ред. Д. Малакары; Пер. с англ. Е.В. Мазуровой и др.; Под ред. А.Н. Соснова. М.: Машиностроение, 1985. 400 с. Математическая физика. Вып. 13. 1973. С. 139-148.
3. Расчет оптической системы для контроля формы выпуклых асферических зеркал на базе вогнутого зеркала: метод указания по курсовому и дипломному проектированию / Бодров С. В., Кулакова Н. Н., Пуряев Д. Т., Романов А. М.; ред. Пуряев Д. Т.; МГТУ им. Н. Э. Баумана. М.: Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2002.
4. Способ измерения профиля оптических поверхностей: а.с. 1044969 СССР, МКИ4G 01 В П/24. / Д.Т. Пуряев (СССР). № 3467407.25-28; Заявлено 09.07.82; Опубл. 30.09.83, Бюлл. № 36. 3 с.
5. Гавлина А.Е., Батшев В.И., Новиков Д.А. Современные методы контроля выпуклых асферических зеркал // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации: Материалы 10-й Международной научно-технической конференции/ Российское НТОРЭС им. А.С. Попова. (Суздаль). 2017. С. 198-200
6. Новиков Д.А., Иванникова Н.В., Батшев В.И., Гавлина А.Е. Интерферометр для контроля качества выпуклых асферических зеркал размером до 250 мм // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации: Материалы 10-й Международной научно-технической конференции/ Российское НТОРЭС им. А.С. Попова. (Суздаль). 2017. С. 200-202.
7. Батшев В.И., Гавлина А.Е., Новиков Д.А. Метод контроля качества выпуклых оптических поверхностей астрономических деталей// Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы: Тезисы докладов XXIV Международного симпозиума. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2018. С. 52.

## INTERFERENCE TESTING METHOD OF LARGE-SIZED CONVEX OPTICAL SURFACES

researcher Gavlina A.E.<sup>1</sup>, researcher, PhD. Batshev V.I.<sup>2</sup>, researcher Novikov D.A.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS

<sup>2</sup>Bauman Moscow State Technical University

<sup>3</sup>All Russian Scientific Research Institute of Metrological Service  
gluk45091567@mail.ru

The interference testing method of convex aspherical and spherical optical surfaces, constructed according to the scheme of orthogonal rays, is presented. The prototype of the interferometer and the results of the restoration of the meridional profile of the tested surface from the received interferogram are presented.

**Keywords:** convex aspheric mirror, interference, optical testing

# ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДОВОЙ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ ТРУДНОДОСТУПНЫХ ОБЪЕКТОВ

м.н.с., асп. Хохлов Д.Д.<sup>1</sup>, к.ф.-м.н., в.н.с. Мачихин А.С.<sup>1,2</sup>, инж.-иссл., асп. Быков А.А.<sup>1,2</sup>, к.т.н., н.с. Батшев В.И.<sup>1,3</sup>, нач. сектора Перфилов А.М.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»

<sup>3</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

<sup>4</sup>АО «НПО Энергомаш имени академика В.П. Глушко»

Рассмотрена задача неразрушающего контроля труднодоступных объектов с помощью эндоскопа. Предложено применять устройство на его основе, дополненное перестраиваемым спектральным фильтром, не только для визуального и спектрального, но и теплового контроля объектов. На примере эндоскопического акустооптического видеоспектрометра показано, что этот подход может быть эффективно использован для измерения пространственного распределения высокой температуры по поверхности труднодоступных объектов. Такое устройство может быть использовано для одновременного визуального и теплового контроля состояния литейного, прокатного и другого оборудования.

В настоящее время в основе технологических процессов многих промышленных производств лежат нагрев, варка, плавление и другие операции над различными материалами при высоких температурах. Энергоэффективность, производительность и качество продукции, получаемой в рамках подобных технологических процессов, во многом определяется безотказным функционированием стекловаренных, плавильных, нагревательных и печей, прокатных станов и другого ключевого оборудования. Поддержание работоспособности такого оборудования невозможно без регулярной диагностики и своевременного устранения дефектов. Эффективность диагностики может быть повышена за счёт применения новых технологий и средств неразрушающего контроля [1].

Проведение теплового контроля внутренних поверхностей высокотемпературных производственных объектов зачастую в силу их труднодоступности и экстремальных условий работы является затруднительной задачей. Для её решения может быть применена зондовая спектрометрическая система на основе перестраиваемого фильтра изображений с электронным управлением. Применение такого устройства делает возможным осуществление наблюдения исследуемого объекта в узких спектральных интервалах, а также исследование спектральных свойств излучения, идущего от объекта, и, как следствие, исследование пространственного распределения температуры на его поверхности. Использование акустооптического (АО) перестраиваемого фильтра является предпочтительным по отношению к известным установкам с набором сменных светофильтров [2], так как он не содержит подвижных элементов, полностью программно управляется и позволяет получать большое количество спектральных каналов, быстрое переключение между которыми осуществляется по произвольному закону.

Ввиду того, что температура контролируемого объекта, как правило, превышает 1000 К, становится возможным ее измерение при анализе спектрального состава оптического излучения в видимом диапазоне (450-750 нм). Поэтому в качестве приёмника излучения в составе видеоспектрометрической системы могут использоваться широко распространённые ПЗС- или КМОП-матрицы. Схема разработанной зондовой системы представлена на рис. 1.

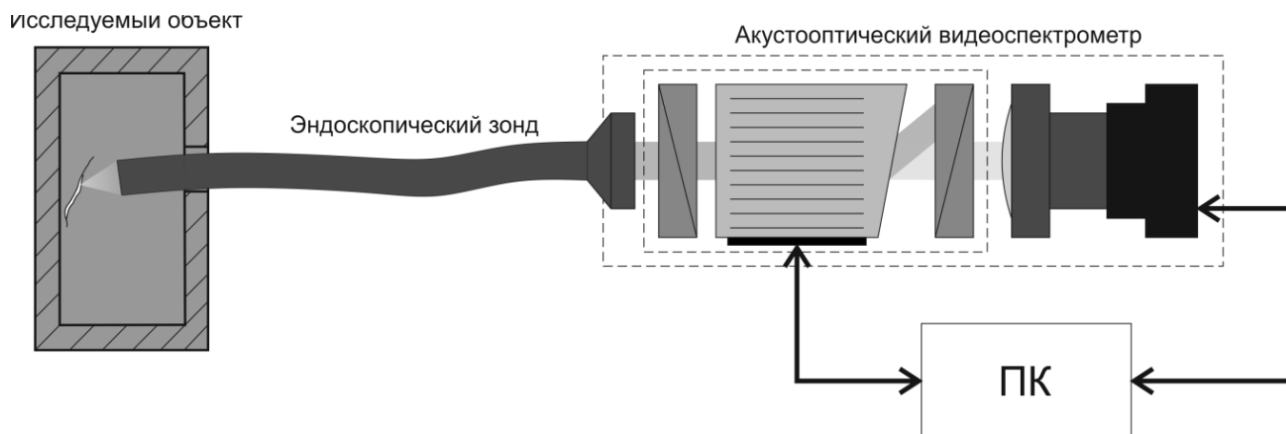


Рис. 1. Схема зондовой спектрометрической системы.



Математическое моделирование всей оптической схемы на этапе разработки позволяет оптимизировать ее аберрационные и светоэнергетические характеристики для обеспечения наилучшего качества изображения [3].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-38-00929).

#### Литература

1. Вавилов В.П. Инфракрасная термография и тепловой контроль // М.: ИД Спектр, 2009. 544 с.
2. Machikhin A.S., Zinin P.V., Shurygin A.V., Khokhlov D.D. Imaging system based on a tandem acousto-optical tunable filter for in situ measurements of the high temperature distribution // Optics Letters, 2016. Vol. 41(5). P. 901-904.
3. Machikhin, V. Batshev, V. Pozhar. Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // J. Opt. Soc. Am. A, 2017. Vol. 34(7). P. 1109-1113.

## ENDOSCOPIC SPECTRAL IMAGING SYSTEM FOR NON-DESTRUCTIVE TESTING OF HARD-TO-REACH OBJECTS

Khokhlov D.D.<sup>1</sup>, Machikhin A.S.<sup>1,2</sup>, Bykov A.A.<sup>1,2</sup>, Batshev V.I.<sup>1,2,3</sup>, Perfilov A.M.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of Russian Academy of Sciences

<sup>2</sup>National Research University "Moscow Power Engineering Institute"

<sup>3</sup>Bauman Moscow State Technical University

<sup>4</sup>NPO ENERGOMASH named after Academician V.P. Glushko

Non-destructive testing of hard-to-reach objects is discussed. We propose to use endoscopic video spectrometer not only for remote visual inspection and spectral analysis but also for thermal imaging. By means of an acousto-optical spectral imaging system, we demonstrated that this approach may be effective for the measurement of spatial temperature distribution over the surface of hard-to-reach heated objects. The potential applications of this device are simultaneous visual and thermal analysis of foundry, rolling and other machinery.



## ВИДЕОЭНДОСКОПЫ С ШИРОКИМ ДИАПАЗОНОМ ПОЛОЖЕНИЙ ОБЪЕКТА

к.т.н. доц. Крюков А.В.<sup>1</sup>, к.т.н. доц. Батшев В.И.<sup>1,2</sup>, студент Подчапаев И.О.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, факультет «Радиоэлектроника и лазерная техника», кафедра РЛ2;

<sup>2</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, лаборатория акустооптической спектроскопии

alex\_krioukov@mail.ru, batshev\_vlad@mail.ru, igor.podchapaev@yandex.ru

Рассмотрено влияние апертурных характеристик видеоэндоскопа на качество изображения и глубину изображаемого пространства. Обоснована целесообразность перемещения компонентов оптической схемы с целью дискретного изменения рабочего отрезка и фокусировки на разные удаления плоскости предметов. На основании патентного поиска выявлены варианты реализации таких перемещений.

**Ключевые слова:** эндоскопия, объектив эндоскопа, глубина изображаемого пространства, дискретная фокусировка, рабочий отрезок эндоскопа.

#### Введение

В настоящее время для исследования труднодоступных объектов в технике и медицине используются оптические эндоскопы, представляющие собой жесткие или гибкие системы, передающие излучение от объекта к приемнику излучения, в качестве которого используются миниатюрные многоэлементные приемники излучения (МПИ). Расположенный в дистальном конце эндоскопа МПИ позволяет заменить передачу оптического изображения через транслятор и окуляр к глазу наблюдателя передачей электрического сигнала в блок обработки изображения и упростить оптическую систему, сведя ее к схеме миниатюрного фотографического объектива.

Первоначальный расчет объективов ведется для бесконечно удаленной плоскости предметов, т.е. для случая, когда передний отрезок  $s=-\infty$ . Это справедливо, т.к. расстояние  $s=-20..30$  мм в большинстве случаев многократно превышает фокусное расстояние  $f'$  объектива ( $f'=1..2$  мм) [1].

Тем не менее, в процессе работы эндоскопических комплексов часто возникает необходимость более детального исследования отдельных частей объекта и изменения масштаба изображения. Это достигается изменением рабочего отрезка эндоскопа, т.е. уменьшением расстояния между передней поверхностью объектива и предметом. В этом случае оптическая система представляет из себя проекционный объектив, а плоскость идеального изображения смещается из заднего фокуса вправо, вызывая снижение качества изображения при постоянном положении плоскости МПИ.

Ниже представлено исследование изменения глубины резко изображаемого пространства (ГРИП) объектива видеоэндоскопов при различных относительных отверстиях.

### 1. Оценка дифракционного предела разрешения объектива

ГРИП - это расстояние вдоль оптической оси, в пределах которого допускается перемещение плоскости предметов при условии сохранения удовлетворительного качества изображения. В качестве критерия качества используется диаметр  $\delta'$  кружка нерезкости в изображении точки предмета.

Диаметр  $\delta'$  часто приравнивают к размерам пикселя МПИ, которые в настоящее время достигают значений  $1,1 \times 1,1$  мкм<sup>2</sup>. С другой стороны, необходимо следить за динамикой изменения дифракционного размера  $\delta'_{\text{диф}}$  изображения точки, значение которого зависит от относительного отверстия оптической системы  $D/f'=1:K$ , где  $K$  - диафрагменное число. В случае круглых диафрагм при удаленной предметной плоскости и для излучения с длиной волны  $\lambda$  значение  $\delta'_{\text{диф}}$  может быть найдено как

$$\delta'_{\text{диф}} = 2,22\lambda f'/D = 2,44\lambda K.$$

Наличие осветительной ветви приводит к тому, что для объективов эндоскопов не предъявляется требований к высокому относительному отверстию, поэтому диапазон диафрагменных чисел обычно составляет  $K=4..13$ . Зависимость  $\delta'_{\text{диф}} = f(K)$  для диапазона  $K=1..10$  при  $f'=1$  мм и  $\lambda=\lambda_e=0,54607$  мкм представлена на рис.1.

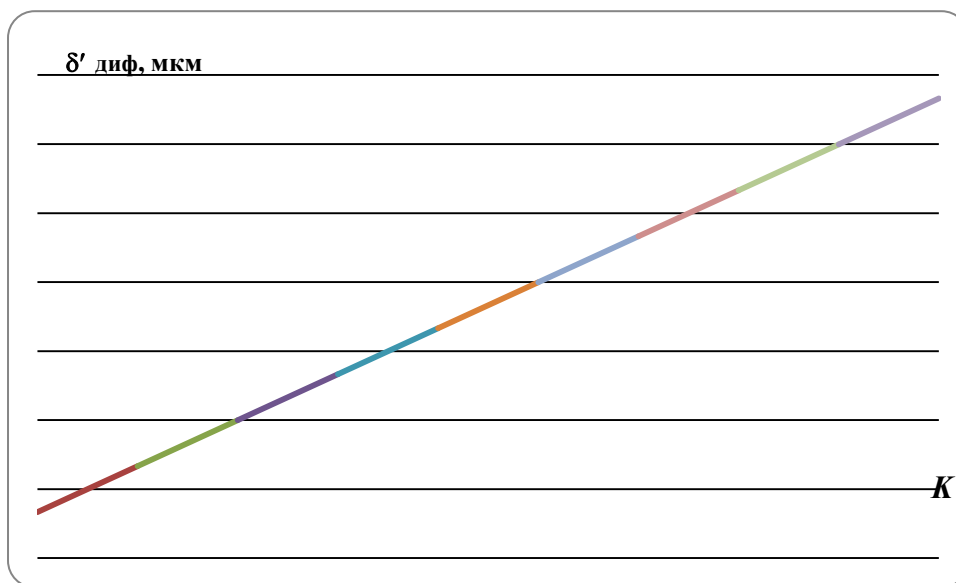


Рис. 1. Зависимость размера дифракционного пятна от диафрагменного числа.

Как видно из рис. 1 размер дифракционного пятна существенно превосходит размеры пикселя МПИ и достигает  $\delta'_{\text{диф}}=13,3$  мкм при относительном отверстии  $D/f'=1:10$ . Таким образом, требование увеличения относительного отверстия объектива может быть продиктовано не светоэнергетическим расчетом, а необходимостью снижения влияния дифракционных явлений и более полного использования возможностей современных МПИ. Стоит отметить, что получение дифракционного кружка рассеяния, соизмеримого с минимально технологически достижимыми размерами пикселя МПИ возможно при относительном отверстии  $D/f'=1:1$ , т.е. в сверхсветосильном объективе, что вызовет увеличение поперечных размеров оптической системы и сложности в устранении остаточных аберраций. В связи с этим, оптимальные значения относительного отверстия находятся в диапазоне  $D/f'=1:3..1:5$ .

### 2. Фокусировка на гиперфокальное расстояние

При оценке ГРИП выделяют основной план, т.е. плоскость номинального положения объекта, а также передний и задний план, т.е. плоскости границ резко изображаемого пространства. Расстояния от входного зрачка объектива до соответствующих плоскостей обозначают как  $p$ ,  $p_1$  и  $p_2$ , ГРИП вычисляется как  $p_1-p_2$ .

Максимальная ГРИП достигается при фокусировке объектива на гиперфокальное расстояние  $p_\infty$  [2]:

$$p_\infty = -f'^2/\delta'K.$$

В этом случае  $p_1 = -f^2/2\delta'K$ , а  $p_2 = -\infty$ .

Принимая  $\delta' = \delta'_{\text{диф}}$  и учитывая зависимость  $\delta'_{\text{диф}} = f(K)$  оценим динамику изменения положения переднего плана для диафрагменных чисел в диапазоне  $K=1..10$  (рис. 2). В этом случае все предметы, расположенные от объектива на расстоянии, превышающем  $p_1$ , будут изображаться резко (в пределах дифракционного качества).

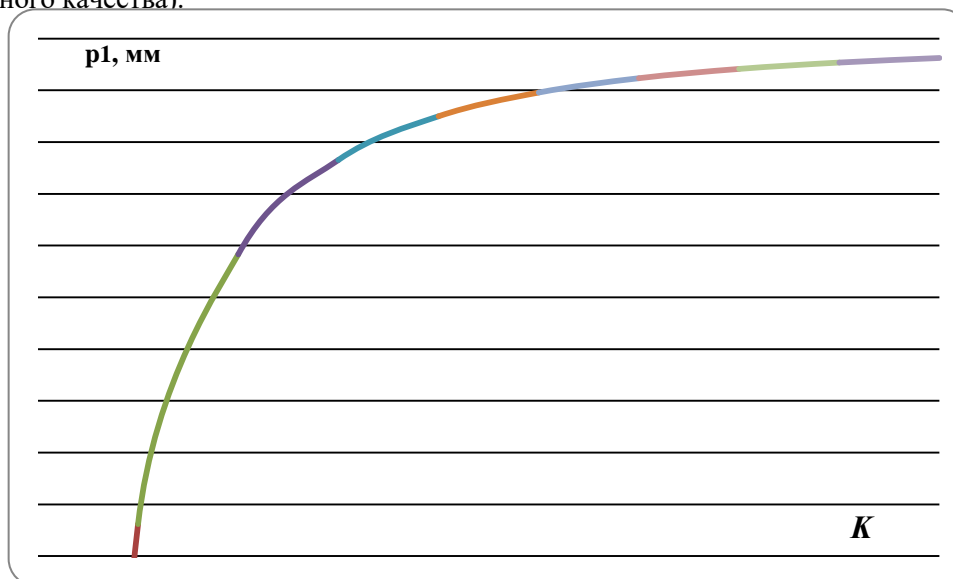


Рис. 2. Положение переднего плана при фокусировке на гиперфокальное расстояние.

Как видно из рис. 2 при относительных отверстиях  $D/f' = 1:10..1:8$  передний план расположен на расстояниях  $p_1 = -3,75..-5,86$  мм. Таким образом, фокусировка на гиперфокальное расстояние обеспечивает ГРИП, достаточную для решения большинства практических задач.

С увеличением относительного отверстия абсолютное значение  $p_1$  увеличивается нелинейно и при  $D/f' = 1:2$  достигает  $p_1 = -93,8$  мм. Таким образом, при относительных отверстиях  $D/f' = 1:7..1:1$  основной план необходимо смещать ближе к объективу, что требует отказа от фокусировки на гиперфокальное расстояние и условия  $p_2 = -\infty$ .

### 3. Фокусировка на конечное расстояние

При отказе от условия размещения основного плана объектива на гиперфокальном расстоянии используются более сложные зависимости  $p_1 = f_1(K)$  и  $p_2 = f_2(K)$  [2].

Для представленного выше примера максимальная ГРИП обеспечена при  $D/f' = 1:10$ :  $p_1 = -3,75$  мм,  $p_\infty = -7,5$  мм и  $p_2 = -\infty$ .

Рассмотрим зависимости  $p_1 = f_1(K)$ ,  $p_2 = f_2(K)$  и  $p_1 - p_2 = f_3(K)$  при размещении основного плана на расстоянии  $p = -7,5$  мм (см. рис.3).

Как видно из рис. 3 с увеличением относительного отверстия объектива ГРИП существенно сокращается. Так при  $D/f' = 1:3$  она составляет  $p_1 - p_2 = 1,36$  мм при  $p_1 = -6,88$  мм,  $p = -7,50$  мм и  $p_2 = -8,24$  мм.

Таким образом, повышение относительного отверстия приводит, с одной стороны, к уменьшению дифракционных явлений и улучшению качества изображения объектива, а с другой стороны, значительно сокращает ГРИП, приводя к необходимости поиска альтернативных путей расширения диапазона изменения рабочего отрезка.

### 4. Расширение диапазона изменения рабочего отрезка

Патентный поиск, проведенный по базе данных США и ЕС, подтверждает актуальность задачи разработки объективов видеоэндоскопов с переменным положением плоскости предмета. Наиболее характерными являются патентные решения фирм Olympus и FujiFilm, в которых изменение рабочего отрезка объектива осуществляется дискретно за счет продольного [3-5] или поперечного [6] перемещения компонентов оптической схемы.

В вариантах объективов по патенту [5] обеспечено дискретное изменение рабочего отрезка от  $s = -10,22$  мм до  $s = -1,14$  мм при продольном смещении одной или двух линз вблизи апертурной диафрагмы. При постоянном размере изображения основные оптические характеристики следующие:  $f' = 1..1,2$  мм,  $D/f' = 1:9..1:12$ ,  $2\omega = 135,2..92,4^\circ$  для дальнего и ближнего положений плоскости предметов, соответственно.

В вариантах объективов по патенту [6] обеспечено дискретное изменение рабочего отрезка от  $s = -25$  мм до  $s = -7,5$  мм при поперечном перемещении (вводе/выводе) линзы, расположенной вблизи апертурной диафрагмы. Основные оптические характеристики объектива меняются незначительно и составляют:  $f' = 1$  мм,  $D/f' = 1:3,4$ ,  $2\omega = 140,4^\circ$ .

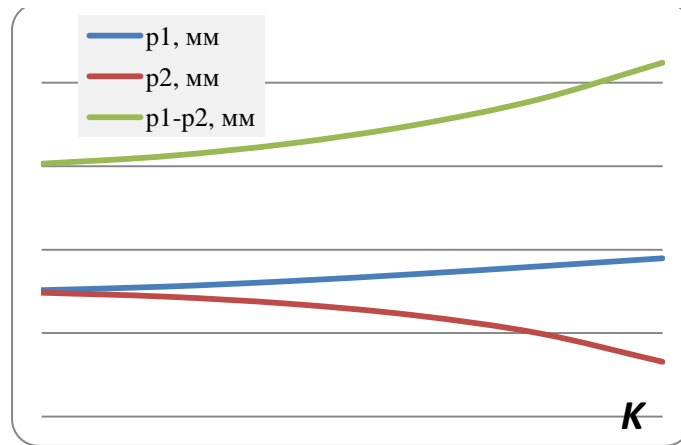


Рис. 3. ГРИП при фокусировке на основной план с  $p = -7,5$  мм.

### Выводы

Оптимальное использование ГРИП объективов видеоэндоскопов может быть обеспечено при относительных отверстиях не выше  $D/f' = 1:8$ , что позволяет обеспечить большой диапазон изменения рабочего отрезка. Увеличение относительного отверстия до  $D/f' = 1:3$  способствует уменьшению размеров дифракционного кружка и повышению качества изображения, но приводит к уменьшению ГРИП объективов. В таких системах работа с ближним и дальним расположением объекта осуществляется дискретно, при этом используется перемещение отдельных линзовых компонентов объектива.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации (МК-1906.2017.8).

### Литература

1. Батшев В.И., Крюков А.В. Расчет миниатюрных оптических систем несимметричного типа // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации: Материалы 10-й Международной научно-технической конференции / Российское НТОРЭС им. А.С. Попова. (Суздаль). 2017. С. 195-197.
2. Заказнов Н.П., Кирюшин С.И., Кузичев В.И. Теория оптических систем: Учебник для студентов приборостроительных специальностей / 4-е изд., перераб. и доп. М.: Лань, 2008. 448 с.
3. Azusa Noguchi Endoscope Objective Optical System / Olympus Co, JP. // Patent No US 8,130,454 B2, March 6. 2012.
4. Wataya, Yuichi Nachioji-shi Observation optical system unit, imaging unit and endoscope / Olympus Co, JP. // Patent No EP 3,225,149 A1, April 12, 2016.
5. Shikara Yamamoto Endoscope objective lens and endoscope / Fujifilm Corporation, JP. // Patent No US 8,947,785 B2, February 3. 2015.
6. Tsutomu Uzawa, Tsutomu Sasamoto Endoscope Objective lens / Olympus Co, JP. // Patent No US 9,182,585 B2, November 10. 2015.

## VIDEO-ENDOSCOPES WITH WIDE RANGE OF WORKING DISTANCE

A.V. Krioukov<sup>1</sup>, V.I. Batshev<sup>1,2</sup>, I.O. Podchapaev<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Bauman Moscow State Technical University, Faculty of Electronics and Laser Technology, Laser and Optical-Electronic Systems Department

<sup>2</sup> Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Laboratory of Acousto-optic Spectroscopy

alex\_krioukov@mail.ru, batshev\_vlad@mail.ru, igor.podchapaev@yandex.ru

The report is devoted to the influence of video-endoscope aperture characteristics on the image quality and the depth of field. Increasing the aperture it is possible to reduce diffraction effects but it sufficiently diminishes the depth of field and requires moving optical scheme components to provide multi-focusing. Patent search has revealed some examples of endoscope objective lenses where longitudinal and transverse movements of components are used.

**Keywords:** endoscopy, endoscope objective lens, depth of field, multi-focusing, endoscope working distance

# РАСЧЕТ МИНИАТЮРНОЙ ПРИЗМЕННО-ЛИНЗОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ СТЕРЕОИЗОБРАЖЕНИЯ

к.т.н. доц. Батшев В.И.<sup>1,2</sup>, к.ф.-м.н. в.н.с. Мачихин А.С.<sup>1</sup>,  
аспирант Хохлов Д.Д.<sup>1</sup>, аспирант Польщикова О.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН,  
лаборатория акустооптической спектроскопии

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,  
факультет «Радиоэлектроника и лазерная техника», кафедра РЛ2  
batshev\_vlad@mail.ru

В докладе описан метод и представлены результаты расчета миниатюрной оптической системы, формирующей стереоскопическое изображение объекта, которая может найти применение в задачах машинного зрения или неразрушающего контроля технических устройств.

**Ключевые слова:** неразрушающий контроль, миниатюрный объектив, стереоизображение

## Введение

В настоящее время во многих задачах неразрушающего контроля требуется не только формирование изображения исследуемых объектов, но и получение измерительной информации о них (глубина царапины, площадь пятна и т.п.). Для решения этих задач есть несколько методов, один из которых – формирование стереоизображения [1,2]. Необходимость создания миниатюрного устройства обуславливает его принципиальную схему, в которой используется один приемник излучения, на который проецируется одновременно два изображения одного и того же объекта, сформированные одной оптической системой. Формирование двух изображений обеспечивается за счет применения преломляющей призмы.

## Схема разработанного объектива

В НТЦ УП РАН разработан миниатюрный стереоскопический объектив, схема которого представлена на рис. 1. Устройство состоит из базового объектива I и стереоскопической призмочно-линзовой насадки II. В качестве приемника используется КМОП матрица с диагональю 1/9". Базовый объектив формирует изображение объектов, расположенных на расстоянии от 50 до 200 мм от объектива, в пределах небольшого углового поля 15x30°. Насадка приближает плоскость объекта до 5...40 мм, формирует два разноразмерных изображения объекта и увеличивает поле зрения – в каждом из двух каналов оно составляет 45x45°.

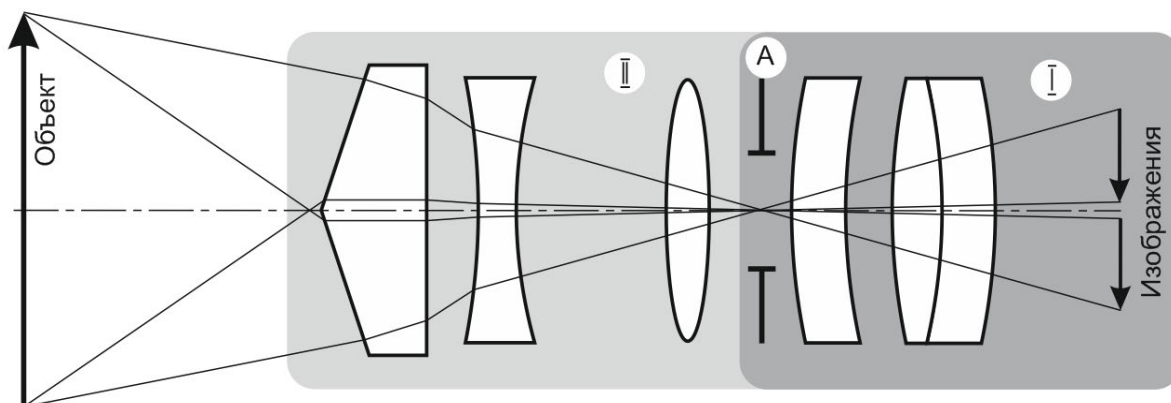


Рис. 1. Схема стереоскопического объектива.

Миниатюрность объектива достигается за счет того, что:

- апертурная диафрагма А расположена между базовым объективом и насадкой;
- поле зрения базового объектива меньше, чем в системе с насадкой.

Поскольку фокусное расстояние системы существенно меньше, чем расстояние до объекта, то в первом приближении можно считать, что насадка должна быть квазифокальная, причем из соображений компактности она построена по схеме Галилея. Поскольку поле зрения системы с насадкой больше, чем в базовом объективе, то увеличение насадки  $\Gamma < 1$ .



### Особенности аберрационного расчета

Аберрацией, наиболее осложняющей расчет системы, является хроматизм увеличения, вызванный дисперсией материала призмы. Причем хроматизм призмы постоянный по полю зрения в меридиональном сечении (он проявляется как сдвиг изображения вдоль оси  $ou'$ ), а хроматизм увеличения линзовой части плавно меняется, для точки на оси он равен нулю и является симметричным относительно оптической оси. Это значит, что хроматизм призмы не может быть полностью скомпенсирован хроматизмом увеличения линзовой части. Целесообразным является исправление хроматизма увеличения системы в центре поля зрения каждого канала.

Кроме того, в двухлинзовой системе Галилея хроматизм увеличения имеет тот же знак, что и хроматизм призмы, значит, компенсация этой аберрации в насадке невозможна. Поэтому призму следует изготавливать из низкодисперсного стекла и максимально устранять хроматизм увеличения линзовой части насадки. Компенсация же остаточного хроматизма увеличения насадки должна происходить в базовом объективе. Особенности расчета базового объектива с вынесенным входным зрачком рассмотрены ранее в [3].

Устранение аберрации широких пучков лучей не является сложной задачей из-за малого относительного отверстия, которое составляет 1:11.

### Экспериментальные исследования объектива

На рис. 2 показаны стереопары изображений объекта, расположенного на расстояниях 5, 15 и 40 мм от оптической системы. Расстояния 5 мм и 40 мм соответствуют краям расчетного диапазона положений объекта. 15 мм – расстояние, для которого выполнена наилучшая коррекция аберраций.

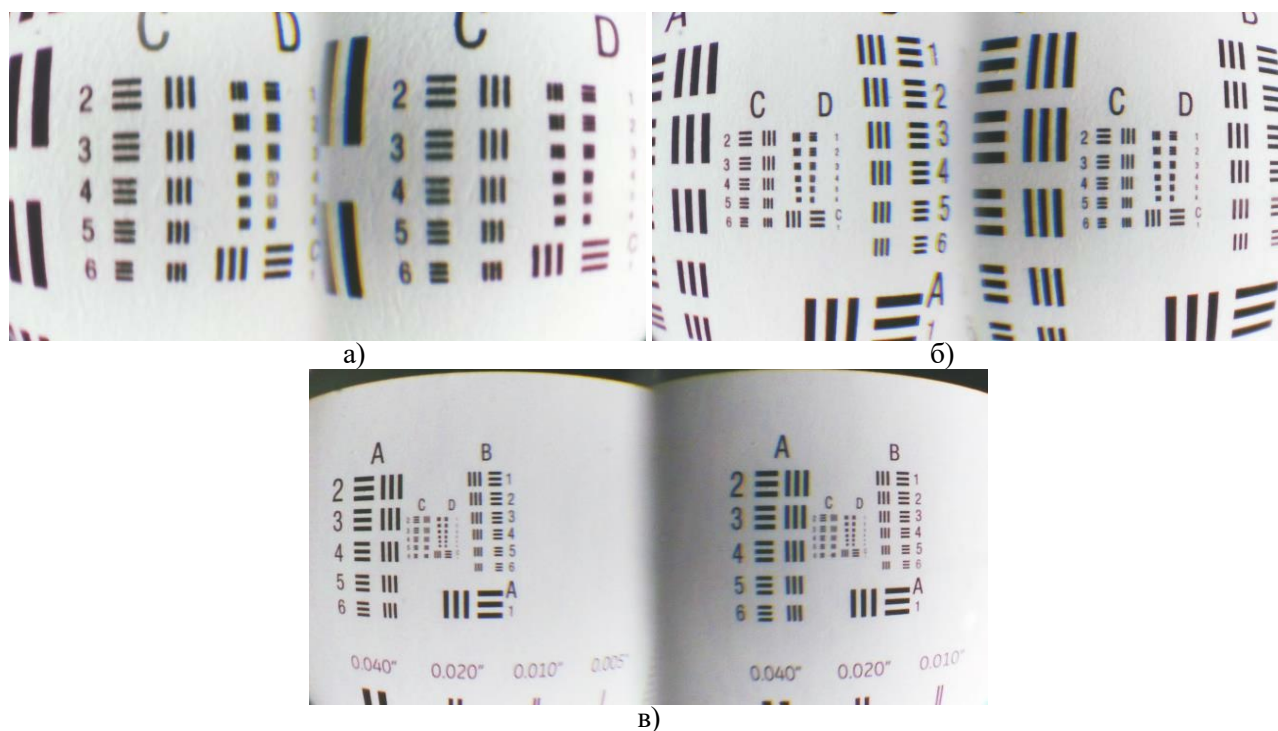


Рис. 2. Изображения тестового объекта.

По рисунку видно, что в пределах всего диапазона положений объекта сохраняется достаточно высокая разрешающая способность. По расчету для различных положений предмета она варьируется от 40 до 70 лин/мм в центре изображения и от 30 до 50 лин/мм – на краю изображения. Расчетные значения хроматизма и дисторсии также хорошо согласуются с практическими результатами.

### Выводы

Разработанный стереоскопический объектив является компактным и демонстрирует хорошее качество изображения в пределах поля зрения  $45^\circ$  и в пределах глубины резко изображаемого пространства 5 – 40 мм, что позволяет использовать такой объектив для задач неразрушающего контроля труднодоступных участков технических объектов.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации (МК-1906.2017.8).

### Литература

1. Мачихин А.С., Горевой А.В., Батшев В.И., Хохлов Д.Д., Наумов А.А. Разработка технологии и оборудования интеллектуального машинного зрения для неразрушающего контроля качества труднодоступных элементов ДСЕ ЖРД // «Орбита молодежи» и перспективы развития российской космонавтики» всероссийская молодежная научно-практическая конференция: Сборник трудов. Томск: Издательство ТПУ, 2017. С.49-50.

2. Горевой А.В., Мачихин А.С., Хохлов Д.Д., Батшев В.И., Калошин В.А., Перфилов А.М. Применение трассировочной модели оптико-электронной системы для повышения точности стереоскопических эндоскопических измерений // Дефектоскопия. 2017. Т.53, №9. С.44-53.
3. Батшев В.И., Крюков А.В. Расчет миниатюрных оптических систем несимметричного типа // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации: Материалы 10-й Международной научно-технической конференции / Российское НТОРЭС им. А.С. Попова. (Суздаль). 2017. С. 195-197.

## DESIGN OF THE MINIATURE PRISM-BASED OPTICAL SYSTEM FOR STEREO IMAGING

V.I. Batshev<sup>1,2</sup>, A.S. Machikhin<sup>1</sup>, D.D. Khokhlov<sup>1</sup>, and O.V. Polschikova<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation,  
Laboratory of Acousto-optic Spectroscopy

<sup>2</sup> Bauman Moscow State Technical University, Faculty of Electronics and Laser Technology,  
Laser and Optical-Electronic Systems Department  
batshev\_vlad@mail.ru

The report describes the method and presents the results of a miniature optical system design. The system forms a stereo image and can be used for machine vision or non-destructive testing of technical devices.

**Key words:** non-destructive testing, miniature lens, stereoscopy



## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ КООРДИНАТ ОБЪЕКТА, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ АКУСТООПТИЧЕСКОГО СТЕРЕОСПЕКТРОМЕТРА

инженер-исследователь Наумов А.А.<sup>1,2</sup>, м.н.с. Горевой А.В.<sup>1,2</sup>,  
к.ф.-м.н., в.н.с. Мачихин А.С.<sup>1,3</sup>, к.т.н., н.с. Батшев В.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, лаборатория акустооптической спектроскопии, Москва

<sup>2</sup> Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, кафедра «Лазерные и оптико-электронные системы», Москва

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва  
ladezik@gmail.com

Рассмотрена задача восстановления трехмерной структуры объектов в произвольных спектральных интервалах с помощью акустооптического стереоскопического спектрометра. Применен метод геометрической калибровки данного устройства с использованием смещения плоского тест-объекта с заданным шагом. Получена и проанализирована спектральная зависимость погрешности определения трехмерных координат объекта.

**Ключевые слова:** стереоскопия, трехмерная визуализация, акустооптическая фильтрация изображений

Различные методы акустооптической (АО) спектрально-контрастной визуализации позволяют отображать распределение физико-химических свойств исследуемого объекта [1-3]. Для этого выделяют свет в полосе поглощения, испускания или флуоресценции визуализируемого вещества. Такие методы получили широкое распространение в задачах дистанционного зондирования, биомедицине, машинном зрении и др. Расширением данного подхода является разработка метода и создание средств регистрации трехмерных изображений, работающих в реальном времени в узком спектральном диапазоне [4].

Одновременная спектральная фильтрация двух пучков, переносящих изображения, позволяет наблюдать стереоизображения в произвольных узких спектральных интервалах, то есть осуществлять одновременный анализ трехмерной пространственной структуры и спектральных свойств объекта [4]. Для реализации этого метода был разработан АО стереоспектрометр [5].

Для проведения измерения трехмерных геометрических параметров исследуемых объектов с помощью АО стереоспектрометра необходимо провести его предварительную геометрическую калибровку [6,7]. Особенностью прибора является наличие специфических пространственно-спектральных искажений, вносимых в изображение при АО взаимодействии [8]. Они приводят к отличиям изображений, регистрируемых в различных спектральных интервалах. Вследствие этого для осуществления трехмерных измерений на различных длинах волн в пределах всего рабочего спектрального диапазона прибора геометрическую калибровку прибора не достаточно проводить на основе обработки изображений, полученных в одном спектральном интервале. Поэтому оценка искажений и разработка методики оптимальной калибровки АО стереоспектрометра представляет интерес.

В настоящей работе применен метод калибровки с использованием плоского тест-объекта в виде шахматной доски, при котором он устанавливается примерно перпендикулярно оптической оси и перемещается вдоль нее с заданным шагом. Заданной считается только величина шага, а положение тест-объекта и направление сдвига определяются в процессе калибровки. Метод основан на применении проективной (pinhole) модели камеры. Результаты исследований показали, что из-за малого углового поля и глубины резкости для АО стереоспектрометра такой метод обеспечивает большую точность и стабильность по сравнению с [7], причем достаточно двух положений тест-объекта в начале и в конце резко изображаемого пространства.

Описанный метод калибровки был применен к изображениям, полученным в четырех спектральных интервалах. По изображениям другой (тестовой) серии были измерены размеры клетки и измерения смещения тест-объекта вдоль оптической оси по соответствующим точкам двух соседних изображений серии. Это позволяет оценить погрешность измерения отрезков длиной 0,5 мм, расположенных как перпендикулярно оптической оси, так и вдоль нее аналогично [9]. Полученные таким образом зависимости средней ошибки и СКО от расстояния до плоскости миры представлены на рис. 1.

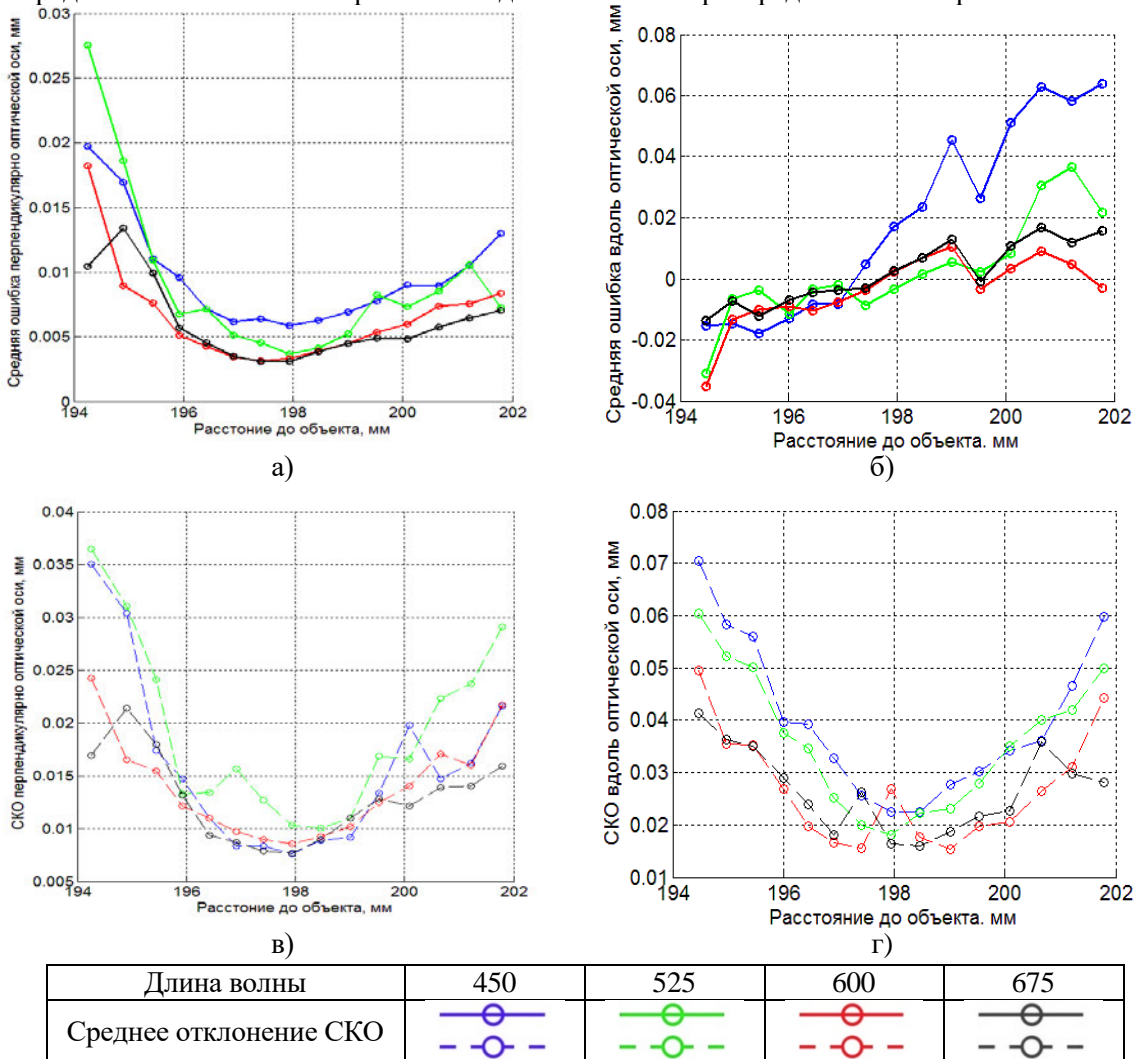


Рис. 1. Средняя ошибка (а,б) и СКО (в,г) измерения отрезка длиной 0,5 мм в плоскости тест-объекта (а,в) и вдоль оптической оси (б,г).



Для объективного сравнения погрешности восстановления трехмерных координат на различных длинах волн в таблице 1 приведены их средние значения и СКО, полученные путем усреднения значений ошибок по всему резко изображаемому пространству.

**Таблица 1.** Значения ошибок и СКО при восстановлении трехмерных координат тест-объекта в плоскости тест-объекта и вдоль оптической оси.

Длина волны, нм	450	525	575	650
Средняя ошибка в плоскости тест-объекта, мм	0,0097	0,0090	0,0065	0,0061
Среднее СКО в плоскости тест-объекта, мм	0,0158	0,0154	0,0138	0,0128
Средняя ошибка вдоль оптической оси, мм	0,0154	0,0025	-0,0134	0,0017
Среднее СКО вдоль оптической оси, мм	0,0401	0,0348	0,0267	0,0266

Проведенные экспериментальные исследования показали, что для разработанного АО стереоспектрометра и метода пространственной калибровки, использующего смещение тест-объекта с заданным шагом, зависимость среднего уровня средней ошибки и СКО определения трехмерных координат на объекте от длины волны, выделяемой АО фильтром, выражена слабо. Это говорит о возможности учета пространственно-спектральных искажений, вносимых АО фильтром, при использовании выбранного метода геометрической калибровки. Полученные результаты являются основой для дальнейших исследований по калибровке АО стереоспектрометров с целью проведения измерений трехмерных геометрических параметров и восстановления формы объектов в произвольных узких спектральных интервалах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 16-08-01278 и 16-07-00393).

### Литература

1. N. Hagen, M. W. Kudenov. Review of snapshot spectral imaging technologies // Opt. Eng., 2013. Vol. 52(9). № 090901.
2. Q. Li, X. He, Y. Wang, H. Liu, D. Xu F. Guo. Review of spectral imaging technology in biomedical engineering: achievements and challenges // Journal of Biomedical Optics, 2013. V. 18(10). № 100901.
3. G. Lu, B. Fei. Medical hyperspectral imaging: a review // Journal of Biomedical Optics, 2014. Vol. 19(1). № 010901.
4. A.S. Machikhin, V.E. Pozhar. Single-AOTF-based stereoscopic 3-dimensional spectral imaging systems based on a single acousto-optical tunable filter // Journal of Physics: Conference Series, 2015. Vol. 661. № 012041.
5. Мачихин А.С., Батшев В.И., Пожар В.Э., Мазур М.М. Акустооптический стереоскопический спектрометр полного поля для восстановления объемной структуры объектов в произвольных спектральных каналах. // Компьютерная оптика, 2016. Т. 40, № 4. С. 871-877.
6. D.A. Forsyth, J. Ponce. Computer Vision: a Modern Approach // Upper Saddle River: Prentice-Hall, 2012. 720 p.
7. Zhang, Z. Flexible camera calibration by viewing a plane from unknown orientations // Proceedings of the International Conference on Computer Vision, 1999. P. 666-673.
8. V. Pozhar, A. Machihin. Image aberrations caused by light diffraction via ultrasonic waves in uniaxial crystals // Applied Optics, 2012. Vol. 51(19). P. 4513-4519.
9. Gorevoy A.V. Optimal calibration of a prism-based videoendoscopic system for precise 3D measurements / A.V. Gorevoy, A.S. Machikhin // Computer Optics, 2017. Vol. 41(4). P. 535-544.

## DETERMINATION OF THE SPECTRAL DEPENDENCE OF THE ERROR OF MEASUREMENT OF THREE-DIMENSIONAL COORDINATES OF THE OBJECT OBTAINED USING THE ACOUSTO-OPTIC STEREOSPEAKER

A. A. Naumov, A. V. Gorevoy, A. S. Machihin, and V. I. Batshev

ladezik@gmail.com

The problem of reconstructing the three-dimensional structure of objects in arbitrary spectral intervals using an acousto-optic stereoscopic spectrometer is considered. The method of geometric calibration of this device using the displacement of a flat test object with a given step is applied. The spectral dependence of the error in determining the three-dimensional coordinates of the object is obtained and analyzed.

**Keywords:** stereoscopy, three-dimensional visualization, acousto-optic image filtering

# РАСЧЕТ И АНАЛИЗ ИСКАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, ФОРМИРУЕМОГО ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

доцент, к.т.н. Батшев В.И.<sup>1, 2</sup>, доцент, к.т.н. Носов П.А.<sup>1\*</sup>, студент Яблокова А.А.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

\* ran@bmstu.ru

Рассмотрен расчет искажений лазерного пучка, формируемого оптическими системами, с использованием метода лучевого пакета. Рассматриваемый подход учитывает пространственную структуру лазерного пучка и позволяет рассчитывать его искажения, обусловленные геометрическими и термооптическими аберрациями оптической системы. Подход характеризуется малыми вычислительными затратами при расчете искажений пучка после многокомпонентной оптической системы.

**Ключевые слова:** лазерные технологии, лазер, лазерный пучок, лазерная оптическая система, аберрации, искажения лазерного пучка, лучевой пакет

## Введение

В докладе рассмотрен метод для расчета параметров и искажений лазерного пучка, формируемого реальной оптической системой. Учет свойств лазерного излучения при расчете формирующей оптической системы, как показывает практика, позволяет проектировать приборы и оборудование с меньшими габаритными размерами, массой, высокими оптическими характеристиками, что позволяет использовать лазеры меньшей мощности. Расчет лазерной оптики для прецизионных технологий обработки материалов должен проводиться по специальным методикам, учитывающих когерентные свойства лазерного излучения, и с применением специальных САПР оптических систем.

При всей строгости и предпочтительности волновых методов, они вычислительно затратны для анализа лазерных оптических систем, что делает геометрический анализ выгодной альтернативой. При этом адекватный результат позволяет получить метод лучевых пакетов, основанный на геометрическом анализе формы каустики лазерного пучка, являющейся однополостным гиперboloидом вращения [1,2]. Расчет распространения лучевого пакета через оптическую систему проводится хорошо разработанными методами вычислительной оптики [3].

Имеется DLL-модуль для САПР оптических систем Zemax, позволяющий проводить трассировку лучевого пакета лазерного пучка моды  $TEM_{mn}$  [4]. Однако этот модуль имеет следующие функциональные ограничения:

- не позволяет проводить трассировку лучевого пакета реального лазерного пучка с диаметром перетяжки  $2h_n$ , угловой расходимостью  $2\theta$  и конфокальным параметром (длина Рэлея)  $z_k$ , причем  $2h_n \cdot 2\theta = 4 \frac{h_n^2}{z_k} = \text{const} = 4M^2 \frac{\lambda}{\pi}$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения,  $M^2$  – параметр качества лазерного пучка;
- отсутствует возможность анализа искажений лазерного пучка на выходе оптической системы.

В настоящей работе с помощью разработанного в САПР оптических систем Zemax модуля задания реального лазерного пучка в виде лучевого пакета представлены результаты расчета лазерных оптических систем. Входной пучок характеризуется набором пространственных параметров: диаметр и положение перетяжки, конфокальный параметр, угловая расходимость, параметр  $M^2$ . Искажения пучка после лазерной оптической системы характеризуются следующими функциями [5]:

- кривизна перетяжки – зависимость отклонения положения выходной перетяжки относительно ее положения для идеальной лазерной оптической системы от высоты входной перетяжки;
- деформация перетяжки – зависимость отклонения высоты выходной перетяжки относительно ее размера для идеальной лазерной оптической системы от высоты входной перетяжки.

## 1. Пример анализа искажений лазерного пучка

Для реализации лазерных технологий обработки материалов, например, резки, сварки, наплавки и термообработки, используют мощные технологические лазеры. Использование в составе технологического оборудования мощных лазерных источников накладывает ряд требований к разработке и изготовлению элементов оптической системы [6-10].

Используя разработанный модуль приведем результаты расчета искажений лазерного пучка на выходе двухкомпонентной оптической системы, формирующей излучение мощного волоконного иттербиевого лазера непрерывного режима:  $\lambda = 1,07$  мкм, диаметр волокна 50 мкм, параметр  $M^2 = 5$ , максимальная

мощность 5 кВт. Оптическая система имеет следующие параметры (обозначения см. на рис. 1): расстояние от входной перетяжки до узла коллиматора 99,7 мм,  $f'_{\text{кол}} = 100,0$  мм,  $f'_{\text{фок}} = 150,0$  мм,  $d_2 = 221,1$  мм, диаметр линз 2", материал линз – кварцевое стекло.

Результаты расчета пучка мощного волоконного лазера на выходе лазерной оптической системы представлены на рис. 2 и 3. Из рис. 2 видно, что после реальной оптической системы вложенные лучевые пакеты фокусируются на разных расстояниях, т.е. имеют разные положения перетяжки.

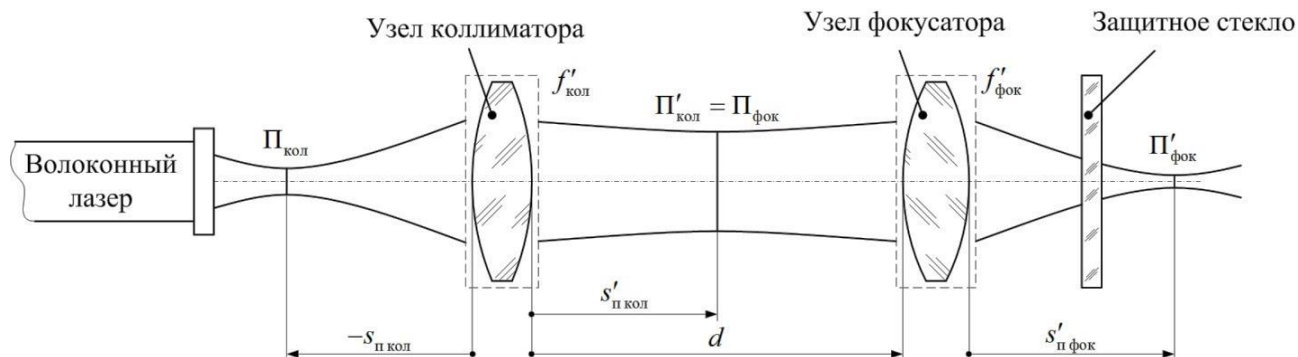


Рис. 1. Схема оптической системы формирования пучка волоконного лазера:  $f'$  – фокусное расстояние узла;  $s_{\Pi}$  и  $s'_{\Pi}$  – положение перетяжки входного ( $\Pi$ ) и выходного ( $\Pi'$ ) пучка (согласно принятому в оптике правилу знаков);  $d$  – расстояние вдоль оптической оси от последней поверхности узла коллиматора до первой поверхности узла фокусатора.

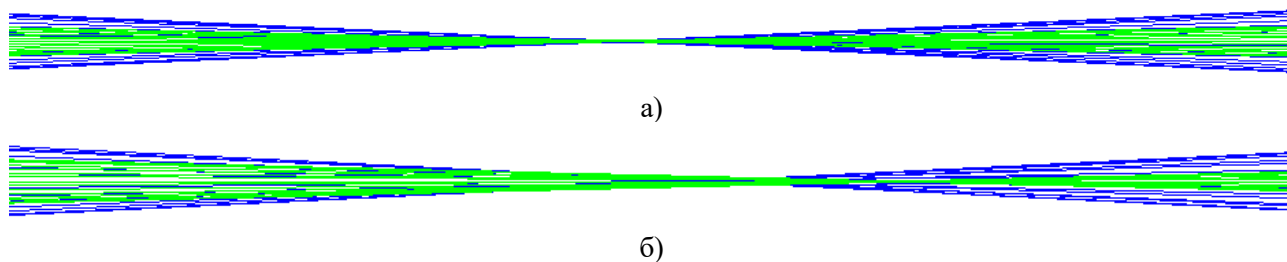


Рис. 2. Лучевой пакет лазерного пучка на выходе идеальной (а) и реальной (б) оптических систем.

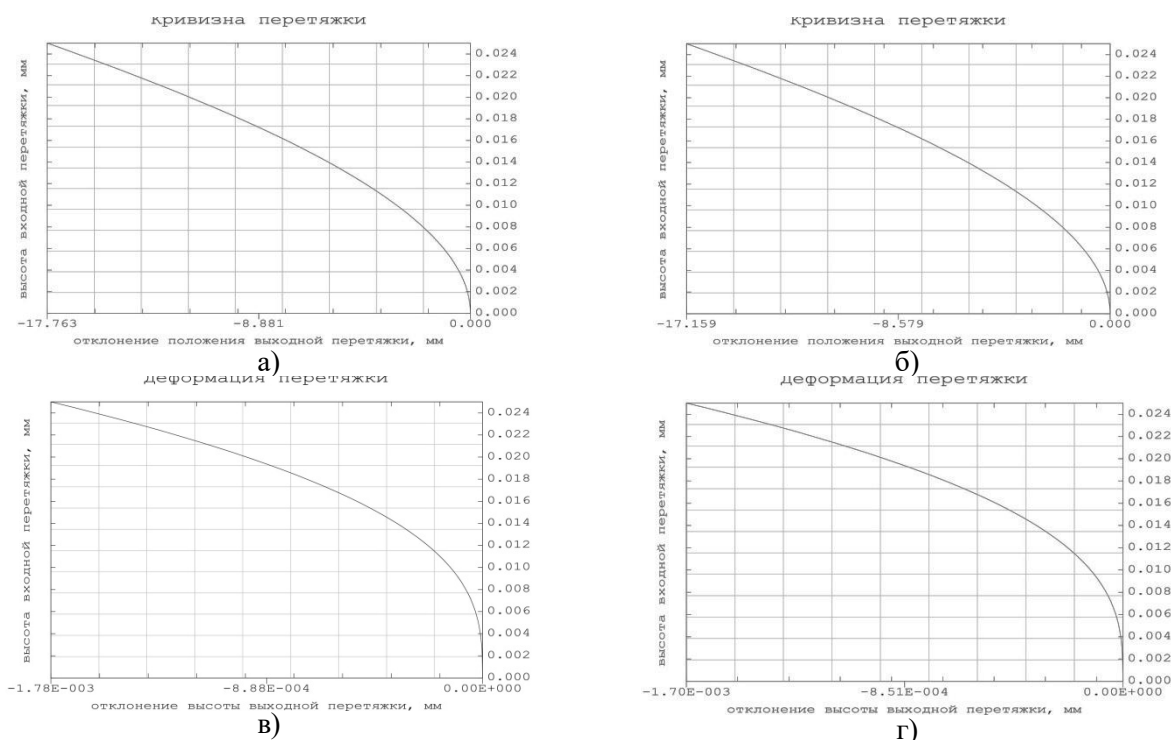


Рис. 3. Функции искажений лазерного пучка: (а) и (б) – кривизны перетяжки; (в) и (г) – деформации перетяжки; (а) и (в) –  $n_2 = 0$ ; (б) и (г) –  $n_2 > 0$ .

Для рассматриваемого нами примера оптическая сила узлов оптической системы под действием излучения мощного волоконного лазера изменяются на 0,022 дптр. На рис. 3 представлены абберационные зависимости для двух случаев: без учета термооптической деформации линз и при ее учете. При этом термооптическая деформации линз под действием мощного лазерного излучения характеризуется квадратичным распределением показателя преломления:  $n(\rho) = n_0 - 0,5n_2\rho^2$ ,  $\rho$  – расстояние от оптической оси до соответствующей точки в плоскости поперечного сечения линзы;  $n_0$  – показатель преломления на оси ( $\rho = 0$ );  $n_2$  – коэффициент, определяющий степень радиальной неоднородности распределения показателя преломления. Коэффициент  $n_2$  зависит от производной  $dn/dT$ , термоупругих и фотоупругих коэффициентов стекла линз, а также мощности лазерного излучения [10].

Рис. 3 иллюстрирует наличие больших искажений лазерного пучка после рассматриваемой оптической системы, вызванные геометрическими и термооптическими абберациями.

### Выводы

На основе представления лазерного пучка в виде вложенных лучевых пакетов в САПР оптических систем Zemax разработан DLL-модуль. Разработанный модуль позволяет не только проводить расчет и анализ искажений лазерного пучка, а также синтезировать и оптимизировать оптические системы с требуемыми искажениями пучка для лазерных приборов и технологий. Представлены функции искажений лазерного пучка на выходе двухкомпонентной оптической системы, формирующей излучение мощного волоконного лазера.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-08-00936 а.

### Литература

1. Пахомов И.И., Цибуля А.Б. Расчет оптических систем лазерных приборов. М.: Радио и связь, 1986. 152 с.
2. Носов П.А., Павлов В.Ю., Пахомов И.И., Ширанков А.Ф. Абберационный синтез оптических систем, предназначенных для преобразования лазерных пучков // Оптический журнал. 2011. Т. 78, №9. С. 34-44.
3. Русинов М.М., Грамматин А.П., Иванов П.Д. Вычислительная оптика: Справочник/ Под. ред. Русинова М.М. М.: Издательство ЛКИ, 2008, 423 с.
4. Paul Colbourne Using skew rays to model Gaussian beams, - Режим доступа свободный: <http://customers.zemax.com/zmx/webinars/opticstudio-recordings/using-skew-rays-to-model-gaussian-beams>.
5. Пахомов И.И., Ширанков А.Ф., Носов П.А. Описание, расчет и анализ искажений многомодовых лазерных пучков // Оптический журнал. 2010. Т. 77, № 2. С. 37-43.
6. Вакс Е.Д., Миленький М.Н., Сапрыкин Л.Г. Практика прецизионной лазерной обработки. М.: Техносфера, 2013. 696 с.
7. Ширанков А.Ф., Носов П.А., Григорьянц А.Г., Третьяков Р.С., Самарин П.Е. Разработка оптических систем для лазерной обработки на основе теории лазерной оптики // Научные технологии в машиностроении. 2014. № 5. С. 37-48.
8. Носов П.А., Щадько А.О. Расчет формирующей оптической системы технологического оборудования на базе мощного волоконного лазера // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 6. 1761004.
9. Носов П.А., Ширанков А.Ф., Третьяков Р.С., Григорьянц А.Г., Ставертий А.Я. Нагрев оптических элементов из высокочистых кварцевых стекол излучением мощных волоконных лазеров // Изв. вузов. Приборостроение. 2016. Т. 59, № 12. С. 1028-1033. DOI: 10.17586/0021-3454-2016-59-12-1028-1033.
10. Носов П.А. Термооптический анализ формирующих систем мощных волоконных лазеров // Прикладная физика. 2017. № 2. С. 87-91.

## CALCULATION AND ANALYSIS OF DISTORTION OF A LASER BEAM FORMED BY AN OPTICAL SYSTEM

assistant professor, PhD(Eng) Batshev V. I.<sup>1,2</sup>, assistant professor, PhD(Eng) Nosov P. A.<sup>1\*</sup>,  
student Yablokova A. A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Bauman Moscow State Technical University

<sup>2</sup> Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation  
of the Russian Academy of Sciences

\* pan@bmstu.ru

The calculation of the distortions of a laser beam produced by optical systems using the method of representation of Gaussian beams by ray bundle is considered. This approach takes into account the spatial structure of the laser beam and makes it possible to calculate its distortion due to geometric and thermo-optical aberrations of the optical system. The approach is characterized by low computational costs in calculating the beam distortion after a multicomponent optical system.

**Keywords:** laser technologies, laser, laser beam, laser optical system, aberrations, distortions of laser beam, ray bundle

# УСТАНОВКА ДЛЯ ЗАПИСИ ТРЕХЦВЕТНЫХ ЦИФРОВЫХ ГОЛОГРАММ

асп. Польщикова О.В., к.ф.-м.н. Мачихин А.С., асп. Рамазанова А.Г., студ. Дмитриев И.В., к.т.н. Ляшенко А.И.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
polschikova@ntcup.ru

Описана оптическая схема и принцип генерации излучения в трехволновом лазерном источнике с рабочими длинами волн 451, 532 и 634 нм, который используется совместно с интерферометром в установке многоволновой цифровой голографии. Запись цифровых голограмм осуществляется на трех длинах волн одновременно в одном кадре, что обеспечивает их высокоскоростную регистрацию. Цифровая обработка заключается в выделении спектральных компонент в зарегистрированной голограмме и восстановлении амплитудно-фазовых характеристик каждой из них. Установка может найти применение в научно-исследовательских работах и промышленности.

**Ключевые слова:** интерферометрия, трехволновой лазер, многоволновая цифровая голография

## Введение

Многоволновая цифровая голография направлена на решение широкого круга задач: восстановление цветных амплитудных изображений [1,2], например, для исследования окрашенных биологических срезов; расширение динамического диапазона измеряемых параметров быстропротекающих процессов, например, вибраций [3]; повышение точности восстановления фазы за счет локализации нулевой интерференционной полосы [4]; измерение показателя преломления и толщины прозрачных образцов [5,6].

Для реализации многоволнового подхода необходимо использовать несколько источников света, излучающих на разных длинах волн либо комбинировать широкополосный источник с устройством спектральной селекции. Запись цифровых голограмм может происходить либо последовательно, либо одновременно на всех трех длинах волн. Последний вариант является предпочтительным в задачах исследования динамики быстропротекающих процессов.

Здесь представлена схема одновременной записи трехцветных цифровых голограмм, основанная на оригинальном трехволновом лазерном источнике излучения [7]. Он представляет собой импульсный твердотельный лазер, генерирующий излучение в красной, зеленой и синей областях спектра. Его особенность заключается в едином источнике накачки, что решает проблему синхронизации, а также в структуре выходного пучка, содержащего все три компонента, следующие по одному пути за счет выбранных значений среза кристаллов КТП, что исключает необходимость юстировки пучков. Для получения интерференции может быть использован любой известный интерферометр, на вход которого необходимо подать излучение лазера. Запись интерференционной картины производится с помощью цветной цифровой камеры. За счет одновременной регистрации всех трех спектральных компонент предлагаемую установку можно использовать для изучения быстропротекающих процессов.

## Лазерный источник

Трехволновой источник создан на основе импульсного лазера на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$ , работающего в режиме электрооптической модуляции добротности резонатора с поляризационным выводом излучения на длине волны  $\lambda_n=1064$  нм. Резонатор лазера на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  содержит параметрический генератор света (ПГС), способный генерировать импульсы излучения на сигнальной длине волны  $\lambda_c=1570$  нм. Резонатор ПГС образован двумя параметрическими зеркалами, одно из которых является частично прозрачным для излучения 1570 нм и глухим для излучения 1064 нм. В качестве нелинейного элемента в ПГС использован кристалл КТР  $\chi$ -среза ( $\Theta=90^\circ, \varphi=0$ ). Накачка активного элемента из АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  осуществляется импульсной ксеноновой лампой, работающей с частотой повторения импульсов 25 Гц.

Управление режимом генерации лазера происходит при подаче на электроды электрооптического элемента импульса высоковольтного напряжения, включающего добротность резонатора. При амплитуде импульса напряжения  $U \sim 2$  кВ лазер генерирует импульсы излучения  $\lambda_n=1064$  нм, выходящие из резонатора при отражении от пластины-поляризатора. При увеличении амплитуды  $U$  до  $\sim 3$  кВ ПГС начинает генерировать импульсы излучения  $\lambda_c=1570$  нм, выходящие через частично прозрачное параметрическое зеркало. При этом энергия импульсов излучения 1064 нм несколько снизится. Излучение 1064 нм с помощью поворотных зеркал заводится в канал излучения 1570 нм для генерации излучения с суммарной частотой  $\lambda_{\Sigma 1}=634$  нм ( $\lambda_{\Sigma 1}^{-1} = \lambda_n^{-1} + \lambda_c^{-1}$ ) в нелинейном элементе из КТР (срез с  $\theta=53^\circ, \varphi=0$ ). Во втором элементе из КТР (срез с  $\theta=70^\circ, \varphi=0$ ) происходит генерация с суммарной частотой  $\lambda_{\Sigma 2}=451$  нм ( $\lambda_{\Sigma 2}^{-1} = \lambda_{\Sigma 1}^{-1} + \lambda_c^{-1}$ ). В третьем элементе из КТР (срез с  $\theta=90^\circ, \varphi=23^\circ$ ) происходит генерация излучения 2-й гармоники излучения  $\lambda_n=1064$  нм ( $\lambda_{n2}=532$  нм). Все импульсы излучений, длительность которых лежит в диапазоне 5–10 нс, генерируются синхронно во времени. Точная подстройка напряжения  $U$  в диапазоне 2,5–3,5 кВ позволяет подстраивать соотношение мощности трех цветовых компонент излучения таким образом, чтобы добиваться эффекта белого лазера.

### Многоволновая цифровая голография

Одно из применений разработанного лазера – многоволновая цифровая голография. На рис. 1 представлен возможный вариант использования трехволнового источника с интерферометром Маха-Цендера для исследования оптически прозрачных объектов. Поступающее на вход интерферометра лазерное излучение делится с помощью светоделителя СД1 на два пучка. На пути объектного пучка устанавливается образец О, при прохождении которого волны всех трех цветовых компонент приобретают задержку фазы, обусловленную толщиной и показателем преломления образца. После отражения от зеркала З1 и опорный пучок сводятся под углом с помощью светоделителя СД2 и образуют интерференционную картину, регистрируемую цветной камерой. Цифровая обработка изображений заключается в разделении спектральных компонент и восстановлении амплитудно-фазовой структуры каждой из них. Окончательное представление результатов зависит от решаемой задачи.

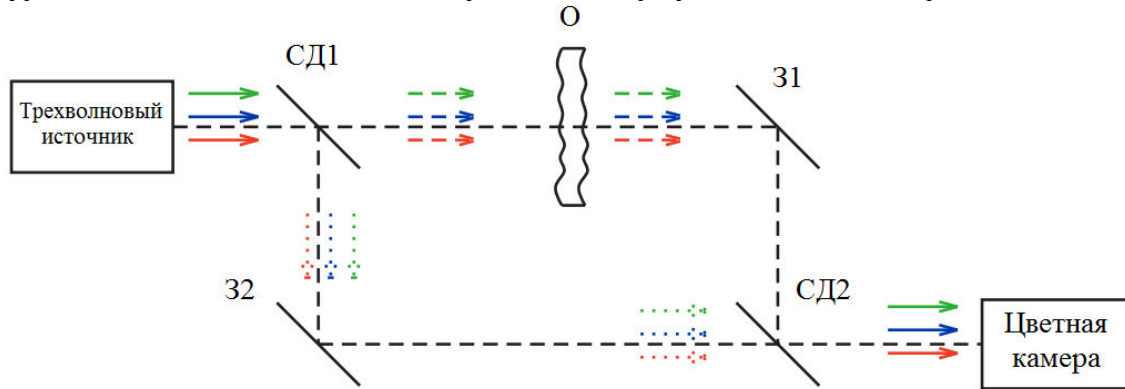


Рис. 1. Схема записи трехцветных цифровых голограмм.

### Литература

1. I. Yamaguchi, T. Matsumura, J. Kato, Phase-shifting color digital holography // Optics letters. 2002. Vol. 27. No. 13. P. 1108.
2. J. Kato, I. Yamaguchi, T. Matsumura, Multicolor digital holography with an achromatic phase shifter // Optics letters. 2002. Vol. 27. No. 16. P. 1403.
3. Y. Fu, G. Pedrini, B. M. Hennelly, R. M. Groves, W. Osten. Dual-wavelength image-plane digital holography for dynamic measurement // Optics and Lasers in Engineering. 2009. Vol. 47. P. 552.
4. J.-M. Desse, P. Picart, P. Tankam, Digital three-color holographic interferometry for flow analysis // Opt. Express. 2008. Vol. 16. P. 5471.
5. Y. Park, T. Yamauchi, W. Choi, R. Dasari, M. S. Feld. Spectroscopic phase microscopy for quantifying hemoglobin concentrations in intact red blood cells // Opt. Lett., 2009. Vol. 34. P. 3668.
6. D. Fu, W. Choi, Y. J. Sung, Z. Yaqoob, R. R. Dasari, M. Feld. Quantitative dispersion microscopy // Biomed. Opt. Express. 2010. Vol. 1. P. 347.
7. A.I. Lyashenko, I.V. Dmitriev, O.V. Polschikova, A.S. Machikhin, A.G. Ramazanova. Parametric-light-generator-based laser system for pulsed three-wavelength illumination // Proceedings 2018 International Conference Laser Optics – St. Petersburg, Russia. June 4-8, 2018. (принято к публикации).

## SETUP FOR RECORDING OF THREE-COLOR DIGITAL HOLOGRAMS

O.V. Polschikova, A.S. Machikhin, A.G. Ramazanova, I.V. Dmitriev, and A.I. Lyashenko

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation  
of the Russian Academy of Sciences  
polschikova@ntcup.ru

In this work, the optical scheme and operation principle of three-color laser source with working wavelengths 451 nm, 532 nm and 634 nm is described. The combination of the laser and interferometer can be used for single-shot recording of three-color digital holograms and thus provides high-speed imaging. Digital processing is implemented by separating color components of the hologram and amplitude-phase retrieval in each of them. The setup can be widely used in scientific research and industrial applications.

**Keywords:** interferometry, three-wave laser, multiwavelength digital holography

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ В ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ МАЙКЕЛЬСОНА С АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИЕЙ В ВЫХОДНОМ КАНАЛЕ

инж.-исслед. Зыкова Л.А., м.н.с. Бурмак Л.И.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
lida\_zykova@mail.ru

Рассмотрена базовая схема оптической когерентной микроскопии с акустооптической фильтрацией в выходном канале на основе интерферометра Майкельсона. Для анализа отклонения направления распространения излучения, вызванного акустооптической фильтрацией, проведено экспериментальное исследование зависимости ширины интерференционной полосы от углов сведения интерферирующих пучков. Показано, что изменение ширины полос под действием акустооптической фильтрации незначительно.

**Ключевые слова:** интерферометр Майкельсона, ширина интерференционных полос, угол сведения интерферирующих пучков

## Введение

Применение акустооптической (АО) фильтрации в выходном канале интерферометра позволяет создавать системы мультимодального анализа микрообъектов, объединяющие в себе функции широкополосной, спектральной и интерференционной микроскопии [1,2]. Одной из особенностей таких систем является то, что условия АО дифракции для двух интерферирующих световых пучков, распространяющихся в выходном канале интерферометра под некоторым углом относительно друг друга, будут неодинаковы. Это может вызывать, в частности, изменение угла сведения пучков после АО фильтра, что приведет к изменению ширины регистрируемых интерференционных полос. В докладе представлены результаты экспериментального исследования ширины интерференционных полос после прохождения АО фильтра на примере реальной схемы интерферометра Майкельсона, которая может быть использована в качестве основы для системы оптической когерентной микроскопии.

## 1. Схема экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. В ней излучение широкополосного источника 1 делится светоделителем 2 и направляется в два канала, в каждом из которых отражается от плоского зеркала 3. Отразившиеся пучки объединяются светоделителем и направляются в выходной канал интерферометра, где перестраиваемым АО фильтром 4 осуществляется их спектральная фильтрация, а затем регистрируются матричным приемником излучения 5, образуя на нем спектральную интерференционную картину.

Интенсивность интерференционной картины на длине волны  $\lambda$  в точке изображения с координатами  $(x,y)$  имеет вид [3]

$$I(x,y) \sim \cos \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l(x,y) \right],$$

где  $\Delta l(x,y)$  – оптическая разность хода между интерферирующими пучками.

Для получения полос конечной ширины  $d$  зеркало 3(2) наклоняют на небольшой угол. В этом случае оптическая разность хода записывается как

$$\Delta l(x,y) = \operatorname{tg} 2\alpha \cdot x + \operatorname{tg} 2\beta \cdot y,$$

где  $\alpha$  – угол поворота зеркала вокруг оси  $X$ ,  $\beta$  – вокруг оси  $Y$ . Тогда ширина полосы  $d$  на длине волны  $\lambda$  рассчитывается по формуле

$$d = \frac{\lambda}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 2\alpha + \operatorname{tg}^2 2\beta}},$$

и в случае поворота зеркала вокруг только одной оси (например, вокруг  $X$ ) принимает привычный вид

$$d = \frac{\lambda}{\operatorname{tg} 2\alpha}.$$

В эксперименте поворот зеркала 3(2) осуществлялся отдельно вокруг каждой из осей, а теоретическая ширина  $d$  интерференционных полос без учета влияния АО фильтрации рассчитывалась по последнему соотношению.

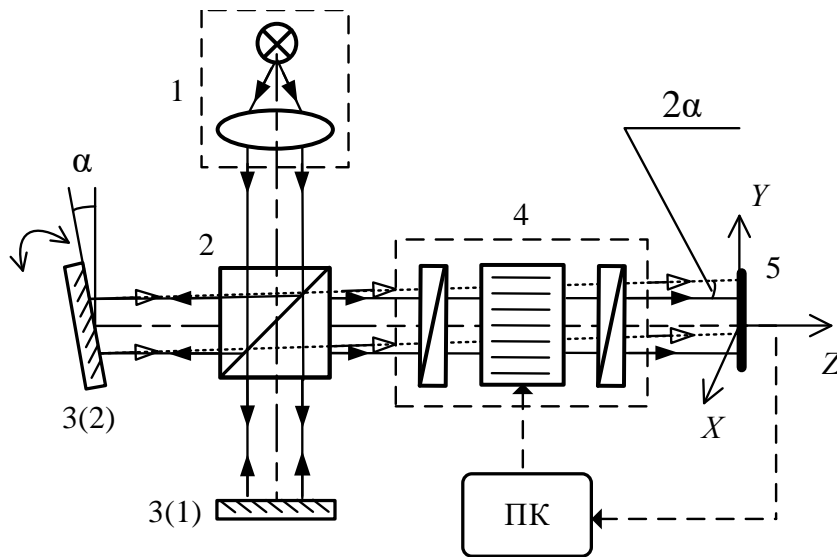


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – широкополосный источник света, 2 – светоделитель, 3 – плоское зеркало, 4 – АО фильтр, 5 – матричный приемник излучения.

## 2. Эксперимент

В качестве источника в эксперименте использовался суперлюминесцентный диод с коллиматором ( $\Delta\lambda=760-820$  нм, диаметр коллимированного пучка 4 мм). В качестве АО фильтра использовалась широкоугольная неколлинеарная ячейка из  $\text{TeO}_2$  (диапазон перестройки  $\Delta\lambda=740-1000$  нм,  $\theta_1 = 73.6^\circ$ ,  $\gamma_1 = -7.1^\circ$ ,  $L = 12$  мм). Матричный приемник имел размер  $1/2''$  и размер пикселя 4,65 мкм. Дополнительно был проведен эксперимент, в котором вместо АО фильтра использовался обычный интерференционный фильтр, выделяющий длину волны  $\lambda=810$  нм. Наклон зеркала задавался с помощью отсчетного барабана оправы зеркала 3(2) в пределах  $\pm 0,4^\circ$  относительно центрального положения, когда на интерференционной картине наблюдается бесконечно широкая полоса (равномерная освещенность).

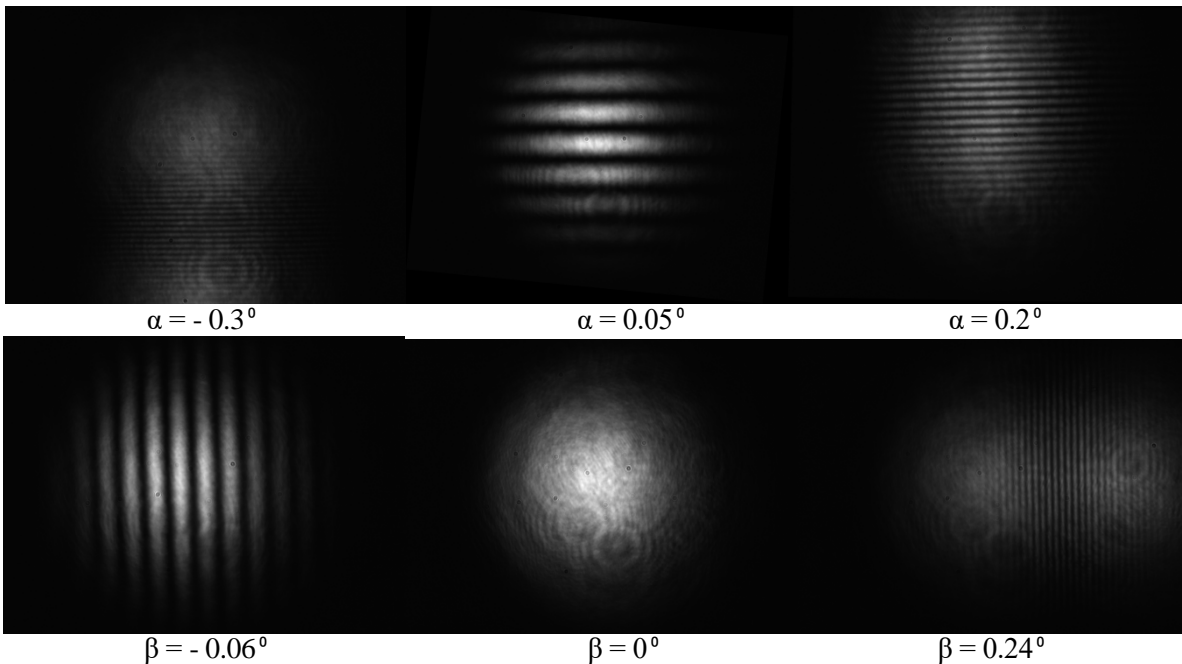
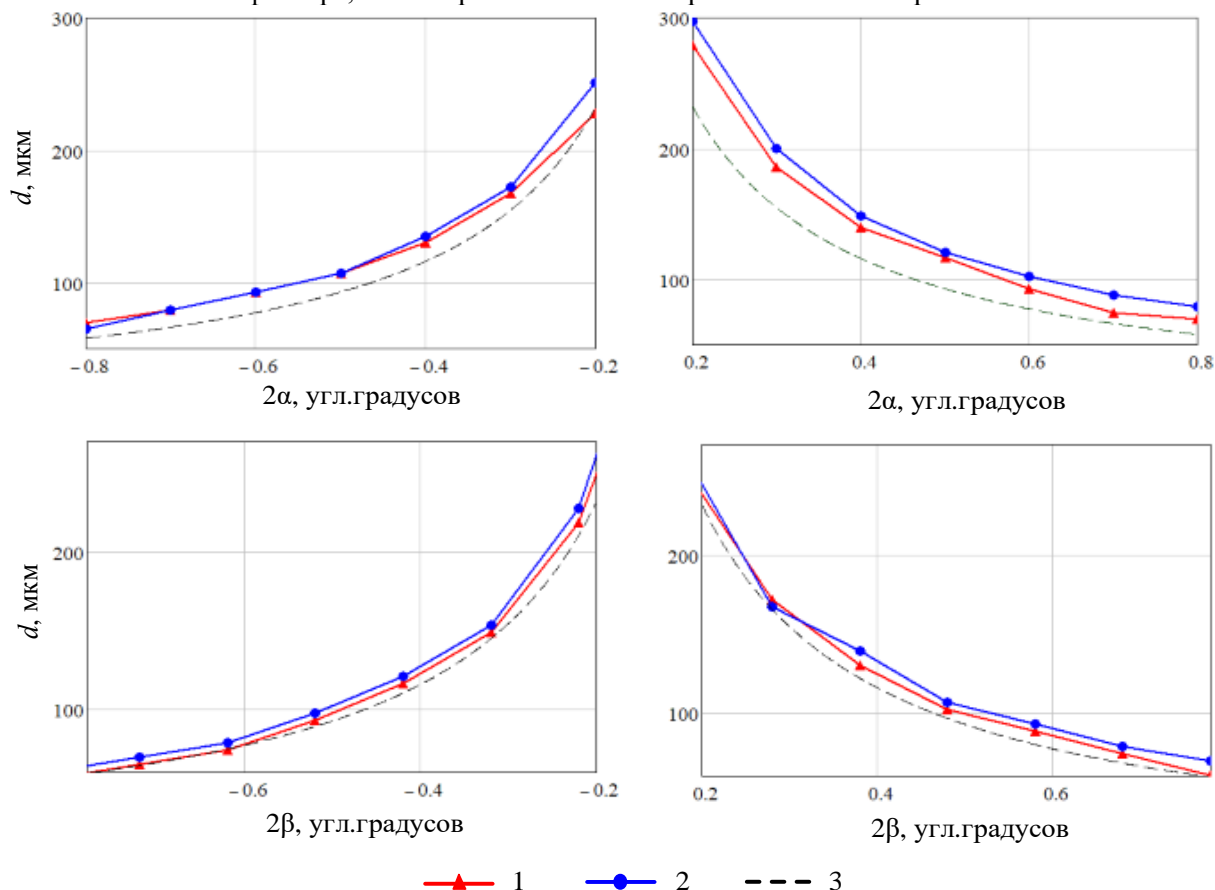


Рис. 2. Интерференционные изображения при разных углах наклона зеркала 3(2) на длине волны  $\lambda = 810$  нм.

На рис. 2 приведены интерферограммы, полученные в схеме с АО фильтром, настроенным на длину волны  $\lambda = 810$  нм, для разных углов наклона зеркала 3(2). Наклон  $\alpha$  вокруг оси X соответствует перемещению пучка вдоль направления распространения акустической волны. Знаки углов положительные при повороте зеркала 3(2) по часовой стрелке. На рис. 3 представлены графики зависимости теоретически рассчитанной и экспериментально полученной ширины интерференционных полос от угла сведения пучков для  $\lambda = 810$  нм. Теоретическая кривая построена без учета изменения угла между пучками



за счет АО взаимодействия. В целом результаты измерений согласуются с расчетами. Несовпадение кривой для интерференционного фильтра и теоретической можно объяснить погрешностями определения ширины полосы (до 10 мкм), определения нулевого положения центра (об этом свидетельствует несимметричность ветвей графиков относительно предполагаемого углового положения бесконечно широкой полосы, которая, например, для измерений при изменении угла  $\alpha$  составляет порядка 0.02 градуса) и задания угла поворота зеркала (использованная в эксперименте оправа не является образцовым средством). Несовпадение кривой для АО фильтра и интерференционного фильтра объясняется как действием самого АО фильтра, так и перечисленными погрешностями эксперимента.



**Рис. 3.** Зависимость ширины интерференционной полосы от угла сведения пучков ( $\lambda = 810$  нм):  
1 – в схеме с интерференционным фильтром в выходном канале; 2 – в схеме с АО фильтром в выходном канале; 3 – теоретически рассчитанная.

## Выводы

В докладе приведено исследование ширины интерференционных полос в схеме интерферометра Майкельсона после прохождения интерферирующими пучками АО фильтра. Полученные результаты показывают, что АО фильтр не вносит сильных изменений во взаимную угловую ориентацию прошедших через него интерферирующих пучков, а интерференционная картина после АО фильтрации сохраняется. Результаты эксперимента подтверждают справедливость теоретических соотношений для расчета углов пучков после АО взаимодействия [4], которые показывают, что величины вносимых АО фильтром искажений достаточно малы. Это значит, что теоретические соотношения вполне могут быть использованы для точного анализа искажений волнового фронта интерферирующих пучков при фазовых измерениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-38-00869.

## Литература

1. Machikhin A.S., Pozhar V.E., Viskovatykh A.V., Burmak L.I. Acousto-optical tunable filter for combined wide-band, spectral and optical coherence microscopy // Applied Optics. Vol. 54(25).2015. P. 7508-7513.
2. Machikhin A., Burmak L., Pozhar V. Amplitude and phase measurements based on low-coherence interferometry with acousto-optic spectral image filtration // Proceedings of SPIE. Vol. 10717. 2018. P. 107170H.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, изд. 2-е. Перевод с английского. М.: Главная редакция физико-математической литературы изд-ва «Наука», 1973.
4. Мачихин А.С., Пожар В.Э. Передача изображений при широкоугольном акустооптическом взаимодействии // Квантовая электроника. Т.40(9). 2010. С.837-841.

## EXPERIMENTAL STUDY OF INTERFERENCE PATTERN CHARACTERISTICS IN MICHELSON INTERFEROMETER WITH ACOUSTO-OPTICAL FILTRATION IN THE OUTPUT CHANNEL

research engineer Zykova L.A., junior researcher Burmak L.I.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS

lida\_zykova@mail.ru

Basic scheme of optical coherence microscopy with acousto-optic filtration in the output channel based on Michelson interferometer is studied. To analyze the beam deviation caused by acousto-optic filtration, an experimental study of the dependence of interference fringe width on angle between interfering beams was carried out. It is shown that the change in the fringe width under the acousto-optic filtration is insignificant.

**Keywords:** Michelson interferometer, interference fringe width, angle between interfering beams



## МЕТОД ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА НЕИНВАЗИВНОГО МОНИТОРИНГА АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ ПО ДАННЫМ ТРЕХКАНАЛЬНОЙ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛА ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ

*внс, к.ф.-м.н., доцент Анциперов В.Е., мнс Мансуров Г.К.,  
снс, к.ф.-м.н. Данилычев М.В.*

Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН  
antciperov@cplire.ru, gmansurov@mail.ru, dan496@yandex.ru

В докладе рассматривается новый тип датчика неинвазивного непрерывного измерения артериального давления. В основу работы датчика положен принцип локальной компенсации давления. Принцип локальной компенсации для измерения давления на очень малых (1 мм или менее) площадках упругих поверхностей, таких как кожа и прилегающие ткани человеческого тела, удалось реализовать благодаря миниатюрному измерительному элементу датчика и возможности его позиционирования непосредственно в зоне измерения. Это позволило значительно улучшить объективность измерений артериального давления, реализовать их не возмущающий характер и обеспечить непрерывность измерений. Однако отмеченные преимущества имеют место, как правило, только при достаточно точном позиционировании датчика. Данный доклад посвящен подробному обсуждению проблемы позиционирования и результатам разработки подходов к ее решению. В качестве одного из полученных результатов обсуждается метод позиционирования по данным трехканальной регистрации сигнала пульсовой волны.

**Ключевые слова:** неинвазивные АД-манометры, метод локальной компенсации, не возмущающие измерения, позиционирование датчиков, встроенная обработка данных

### Введение

Большинство современных методов неинвазивного измерения артериального давления (АД) основаны на манипуляции контрдавлением в манжете или аппликаторе, сжимающих эту артерию (обычно вместе с конечностью). Цель этих манипуляций состоит в том, чтобы максимально нивелировать дополнительное давление, обусловленное в первую очередь упругими стенками артерии [1]. Так, например, при мониторинге АД по методу Пенъяза для этих целей используют принцип объемной компенсации, эксплуатирующий идею динамической “разгрузки (unloading) стенок сосудов” [2].

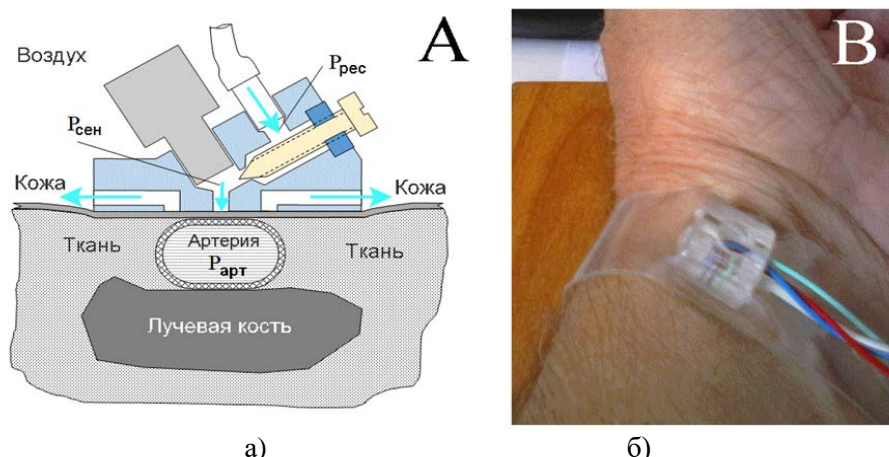


Рис. 1. Принцип измерения АД за счет локальной компенсации давления в артерии  $P_{арт}$  давлением  $P_{сен}$  в измерительном элементе пневматического датчика (а) и внешний вид элемента (б).

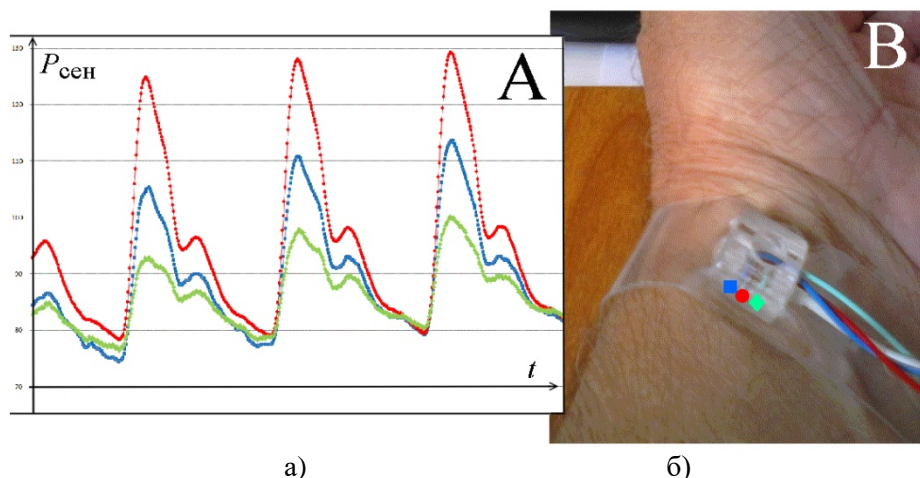


Рис. 2. Характерный вид измеренной датчиком пульсовой волны АД (а) в зависимости от положения (б) измерительного элемента датчика:

- – контактная площадка точно над артерией,
- , ◆ – контактная площадка смещена влево, вправо от центра лучевой артерии.

Недостатком этих методов является то, что при сжатии конечности в ней неизбежен застой крови и периодически приходится либо расслаблять манжету, либо ослаблять прижим аппликатора, что нарушает режим непрерывного измерения. Для преодоления этой проблемы разработали принципиально новый метод непрерывного измерения АД, в основе которого лежит принцип локальной компенсации давления, представленный на рис. 1. Практическая реализация этого метода стала возможной благодаря разработанному нами ранее уникальному способу компенсационного измерения давления на очень малых площадках ( $1 \text{ мм}^2$  и менее) [3].

### 1. Принцип локальной компенсации давления

Идея принципа локальной компенсации при измерении давления в недоступных объемах газа или жидкости достаточно проста – если внешним воздействием удастся сделать форму поверхности, ограничивающей объем эластичной оболочки, локально плоской, то внешнее давление, ввиду отсутствия продольного упругого напряжения в оболочке, будет равно внутреннему. Этот принцип реализован, в частности, в методе аппланационной тонометрии для измерения внутриглазного давления [4]. Для неинвазивного измерения давления в недоступном объеме артерии этот принцип проиллюстрирован на рис. 1. Именно, если в некоторый начальный момент давление  $P_{сен}$  в камере измерительного элемента датчика меньше, чем давление в артерии  $P_{арт}$ , то ткань и кожа непосредственно над артерией прижаты к воздушному каналу элемента, запирая его. Как только  $P_{сен}$  достигает  $P_{арт}$ , выход канала открывается и избыток воздуха выходит под плоскую поверхность измерительного элемента, прижатого к коже. Если приток воздуха в камеру подобран правильно (выбором давления в ресивере  $P_{рес}$  и положением винта дросселя), то ламинарное истечение воздуха из камеры будет удерживать поверхность кожи в плоском, минимально открытом состоянии, автоматически поддерживая баланс  $P_{сен} \approx P_{арт}$  (даже при переменном АД). Другими словами, в разработанном нами пневматическом датчике принцип локальной компенсации давления реализуется на основе работы своеобразного клапана давления для камеры с постоянным притоком воздуха извне (из ресивера).

## 2. Проблема позиционирования

Однако за преимущества локально–компенсационного измерения АД пришлось заплатить новыми, возникшими здесь проблемами позиционирования измерительного элемента датчика. Именно ввиду того, что контактная площадка (выходное отверстие канала) измерительного элемента имеет размеры существенно меньшие размеров артерии, измеряемое давление  $P_{сен}$  совпадает с  $P_{арт}$  (см. рис. 1) только в том случае, когда площадка расположена точно над артерией. Проблемы искажения измерений АД, связанные с позиционированием измерительного элемента, проиллюстрированы на Рис.2.

Детальное исследование проблемы позиционирования показало следующее. В положении точно над артерией сигнал АД имеет наибольший размах между основными максимумами и минимумами и при этом сами экстремумы оказываются более острыми (см. рис.2). В симметричных же относительно артерии позициях графики пульсовой волны практически повторяют друг друга, как это видно из рис.3.

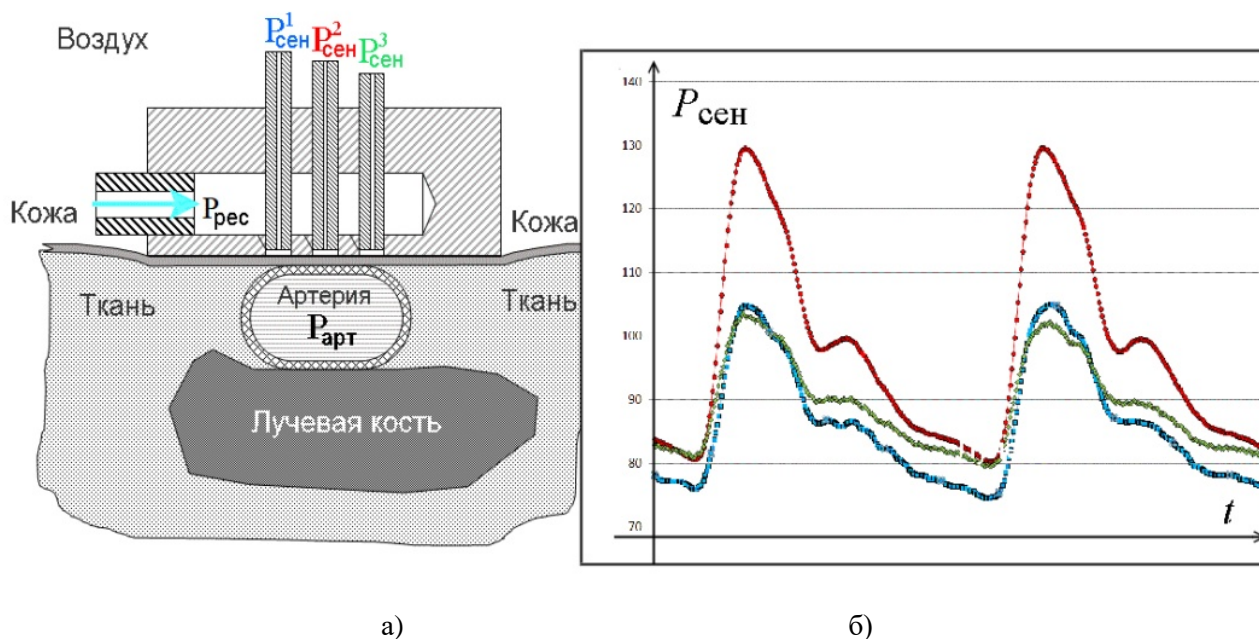


Рис. 3. Локально-компенсационное измерение АД датчиком с трехкамерным измерительным элементом (а), реализующим трехканальные синхронные измерения пульсовой волны (б).

## 3. Метод позиционирования датчика

Сделанное наблюдение привело нас к конструкции пневматического датчика мониторинга АД, содержащего измерительный элемент с тремя камерами локально-компенсационного измерения давления (каждая со своим независимым измерителем давления), расположенными в ряд в поперечном к артерии направлении. При этом в определенных позициях измерительного элемента контактные площадки камер одновременно находятся в области регистрации АД над артерией. Схематический вид датчика и результат одновременного трехканального измерения пульсовой волны при расположении измерительного элемента над артерией представлены на рис.3. Детали технической реализации датчика отражены в поданной авторами заявке на патент [5].

В заявленной конструкции трёхкамерного пневматического датчика измерения АД основная задача крайних камер состоит в контроле позиционирования измерительного элемента. Именно, правильному расположению измерителя соответствует максимальное совпадение, наложение сигналов по боковым каналам (см. рис.3). При этом не существенно то, что в этих каналах не удается добиться полной “разгрузки” боковых стенок артерии и поэтому сигнал АД в них существенно искажен. Важно, что при совпадении этих сигналов центральная камера находится точно над артерией и в этом положении ее сигнал будет неискаженным повторением давления в артерии.

Методология измерения АД трехкамерным пневматическим датчиком тесно связана с описанными особенностями его конструкции. Именно, непосредственно перед измерением при помощи пальпации (нащупывания пульса) на запястье пациента находится ориентировочное место расположения артерии. Затем к этому месту прикладывается измерительный элемент так, чтобы измерительные площадки были расположены в ряд в поперечном к артерии направлении (см. рис.2,3). Далее, перемещая вручную измеритель в этом же, поперечном к артерии направлении, отыскивается такая его позиция, в которой сигналы боковых каналов были бы максимально совмещены друг с другом. После этого осуществляется прижатие измерителя к руке в такой степени, чтобы сделать контакт центральной площадки со стенкой артерии по возможности максимально плоским, но не пережать артерию до окклюзии (принцип аппланации). Экспериментально найден критерий наилучшего прижатия – максимальный размах сигнала центрального канала должен вдвое превосходить размах боковых.



## Выводы

Результаты тестирований разработанного трёхкамерного пневматического датчика с встроенными каналами синхронного измерения АД показали неплохие его потенциальные возможности. Ближайшая задача на сегодняшний день – это замена ручного позиционирования измерительного элемента на автоматическое управление его положением.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-29-02108 мк.

## Литература

1. Settels J.J. Non-invasive Arterial Pressure Monitoring // in *Monitoring Technologies in Acute Care Environments*, ed. Ehrenfeld J.M., Cannesson M., Springer. New York, 2014, pp. 87-107. Available: <https://link.springer.com/book/10.1007%2F978-1-4614-8557-5>.
2. Antsiperov V. E., Mansurov G. K. Arterial Blood Pressure Monitoring by Active Sensors Based on Heart Rate Estimation and Pulse Wave Pattern Prediction // *Pattern Recognition and Image Analysis*, Pleiades Publishing, Ltd., Vol. 26, No. 3, 2016, pp. 533–547. Available: <https://link.springer.com/article/10.1134/S1054661816030019>.
3. Анциперов В.Е., Мансуров Г.К. и др. Пневматический сенсор для непрерывного неинвазивного измерения артериального давления // Патент на изобретение 2638712, приоритет от 07.11.2016 г., опубликовано 15.12.2017, Бюллетень. № 35.
4. Goldmann, H. Uber Applanationstonometrie / H. Goldmann, T. Schmidt // *Ophthalmologica*, Vol. 134, 1975. P.221–242.
5. Мансуров Г.К. и др. Монолитный трёхкамерный пневматический сенсор с встроенными дроссельными каналами для непрерывного неинвазивного измерения артериального давления // Заявка на патент № 2018106865 от 26.02.2018.

## POSITIONING METHOD FOR A NON-INVASIVE ARTERIAL BLOOD PRESSURE MONITORING PNEUMATIC SENSOR BASED ON A DATA OF THREE-CHANNEL PULSE WAVE RECORDING

leading researcher, Ph.D., associate professor Antsiperov V.E.,  
junior researcher Mansurov G.K., senior researcher, Ph.D., Danilychev M.V.

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS  
[antsiperov@cplire.ru](mailto:antsiperov@cplire.ru), [gmansurov@mail.ru](mailto:gmansurov@mail.ru), [dan496@yandex.ru](mailto:dan496@yandex.ru)

The report discusses a new type of sensor for non-invasive continuous measurement of blood pressure. The work of sensor is based on the local pressure compensation principle. A principle of local compensating for measuring the pressure at very small areas (1 mm or less) of elastic surfaces, such as the skin and adjacent tissues of the human body, was realized thanks to the miniature measuring element of the sensor and the possibility of its positioning directly in the area of measurement. This made it possible to significantly improve the objectivity of blood pressure measurements, realize their non-perturbing character and ensure continuity of measurements. However, the noted advantages take place, as it turned out, only with a sufficiently accurate positioning of the sensor. The report presented is devoted to a detailed discussion of the problem of positioning and the results of developing approaches to its solution. As one of the results obtained, the method of positioning based on three-channel recording of the pulse wave signal is discussed.

**Keywords:** Non-invasive ABP monitors, local compensation method, non-perturbing measurements, sensor positioning, embedded data processing



# ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ КОМПЛЕКС МНОГОКАНАЛЬНОЙ ДЕРМАТОСКОПИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ НОВООБРАЗОВАНИЙ КОЖИ

асп. Коновалов С. Г., студ. Мельситов О.А.

Самарский государственный университет  
semyon-konovалov@mail.ru

В докладе рассмотрена система мультиспектральной цифровой дерматоскопической диагностики. Особое внимание уделяется рассмотрению принципов и результатов работы алгоритма автоматической классификации дерматоскопических данных методом Support Vector Machines (SVM). Сначала программа проводит предварительную обработку изображений: цветокоррекцию, нормирование уровней и фильтрацию. На следующем этапе происходит выделение области интереса, из которой рассчитываются цветотекстурные признаки. Эти признаки представляются как вектор в  $p$ -мерном пространстве, который используется для обучения классификатора или непосредственно классификации. В результате получены показатели чувствительности 83%, специфичности – 84%. В результате кроссвалидации получены значения чувствительности и специфичности 80 и 85% соответственно, что говорит об устойчивости модели.

Одним из самых популярных инструментальных методов первичной диагностики новообразований кожи является дерматоскопия, что обусловлено её простотой и дешевизной. Дерматоскопическое исследование проводится с помощью прибора – дерматоскопа, который по типу конструкции может быть оптическим и цифровым. С помощью цифровых аппаратов осуществляется цифровая дерматоскопия. Она представляет собой способ организации и оценки осмотров, основанный на использовании дерматоскопа, видеокамеры, компьютера и программного обеспечения. Суть ее состоит в том, что самим прибором оцениваются параметры кожных патологических изменений — размеры участка поражения, характер его краев и структура. После этого выдается соответствующее заключение [1]. Диагностика посредством цифровой дерматоскопии осуществляется быстро, достаточно точно, а результат менее зависим от субъективного фактора, то есть опыта врача в интерпретации дерматоскопической картины [2].

## Материалы и методы

Программно-аппаратный комплекс состоит из прототипа цифрового многоканального (мультиспектрального) дерматоскопа и программного обеспечения для получения дерматоскопических данных и классификации новообразования посредством их анализа. По команде пользователя устройство получает шесть изображений с разными типами подсветки: белая подсветка, белая поляризованная подсветка для визуализации более глубоких слоев кожи, ультрафиолетовая (365 нм) подсветка для анализа флуоресценции исследуемого участка кожи, а также три узкополосные подсветки видимого диапазона для визуализации участка кожи в красном (620 нм), зеленом (530 нм) и синем (470 нм) диапазонах.

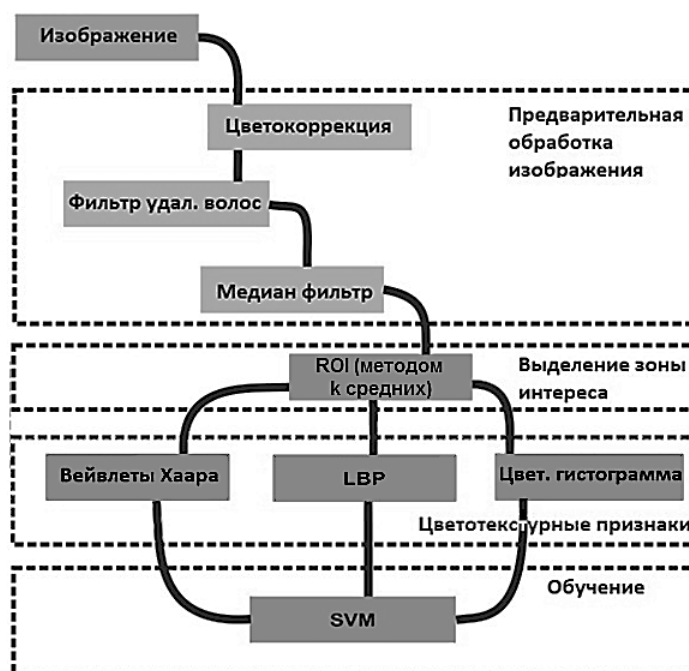


Рис. 1. Алгоритм обработки и классификации изображений.

Для классификации используется следующий принцип: на изображении выделяется область интереса, по которой вычисляется вектор цвето-текстурных признаков  $\vec{k}$ , после оценки которого классификатор относит изображение к одному из двух классов: меланомы и немеланомы.

Алгоритм, представленный на рис. 1, состоит из следующих основных шагов:

- 1) предварительная обработка изображения;
- 2) обнаружение интересующей области – ROI (Region of Interest);
- 3) извлечение цветовых и текстурных признаков;
- 4) обучение классификатора Support Vector Machines (SVM) на этапе обучения или использование классификатора для принятия решения.

Рассмотрим шаги алгоритма более подробно.

В процессе предварительной обработки изображения фильтр обнаружения волос выдает области расположения волос. Далее, текстура волоса заменяется средними значениями окружающих пикселей изображения.

Фильтр реализован как простой DoG-фильтр (Difference of Gaussians), описываемый формулой:

$$G(x, y) = I \frac{1}{2\pi\sigma_1^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_1^2}} - I \frac{1}{2\pi\sigma_2^2} e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma_2^2}}.$$

Здесь использовались  $\sigma_1 = 1,00$  и  $\sigma_2 = 1,08$ . Эти параметры были выбраны экспериментально и позволяют извлекать края волос. После удаления волос к изображению применяется медианный фильтр для устранения шумов на изображении. Размер окна определяется по экспериментальной формуле, связанной с размерами изображения

$$m = \left\lceil 5 \sqrt{\frac{M}{768} \cdot \frac{N}{512}} \right\rceil.$$

Для выделения зоны интереса к изображению применяется алгоритм кластеризации методом k средних, разделяющий заданные множества образов (в данном случае точек двумерного пространства) на подмножества (кластеры), связанные определенным свойством, например, основанное на близости точек по геометрическому расстоянию. Основная идея заключается в том, что на каждой итерации вычисляется центр масс для каждого кластера, полученного на предыдущем шаге, затем векторы разбиваются на кластеры вновь в соответствии с тем, какой из новых центров оказался ближе по выбранной метрике.

В алгоритме применяются несколько методов для вычисления цветотекстурных признаков. Трехуровневое преобразование Хаара вычисляется для каждого блока ROI, что дает нам 10 суб-изображений. Затем оценивается характеристический вектор статистического среднего и дисперсия суб-изображений для каждого блока из ROI.

В дополнение к преобразованию Хаара извлечение информации о текстуре выполняется при помощи LBP (Local Binary Patterns). В результате вычисляется одно 40-битное число для каждого пикселя изображения из области интереса. После, все 40-битные характеристики складываются в одну гистограмму частоты появления бита в каждом разряде числа. Полученная гистограмма нормируется и используется для классификации как составляющая общего вектора признаков.

Для классификации применяется анализ гистограмм: цветовых и полученных методом LBP. Цветовые гистограммы извлекаются для каждого канала в цветовых пространствах RGB, HSV и LAB. К полученным гистограммам добавляются значения стандартного отклонения и энтропии для формирования вектора  $C_i$ .

Алгоритм обучения и распознавания. На этом этапе каждый объект данных представляется как вектор в r-мерном пространстве. Каждая из этих точек принадлежит только одному классу. Для классификации используется SVM, основная идея которого - перевод исходных векторов в пространство более высокой размерности и поиск разделяющей гиперплоскости с максимальным зазором в этом пространстве.

### Результаты

Для данного классификатора были использованы образцы различных образований, в том числе:

- различные виды невусов;
- меланоцитарную дисплазию;
- базально-клеточный рак;
- меланомы;
- папилломы;
- кератомы.

Для описанного ниже эксперимента данные были разделены на два класса: меланомы и немеланомы (все остальные, кроме меланомы). При классификации методом SVM 58 меланом и 50 прочих образований (Таблица 1) получаем чувствительность 83% и специфичность 82%, увеличивая объем обучающей выборки, получаем уже 79% и 82% соответственно. Поскольку увеличилось только количество изображений класса немеланом, результаты получились хуже предыдущих, а при соотношении количества разделяемых новообразований около 1:5, где меланом по-прежнему 58, а 250 образцов – немеланомы, классификатор перестает давать адекватные результаты в связи с особенностями алгоритма SVM.

Таким образом, классификатор наиболее эффективен на примерно равном количестве меланом и немеланом. Поэтому в дальнейшем будем придерживаться данного условия.

При рассмотрении результатов экспериментов, Тр – количество истинно положительных результатов (количество верно определённых меланом), Fр – количество ложно положительных результатов (количество ложных срабатываний), Тп – количество истинно отрицательных (количество верно определённых немеланом) и Fп – количество ложно отрицательных результатов (количество пропущенных меланом).

Таблица 1. Результаты классификации

Кол-во меланом	58		
Кол-во прочих образований	50	150	250
Чувствительность, %	83	79	3
Специфичность, %	82	82	99
Тр	48	46	2
Fн	10	12	56
Fр	9	27	2
Tн	41	123	248

Кросс-валидация – техника проверки, показывающая насколько синтезированная модель статистически устойчива на различных наборах данных. Один цикл кросс-валидации включает разбиение набора данных на две части, затем построение модели на одной части (называемой тренировочным набором), и валидация модели на другой части (называемой тестовым набором). Чтобы уменьшить разброс результатов, разные циклы кросс-валидации проводятся на разных разбиениях, а результаты валидации усредняются по всем циклам. При кросс-валидации, как видно из таблицы 2, классификатор сохраняет значения чувствительности и специфичности в пределах 80-90%, из чего можно сделать вывод о его работоспособности на больших объемах изображений, при сохранении равного соотношения меланом/немеланом. Стоит отметить, что результаты кросс-валидации для набора изображений 90/10 являются нерелевантными, поскольку тестовая выборка из 10 изображений слишком мала для тестирования классификатора и сильно зависит от самих выбранных изображений и результаты в данном случае по большей части случайны. Таким образом, показатели кросс-валидации: чувствительность 80%, специфичность – 85%.

Таблица 2. Результаты кросс-валидации

Набор изображений	Чувствительность, %	Специфичность, %	Тр	Fн	Fр	Tн
100/0	84	82	42	8	9	41
90/10	90(45/45)	91	41	4	5	40
	10 (5/5)	20	1	4	3	2
80/20	80	85	34	6	8	32
	20	80	8	2	1	9
70/30	70	86	30	5	5	30
	30	80	12	3	3	12
60/40	60	86	26	4	5	25
	40	80	16	4	3	17
50/50	50	88	22	3	5	20
	50	80	20	5	3	22

При разработке программы были использованы следующие библиотеки:

- ImageJ – библиотека обработки изображений (для перевода изображений в различные цветовые пространства).
- Jwave – библиотека вейвлет-преобразований (двухмерное преобразование Хаара).
- Lib SVM – библиотека, реализующая метод опорных векторов (SVM).
- Weka – библиотека реализующая кластеризацию методом k-средних.

### Выводы

Рассмотренный выше классификатор показывает наилучший результат при сравнимом количестве объектов классов меланом и немеланом. При этом при кросс-валидации удалось получить показатели чувствительности 80%, специфичности – 85%. Необходима дальнейшая работа по улучшению качества классификации, потому что для проведения, например, скрининга желательна чувствительность на уровне 90-95% и выше. Дальнейшее улучшение метода возможно за счет подбора параметров алгоритма, использования данных других каналов, а также улучшенной предобработки изображений. Также возможно использование классификации с помощью нейросетей с их предобучением на изображениях из баз данных дерматоскопических изображений и последующем дообучением на изображениях с рассмотренного устройства [3]. В дополнение к этому, рассматриваются варианты объединения этого дер-



матоскопического метода с другими неинвазивными оптическими методами диагностики, такими как полноценная гиперспектральная съемка и рамановская спектроскопия.

### Литература

1. Малишевская Н.П., Соколова А.В. Современные методы неинвазивной диагностики меланомы кожи [Текст] // Вестник дерматологии и венерологии, 2014; 4: с 46-53.
2. Козлов С.В., Неретин Е.Ю., Куколкина В.В. Перспективы применения «машинного зрения» в цифровой дерматоскопии при подозрении на меланому кожи [Текст] // Саратовский научно-медицинский журнал, 2014. 10(2). С. 281–285.
3. Esteva, A., Kuprel, B., Novoa, R. A., Ko, J., Swetter, S. M., Blau, H. M., & Thrun, S. Dermatologist-level classification of skin cancer with deep neural networks [Текст] // Nature, 2017; 542(7639). С. 115–118.

## SOFTWARE GUIDED MULTICHANNEL DERMATOSCOPY TOOL FOR SKIN NEOPLASM DIAGNOSTICS

S.G. Konovalov, PhD student; O.A. Melsitov, MS student

Samara University  
semyon-konovalov@mail.ru

Digital multispectral dermatoscopy diagnostics system is reviewed in this article. Close attention is paid to basics and results of automatic Support Vector Machines (SVM) classifier of dermatoscopic data. The program begins with image preprocessing: color correction, amplitude normalizing and filtering. The next step is devoted to Region of interest calculation and color-texture features, which will be calculated across it. These features may be represented as a p-dimensional vector which is used for the classifier training or immediate classification. As a result, sensitivity 83% and specificity 84% have been obtained. After a cross-validation, 80% and 85% sensitivity and specificity respectively have been achieved, that means that our solution is stable.



## СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СИНТЕЗА ПРОВОДЯЩИХ В-С ГЕТЕРОАЛМАЗОВ В УСТАНОВКЕ ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

*в.н.с., к.ф.-м.н. Зинин П.В.<sup>1</sup>, м.н.с. Булатов К.М.<sup>1</sup>,  
инженер исследователь Быков А.А.<sup>1</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н. Филоненко В. П.<sup>1,2</sup>,  
с.н.с., к.ф.-м.н. Анохин А.С.<sup>1,2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н. Кутуза И.Б.<sup>1</sup>,  
в.н.с., д.-р.ф.-м. н. Ножкина А. В.<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН

<sup>3</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»  
zosimpvz@mail.ru

Исследуется получение ВСх гетероалмаза из смеси микрочастиц алмаза и бора на установке лазерного нагрева в ячейках высокого давления. Показано, что использование комбинационного рассеяние (КР) света позволяет исследовать фазовое переходе в твердом расплаве ВСх материалов и получении проводящих, бор содержащих гетероалмазов.

**Ключевые слова:** сверхтвердые материалы, поликристаллический алмаз, борсодержащие гетероалмазы, комбинационное рассеяние

## Введение

Интерес к синтезу новых гетеро-алмазов  $BC_x$  связан с теоретическими оценками возможности высоко-температурной сверхпроводимости в таких материалах. Сверхпроводящий переход около 55 К был предсказан для концентраций бора между 20-30 (с- $BC_3$ , с- $BC_4$ ) [1]. Сверхпроводимость уже была обнаружена в легированном бором алмазе ( $\sim 2$  at.% В), синтезированном при высоком давлении ( $\sim 9$  ГПа) и температуре (2 500-2 800 К) [2] и в поли-кристаллических гомоэпитаксиальных тонких алмазных пленках, легированных бором [3]. Теоретические оценки показывают, что алмазоподобные  $BC_x$  фазы должны обладать высокой твердостью [4-6] и, что еще более важно, интересными электрическими свойствами. В отличие от алмаза, который является изолятором, алмазоподобные фазы  $BC_x$  могут быть проводниками или сверхпроводниками: фаза  $dl-BC_2$  возможно является проводником с трехмерной проводимостью [7];  $dl-BC_3$ ,  $dl-BC_5$ ,  $dl-BC_7$ , которые ведут себя как металл в нормальных условиях [8], становятся сверхпроводниками при низких температурах [1, 9]. Комбинация высоких упругих модулей и электрических свойств, которые могут быть модифицированы путем изменения отношения В/С для алмазоподобных фаз  $BC_x$ , делает эти фазы привлекательными для широкого круга приложений и отраслей промышленности, особенно в области электроники.

Синтез кубического гетеро-нано-алмаза  $BC_3$  (с- $BC_3$ ) [10], выполненный в 2012 году, подтвердил теоретическое предсказание о том, что объединение атомов бора в алмазную структуру в системе В-С ( $BC$ ,  $BC_3$ , и  $BC_7$ ) не приводит к значительному искажению кубической алмазной ячейки [4, 5]. Синтез нанокристаллического с- $BC_3$  материала открывает путь к синтезу, изучению структуры, и упругих электрических свойств и возможной сверхпроводимости свойств новых  $BC_x$  материалов. Цель данной работы получение  $BC_x$  гетероалмаза из смеси микрочастиц алмаза и бора с использованием, созданной в НТЦ УП РАН, установки лазерного нагрева в ячейках высокого давления [10].

### 1. Лазерный нагрев в ячейках высокого давления

В Научно-технологическом центре уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН) была создана установка для лазерного нагрева веществ, находящихся в ячейках высокого давления. Лазерный нагрев (laser heating или LH) основан на поглощении инфракрасного лазерного излучения в образце после прохождения через один из алмазов наковальни. В настоящее время метод LH-DAC является одним из основных инструментов в арсенале физики высоких давлений. Экспериментально с его помощью были достигнуты температуры до 6000 К при давлениях до 200 ГПа. LH-DAC используется в большинстве лабораторий, занимающихся исследованиями в области физики, геофизики и химии высоких давлений. В НТЦ УП РАН был разработан новый метод и создана установка для измерения пространственного распределения температуры на поверхности образцов, находящихся при высоких давлениях (вплоть до 100 ГПа), нагретых лазером высокой мощности (100 Вт) [11]. Основным новшеством разработанного метода и установки является использование двойного акустооптического фильтра (tandem acousto-optical tunable filter или ТАОТФ), состоящего из двух сопряженных АО кристаллов, соединенных с видеокамерой высокого разрешения [12].

Образец был получен спеканием смеси порошка алмаза с размерами 0.1-0.3 мкм и бора с примерно такими же размерами. Состав смеси -  $BC_3$ . Смесь спекалась в прессе высокого давления типа «Тороид» при 6 ГПа, 1100-1200 С в течение 2 минут. Рентгенограмма, полученного образца, показала, примерно половина алмаза превратилась в графит, а половина осталась в виде алмаза.

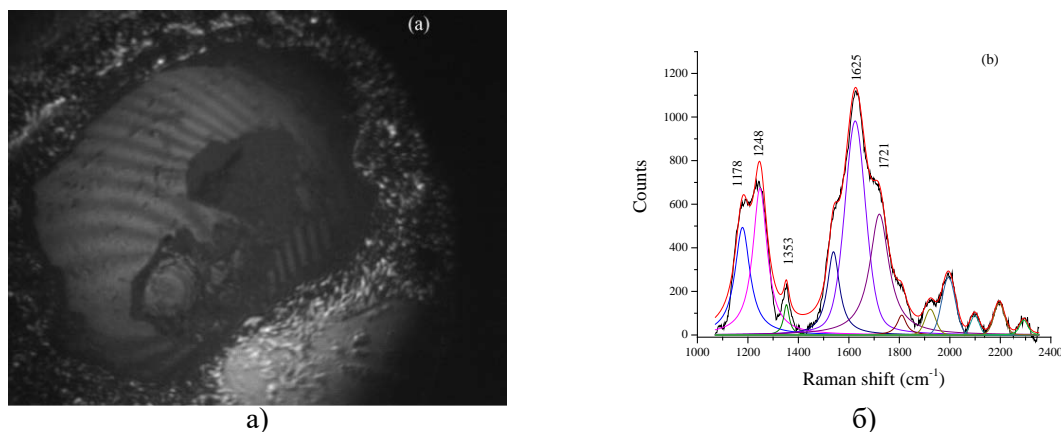
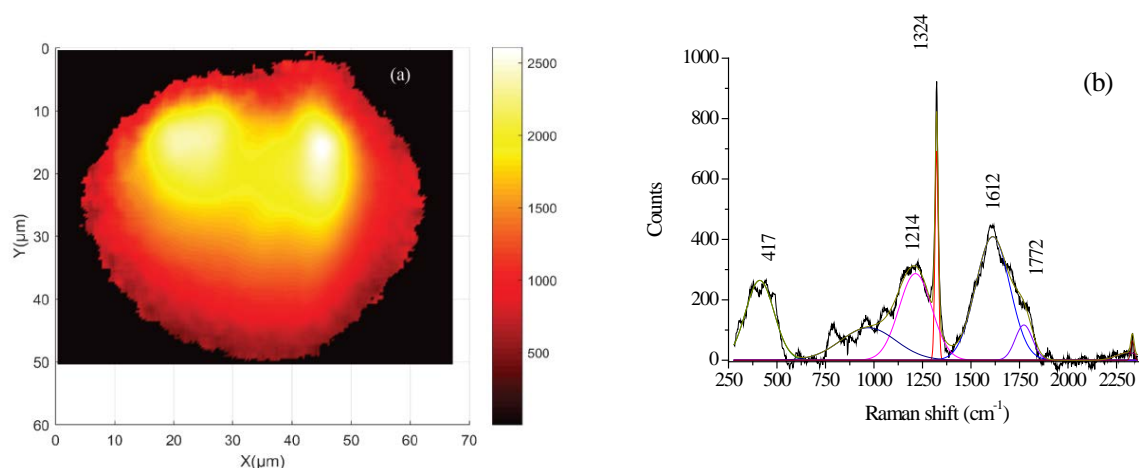


Рис. 1. (а) Фотография образца в ячейке высокого давления при давлении 22 ГПа. (б) КР спектр, полученный при нормальных условиях, до термобарической обработки.

### 2. Результаты

Изображение образца в ячейке высокого давления при 22 ГПа показано на рис. 1а. Спектр комбинационного рассеяния образца при комнатных температуре и давлении показаны на Рис. 1б. Основной пик КР смеси при комнатных условиях с центром на  $1625 \text{ см}^{-1}$  можно отнести к колебаниям графитового кольца ( $G$  – пик). Пик с центром в  $1353 \text{ см}^{-1}$  встречается в спектрах КР неупорядоченного графита. Пик

на частоте  $1178 \text{ см}^{-1}$  можно отнести к КР пику альфа-бора, а вот пик на частоте  $1248 \text{ см}^{-1}$  скорее всего связан с наличием алмаза легированного бором [13]. Таким образом, образец после нагрева в прессе высокого давления представляет собой твердый сплав углерода, бора и бор легированного алмаза.



**Рис. 2.** (а) Распределение температура в образце во время лазерного нагрева при давлении 22 ГПа. (б) КР спектр, полученный при нормальных условиях, образца прошедшего обработку высоким давлением (22 ГПа) и высокой температурой 2000 К

Спектр КР образца после нагрева в ячейке высокого давления (22 ГПа) и температуре 2000 К в течение 2 минут (Фиг. 2а) показан на рис. 2(б). Изменение спектра КР после охлаждения до нормальных температур и измеренного при комнатной температуре указывает на по фазовый переход в твердом сплаве. Видно, что появился острый пик на частоте  $1324 \text{ см}^{-1}$ . Этот пик можно приписать колебаниям в решетка алмаза с большой концентрацией бора. Появился пики на частотах  $417$  и  $1214 \text{ см}^{-1}$  они также характерны для гетероалмаза алмаза содержащего бор [13]. При этом графитовый пик на частоте  $1612 \text{ см}^{-1}$  значительно уменьшился.

### 3. Обсуждение

Согласно с теоретическим предсказанием общая энергия кубических фаз с большим содержанием бора, например  $c\text{-BC}_x$ , меньше чем энергия соответствующей графитоподобной фазы  $g\text{-BC}_x$  [5]. Это означает, что кубические фазы с большим содержанием бора являются более стабильными, а соответствующие графитоподобные фазы метастабильными. Как следствие этого, синтез  $\text{BC}_x$  фаз с большим содержанием бора всегда сопровождается формированием химических связей с  $sp^3$  гибридизацией. Полученные экспериментальные результаты по превращению графитоподобных фаз в алмазоподобные ( $dl\text{-BC}_x$ ) и кубические  $\text{BC}_x$  фазы можно представить в виде схемы, которая выглядит следующим образом:



Фазы  $g\text{-BC}_x$  имеют спектры комбинационного рассеяния (КР), характерные для графитовых фаз. В спектрах  $g\text{-BC}_x$  имеется два пика D ( $\sim 1350 \text{ см}^{-1}$ ) и G ( $\sim 1690 \text{ см}^{-1}$ ), которые наблюдаются в разупорядоченном графите. На рентгеновских спектрах  $g\text{-BC}_x$  фазы видны, как пики графитовых (002), так и пики кубических  $\text{BC}_x$  фаз, при этом наиболее интенсивным является пик (111) кубической фазы [10]. (2) Образцы, нагретые до 2000 К при давлениях до 30 ГПа с последующим понижением давления до атмосферного, имеют рентгеновские спектры, характерные для гетеро-нано алмазов, в то же время спектры КР имеют форму, характерную для графитовых фаз: доминирующими являются два пика D and G. Такие фазы называем алмазоподобными  $\text{BC}_x$  фазами, т. к. концентрация в них связей с  $sp^3$  гибридизацией превалирует над концентрацией связей с  $sp^2$  гибридизацией [14]. (3) После нагрева  $g\text{-BC}_x$  фаз до 2000 К при давлениях, превышающих 40 ГПа, с последующим понижением давления до атмосферного, рентгеновский спектр полученного материала соответствует спектру для гетеро-нано алмазов [10], а спектры комбинационного рассеяния имеют форму, характерную для проводящих алмазов (спектры Фано) [13].

Результаты эксперимента по лазерному нагреву смеси микрочастиц алмаза и бора также показывают, что наличие бора в стартовом материале должно обязательно приводить к формированию  $sp^3$  связей. Спектр КР твердого сплава, полученного после термобарической обработки (Рис. 2б), имеют форму Фано спектра и характерен для проводящих алмазов.

Исследование профинансировано грантом Российского Научного Фонда (РНФ 17-12-01535). Исследования, представленные в работе, проведены с помощью Уникальной научной установки "Лазерный нагрев в ячейках высокого давления" Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [<http://ckp-rf.ru/usu/507563/>].

**Выводы**

В докладе исследуется получение ВСх гетероалмаза из смеси микрочастиц алмаза и бора на установке лазерного нагрева в ячейках высокого давления. Показано, что использование КР позволяет идентифицировать прохождение фазового перехода в твердом расплаве ВСх и получении проводящего, бор содержащего гетероалмаза.

**Литература**

1. Moussa, J.E.M.L. Cohen Constraints on T-c for superconductivity in heavily boron-doped diamond// Phys. Rev. B, Vol. 77. 2008. P. 064518.
2. Ekimov, E.A., V.A. Sidorov, E.D. Bauer, N.N. Mel'nik, N.J. Curro, et al. Superconductivity in diamond// Nature, V. 428. 2004. P. 542 - 545.
3. Bustarret, E., J. Kacmarcik, C. Marcenat, E. Gheeraert, C. Cytermann, et al. Dependence of the superconducting transition temperature on the doping level in single-crystalline diamond films// Phys. Rev. Lett., Vol. 93. 2004. P. 4.
4. Lowther, J.E. Potential super-hard phases and the stability of diamond-like boron-carbon structures// J. Phys. Condes. Matter., Vol. 17. 2005. P. 3221-3229.
5. Lowther, J.E. The role played by computation in understanding hard materials// Materials, Vol. 4. 2011. P. 1104-1116.
6. Nkambule, S.M.J.E. Lowther Crystalline and random "diamond-like" boron-carbon structures// Solid State Commun., Vol. 150. 2010. P. 133-136.
7. Xu, L.F., Z.S. Zhao, L.M. Wang, B. Xu, J.L. He, et al. Prediction of a three dimensional conductive superhard material: diamond-like BC2// J. Phys. Chem. C, Vol. 114. 2010. P. 22688-22690.
8. Yang, J., H. Sun, J.L. He, Y. Tian, C.F.J. Chen Diamond-like BC3 as a superhard conductor identified by ideal strength calculations// J. Phys.: Condens. Matter, Vol. 19. 2007. P. 346223.
9. Calandra, M.F. Mauri High-T(c) superconductivity in superhard diamondlike BC5// Phys. Rev. Lett., Vol. 101. 2008. P. 016401.
10. Zinin, P.V., L.C. Ming, H.A. Ishii, R. Jia, T. Acosta, E. Hellebrand Phase transition in BCx system under high-pressure and high-temperature: Synthesis of cubic dense BC3 nanostructured phase// J. Appl. Phys., V. 111. 2012. P. 114905.
11. Bulatov, K.M., Y.V. Mantrova, A.A. Bykov, M.I. Gaponov, P.V. Zinin, et al. Multi-spectral image processing for the measurement of spatial temperature distribution on the surface of the laser heated microscopic object// Computer Optics, Vol. 41. 2017.
12. Machikhin, A.S., P.V. Zinin, A.V. Shurygin, D.D. Khokhlov Imaging system based on a tandem acousto-optical tunable filter for in situ measurements of the high temperature distribution// Opt. Lett., Vol. 41. 2016. P. 901-904.
13. Zinin, P.V., L.C. Ming, I. Kudryashov, N. Konishi, S.K. Sharma Raman spectroscopy of the BC3 phase obtained under high pressure and high temperature// J. Raman Spectrosc., Vol. 38. 2007. P. 1362-1367.
14. Zinin, P.V., Y.S. Liu, K. Burgess, J. Ciston, R. Jia, et al. Elastic properties, sp3 fraction, and Raman scattering in low and high pressure synthesized diamond-like boron rich carbides// J. Appl. Phys., Vol. 116. 2014. P. 9.

## RAMAN SPECTROSCOPY STUDY OF THE SYNTHESIS OF CONDUCTING B-C HETERO DIAMONDS IN A LASER HEATING SYSTEM AT HIGH PRESSURES AND TEMPERATURES

Leading Researcher, PhD Zinin P.V.<sup>1</sup>, Senior Researcher V. P. Filonenko<sup>1,2</sup>,  
Assistant Researcher Bulatov K. M.<sup>1</sup>, Engineer A. A. Bykov<sup>1</sup>,  
Senior Researcher, PhD Anokhin A. S.<sup>1,2</sup>, Senior Researcher, PhD Kutuza I. B.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>L. F. Vereshchagin Institute of High-Pressure Physics, RAS

<sup>3</sup>National Research Technological University MISiS

zosimpvz@mail.ru

The paper studies the synthesis of B-C hetero-diamonds from a mixture of microparticles of diamond and boron in a laser heating system combined with a high-pressure cells (LH-DAC). It is shown that the use of LH-DAC allows identification of a phase transition in the B-C solid state solution and synthesis of a conductive B-C hetero-diamond.

**Keywords:** superhard materials, polycrystalline diamond, boron-containing hetero-diamonds, Raman scattering





# ВЛИЯНИЕ РЕГУЛИРУЕМЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА СИНТЕЗА ЧАСТИЦ СО СТРУКТУРОЙ $C_3N_4$ НА ИХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

с.и. Богомолов А.Б.<sup>1,2</sup>, с. Кулаков С.А.<sup>2</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н. Зинин П.В.<sup>1</sup>,  
д.х.н. Кутвицкий В.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup> Российский технологический университет  
Bogomolov1395@gmail.com

Установлены регулируемые параметры процесса синтеза графитоподобного нитрида углерода, влияющие на интенсивность люминесценции. Ключевыми факторами влияющими на интенсивность люминесценции является температура и время выдержки в реакторе исходного вещества.

**Ключевые слова:** синтез нитрида углерода, люминесцентные свойства нитрида углерода, меламин, люминесценция

## Введение

Графитоподобный нитрид углерода вызывает широкий интерес научного сообщества, поэтому существует необходимость найти наиболее простой и эффективный метод его синтеза.

Интенсивное исследование материалов из нитрида углерода было связано с предсказанием Козном в 1981 году [4] о том, что нитриды углерода могут быть сверхтвёрдым материалом. Обладая привлекательными свойствами, такими как надёжная химическая и термическая стойкость, сверх твёрдость, низкая плотность, износостойкость, водонепроницаемость и биосовместимость, нитриды углерода становятся одним из наиболее перспективных материалов для модификации поверхности, устройства для светоизлучения, фотокатализа и т.д.

Существует множество способов синтеза нитрида углерода, К примеру Хабашевский синтезировал графитоподобный нитрид углерода с помощью цианурхлорида и нитрида литий, данная методика достаточно дорогостоящая и является двух компонентной, что влияет на её стабильность. Наиболее экономически целесообразным является разложение меламин (1, 3, 5-триазин-2, 4, 6-триамин), который производится в промышленных масштабах и используется для изготовления посуды и строительных материалов. Синтез проведённый на основе методики ЯнхаоЖанга (3) заключающиеся в разложении меламин под действием температуры в азотной среде.

Данная методика была реализована, но дала очень маленький выход порядка 4%. Причинной такого маленького выхода является особенность меламин при нагревании, его маленькие частицы начинают улетать из реактора вместе с азотом для продувки.

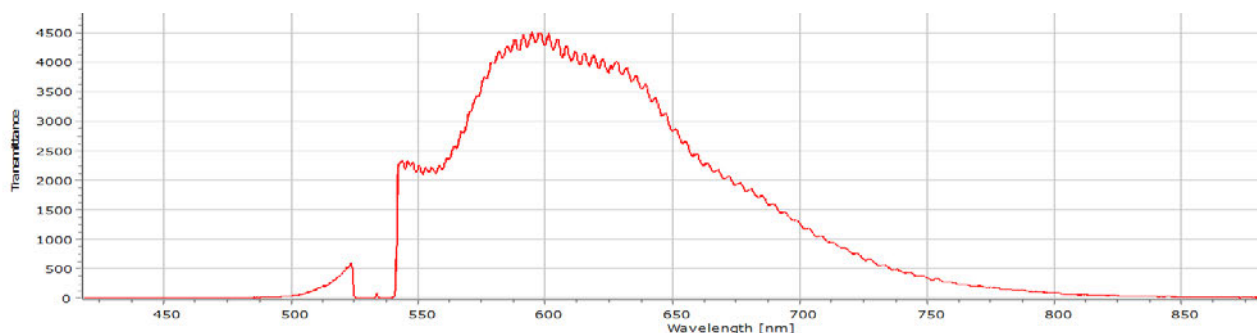


Рис. 2. Спектр люминесценции.

Вторая серия экспериментов была проведена на основе методики разработанной на кафедре метрологии и стандартизации РТУ. Основываясь на свойстве меланина отщеплять аммиак при температуре 354°C. В качестве исходного вещества для синтеза брался чистый меламин, который перетирался в течение 30 минут, после этого меланин пересыпался в чистый стеклянный бюкс с крепко закрывающийся крышкой и помещался в уже разогретую печь, где выдерживался от 1 часа до 6 часов при температуре 330-570°C. После выдержки горячий бюкс остывал при комнатной температуре. Данная методика до этого не была нигде использована и даёт максимальную степень превращения в размере до 95%. Можно сделать вывод, что азотная среда не является лимитирующим фактором, а наибольшая степень превращения достигается при температуре 490°C. Очень интересной особенностью образца полученного при температуре 410°C его высокая интенсивность в антистоксовом пространстве. В время измерений проб облучали длиной волной 532nm. Спектр полученный при сканировании области от 400 до 950 нм представлен на рис. 2 качестве эталона бралась использовался образец полученный Хабашевский (2) Сравнив спектры люминесценции можно утверждать, что полученное вещество

является нитридом углерода так спектры люминесценции идентичны. На рис. 2 показан спектр люминесценции полученный при облучении лазером с длиной волны 532 нм, на котором имеется характерное для нитрида углерода свечение в антистоксовом пространстве. Но помимо сходства образцов по спектру люминесценции они также идентичные по структуре рис. 3 и 4.

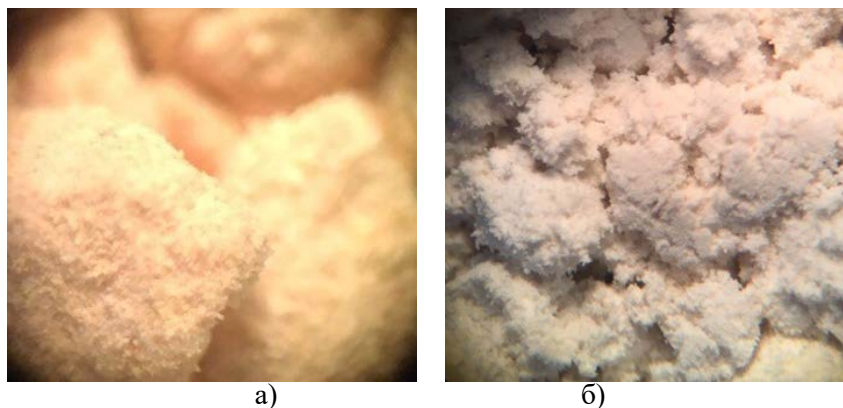


Рис. 3. Образец сравнения (а), Результаты для 410° (б).

### Выводы

В результате исследования было выявлено, что ключевыми параметрами при получении флуоресцентных частиц нитрида углерода с помощью разложения меламина является время пребывания в реакторе и температура выдержки. Данное исследование только подогревает интерес к дальнейшему изучению графитоподобного нитрида углерода и методов его синтеза, так как данная описанная методика является уникальной и не имела аналогов в мире.

Работа выполнена по гос. заданию, тема № 0069-2016-0004.

### Литература

1. T. S. Miller, Carbon nitrides: synthesis and characterization of a new class of functional materials Phys. Chem. Chem. Phys., 2017, 19.
2. V. N. Khabashesku, Powder Synthesis and Characterization of Amorphous Carbon Nitride Chem. Mater. 2000
3. Yuanhao Zhang Synthesis and luminescence mechanism of multicolor-emitting g-C<sub>3</sub>N<sub>4</sub> nanopowders by low temperature thermal condensation of melamine Scientific Reports volume 3, Article number: 1943 (2013)
4. Liu A. Y., Cohen M. L. Structural properties and electronic structure of low-compressibility materials:  $\beta$ -Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> and hypothetical  $\beta$ -C<sub>3</sub>N<sub>4</sub> //Physical Review B. 1990. T. 41. No. 15. P. 10727.

## THE INFLUENCE OF CONTROLLED PARAMETERS OF THE SYNTHESIS PARTICLES WITH THE STRUCTURE OF C<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ON THEIR LUMINESCENT PROPERTIES

Trainee Researcher Bogomolov A.B<sup>1,2</sup>, Student Kulakov S.A<sup>2</sup>, Leading Researcher, PhD, Zinin P.V.<sup>1</sup>, Doctor of Chemical Sciences Kutviciki V.A<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>Russian Technological University  
Bogomolov1395@gmail.com

The regulated parameters of the synthesis of graphite-like carbon nitride, which affect the luminescence intensity, are established. The key factors influencing the luminescence intensity are the temperature and residence time in the reactor of the starting material.

**Keywords:** ultrasonic imaging, sound velocity, spatio-temporal signal, focusing



# АБЕРРАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ И ОПТИМИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ДВОЙНЫХ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

к.т.н. доц. Батшев В.И.<sup>1,2,3</sup>, к.ф.-м.н. в.н.с. Мачихин А.С.<sup>1,3</sup>,  
аспирант Хохлов Д.Д.<sup>1,3</sup>, аспирант Пичугина Ю.В.

<sup>1</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

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

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет «МЭИ»

batshev\_vlad@mail.ru

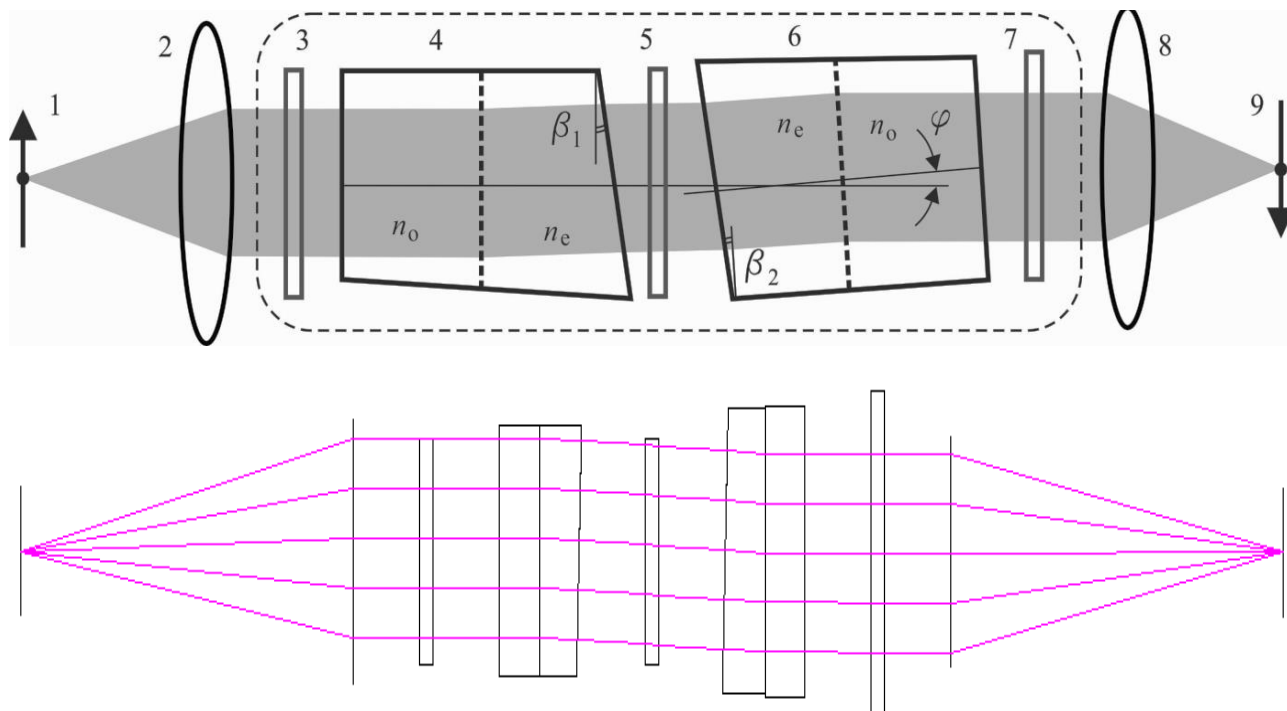
Рассмотрена задача оптимизации параметров двойного акустооптического (АО) фильтра с целью повышения качества передаваемого им изображения. Для широкоугольного фильтра, работающего в видимом диапазоне, проанализировано влияние геометрии АО взаимодействия и определены геометрические параметры взаимного расположения ячеек, при которых достигается наилучшее качество изображения.

**Ключевые слова:** акустооптическая фильтрация, двойной акустооптический фильтр, aberrации

АО фильтры широко применяются при спектральной визуализации объектов. Компенсация пространственно-спектральных искажений, возникающих при АО дифракции, достигается при использовании двойных фильтров [1].

В [2] представлен метод автоматизированного расчета оптических систем, содержащих АО элементы. При расчете вместе с классическими методами трассировки лучей использованы формулы [3], в геометрическом приближении описывающие преобразование пучков в кристалле при дифракции света на акустической волне. Метод позволяет моделировать в программе ZEMAX оптические системы с АО фильтрами с различными геометрическими параметрами и, варьируя эти параметры и конструктивные параметры остальных оптических элементов, выполнять оптимизацию оптических систем.

В данной работе представлены результаты моделирования двойного АО фильтра. На рис. 1 показана оптическая система, состоящая из объективов 2 и 8 и АО фильтра 3-7; 1 – исследуемый объект, 9 – его изображение. АО фильтр состоит из двух ячеек 4 и 6 и скрещенных поляризаторов 3,5,7. Ячейки 4 и 6 развернуты друг относительно друга на угол  $180^\circ - \varphi$ . При анализе рассматривалась система с двумя идентичными идеальными объективами 2 и 8, чтобы проиллюстрировать именно влияние параметров АО фильтра на качество изображения. Фокусные расстояния объективов 50 мм. Кроме того, для простоты АО ячейки 4 и 6 имеют одинаковую форму ( $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ ).



**Рис. 1.** Оптическая изображающая система с двойным АО фильтром:  
вверху – принципиальная схема; внизу – схема, заданная в программе Zemax.

При работе двойного АО фильтра в параллельном ходе лучей в оптической системе могут возникнуть хроматический сдвиг и дисторсия изображения. В работе проанализировано влияние параметров  $\beta$  и  $\varphi$ , а также углов распространения света в ячейках  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  на эти и другие aberrации. Установлено, что для наилучшей компенсации хроматического сдвига необходимо выполнения условия  $\theta_1$  и  $\theta_2$  близки, но не равны друг другу. Остаточная дисторсия при этом пренебрежимо мала. Для АО системы, работающей в диапазоне длин волн 0,45–0,75 мкм, определены значения углов  $\beta$  и  $\varphi$ , при которых достигаются минимальные значения хроматизма и дисторсии. Результаты представлены в таблице.

Таблица 1. Результаты моделирования

$\theta_1, ^\circ$	$\theta_2, ^\circ$	$\beta, ^\circ$	$\varphi, ^\circ$	Хроматический сдвиг, мкм	Дисторсия, %
0	0	0	0	0	0
10	8,77	10,77	0,87	1	0,7
20	17,70	11,60	1,00	2	0,9
30	26,90	11,65	1,01	2	0,9
40	36,47	11,35	0,96	2	0,7
50	46,47	10,83	0,88	2	0,4
60	56,90	10,11	0,78	1	0,3
70	67,70	9,07	0,67	1	0,1
80	78,77	7,25	0,49	1	0,0

Из представленных результатов видно, что углы  $\varphi$  малы, но не равны нулю, следовательно, АО ячейки должны быть развернуты друг относительно друга на угол, немного отличающийся от  $180^\circ$ . Остаточный хроматический сдвиг при этом не превосходит 5 мкм во всем диапазоне углов, а дисторсия находится в пределах 1%.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 16-07-00393).

#### Литература

1. Мачихин А.С., Пожар В.Э. Искажения изображения, возникающие при передаче через двойной акустооптический монохроматор. // Электромагнитные волны и электронные системы, 2009. Т. 14. №11. С. 63-68.
2. A. Machikhin, V. Batshev, and V. Pozhar, "Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems," J. Opt. Soc. Am. A 34, 1109-1113 (2017)
3. Мачихин А.С., Пожар В.Э. Пространственно-спектральные искажения изображения при дифракции обыкновенно поляризованного светового пучка на ультразвуковой волне. // Квантовая электроника, 2015. Т. 45. № 2. С. 161-165.

## ABERRATION ANALYSIS AND OPTIMIZATION OF TANDEM AOTFS

V.I. Batshev<sup>1,2,3</sup>, A.S. Machikhin<sup>1,3</sup>, D.D. Khokhlov<sup>1,3</sup>, and Y.S. Pichugina

<sup>1</sup> Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation

<sup>2</sup> Bauman Moscow State Technical University

<sup>3</sup> National Research University «MPEI»

batshev\_vlad@mail.ru

In this paper, we describe the method of modeling and optimization of the parameters of a tandem acousto-optical tunable filter (AOTF). Various configurations of AO interaction are analyzed. It is shown that optimization of the AO cells orientation provides minimization of image aberrations.

**Key words:** spectral imaging, acousto-optic diffraction, tandem AOTF, image aberrations





# ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ КОЛЛИНЕАРНОЙ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СВЕТА ПРИ НАЛИЧИИ ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

асс. Манцевич С.Н.

Московский государственный университет им.М.В. Ломоносова, физический факультет  
snmantsevich@yahoo.com

На сегодняшний день акустооптические устройства занимают существенное место в области создания приборов для управления параметрами светового излучения. Известно, что используя акустооптический эффект можно управлять и анализировать спектральный состав оптического излучения, изменять направление распространения и поляризацию световых пучков, осуществлять модуляцию их интенсивности. Среди множества разнообразных акустооптических приборов существует особый класс, использующий в своей работе цепь оптоэлектронной обратной связи. В таких устройствах часть интенсивности светового излучения с оптического выхода акустооптической ячейки подается на фотоприемник. Сигнал с фотоприемника подается на вход цепи электрической обратной связи, связывающей выход фотоприемника с пьезоэлектрическим преобразователем акустооптической ячейки.

Обладая рядом преимуществ, таких как малые габариты, относительно небольшая потребляемая мощность и высокая надежность, а так же достаточно высокая разрешающая способность, акустооптические устройства находят широкое применение при решении задач управления световым излучением. Однако у АО устройств есть и ряд недостатков, к ним можно отнести наличие боковых максимумов у функции пропускания и невозможность достижения очень высокого спектрального разрешения. Первый недостаток приводит к тому, что у АО прибора появляются паразитные окна пропускания. Второй недостаток связан с тем, что ширина функции пропускания определяется длиной АО взаимодействия, а она ограничена размером АО кристалла. Кроме того при увеличении длины АО взаимодействия возрастает негативное влияние расходимости светового пучка и сложной амплитудной и фазовой структуры акустического поля. В конечном итоге данное влияние приводит к тому, что полоса пропускания либо не изменяется при дальнейшем увеличении длины взаимодействия, либо даже увеличивается. Оба эти недостатка приводят к тому, что существуют области оптической электроники, например оптоволоконная связь, в которой АО устройства (фильтры) не применяются. Современная акустооптика способна создавать АО фильтры, функция пропускания которых обладает полушириной, необходимой для выделения отдельных оптических каналов в системах CWDM и DWDM, однако, наличие боковых максимумов у функции пропускания приводит к тому, что через АО фильтр, настроенный на селекцию одного спектрального канала, будут проходить и несколько соседних. Решением данной проблемы является либо увеличение спектрального разрешения АО фильтров в десятки раз, либо разработка методов подавления боковых лепестков функции пропускания. Существует несколько работ, посвященных подавлению боковых лепестков, методы, изложенные в данных работах, не являются очень эффективными и существенно усложняют АО систему фильтрации. Что же касается существенного увеличения спектрального разрешения, то его увеличение методами традиционной акустооптики представляется весьма затруднительным.

Данная работа основывается на результатах, опубликованных в статьях [1-6], в которых было показано, что в общем случае при коллинеарной геометрии АО дифракции интенсивность светового пучка, прошедшего через поляризатор, установленный после АО ячейки, можно представить в виде суммы трех компонент (1), амплитуды которых зависят от ориентации плоскости поляризации входного поляризатора относительно оптической оси кристалла АО ячейки и от взаимной ориентации плоскостей поляризации поляризатора и анализатора.

$$I_d = I_0 + I_1 \cos(\Omega t + \phi_1 + \Phi) + I_2 \cos(2\Omega t + \phi_2 + 2\Phi) \quad (1)$$

здесь  $I_0$  - компонента которая обычно используется в коллинеарных АО фильтрах, приобретающая максимальное значение при ориентации поляризатора вдоль или ортогонально оптической оси и анализатора ортогонально поляризатору,  $I_1$  - компонента имеющая модуляцию по интенсивности с частотой  $\Omega = 2\pi f$  ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке,  $I_2$  - компонента имеющая модуляцию по интенсивности с удвоенной частотой ультразвука,  $\Phi$  - фаза акустической волны на входе в АО ячейку,  $\phi_1$  и  $\phi_2$  - дополнительные сдвиги фазы, возникающие при АО взаимодействии.

Существует особая взаимная ориентация поляризатора и анализатора, между которыми располагается АО ячейка, при которой интенсивность выходного светового излучения  $I_d$  оказывается промодулированной по интенсивности с частотой ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке 100%, то есть  $I_d = I_1 \cos(\Omega t + \phi_1 + \Phi)$ . Данную модуляцию можно использовать в цепи обратной связи.

Схема изучаемой оптоэлектронной системы представлена на рис. 1. Свет от источника излучения проходит через поляризатор с плоскостью поляризации, ориентированной вдоль одной из собственных оптических мод кристалла АО ячейки, дифрагирует в акустическом поле и разделяется на две части

светоделителем. Далее световые пучки проходят через поляризаторы. Один пучок (рабочий) проходит через анализатор с плоскостью поляризации, ориентированной перпендикулярно к плоскости поляризации входного поляризатора, а второй – через анализатор с плоскостью поляризации, ориентированной под углом 45 градусов к плоскости поляризации входного поляризатора. Второй пучок регистрируется и используется для формирования сигнала в цепи обратной связи. Сигнал с фотоприемника через цепь обратной связи подается на сумматор, где он складывается с сигналом ВЧ генератора и поступает на пьезоэлектрический преобразователь АО ячейки. Для наблюдения и измерения характеристик сигнала в цепи обратной связи, к ней может быть подключен осциллограф или анализатор спектра радиосигнала.

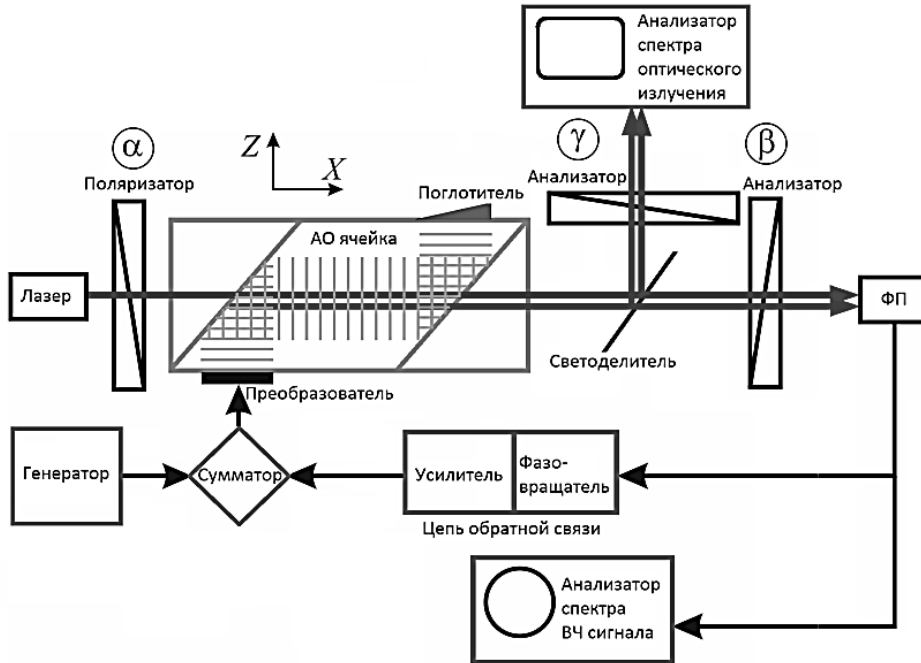


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Существует два основных параметра, определяющих форму аппаратной функции оптоэлектронной системы с обратной связью - амплитуда сигнала ВЧ генератора и коэффициент усиления цепи обратной связи. Изменяя данные параметры можно управлять эффективностью АО взаимодействия, полосой пропускания и спектральным контрастом системы.

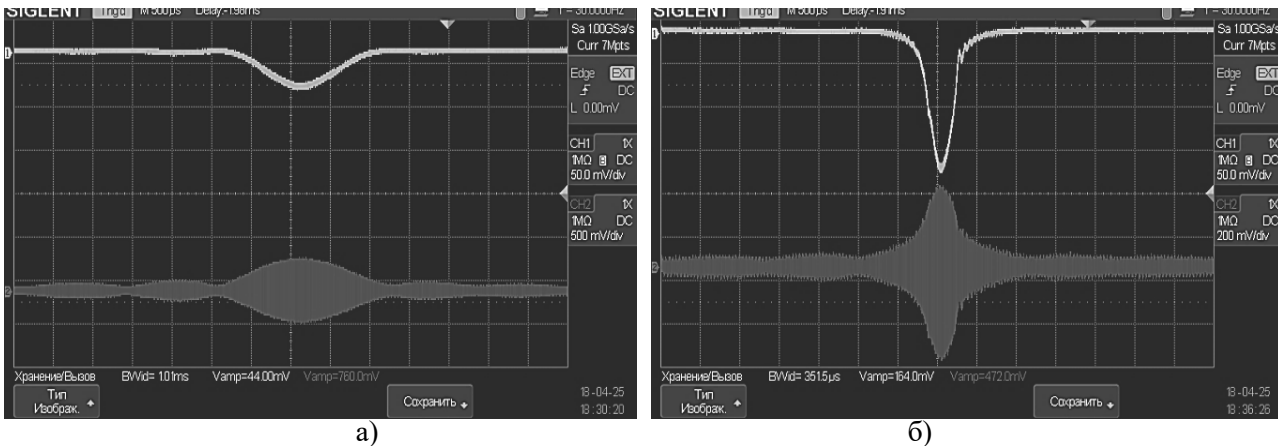
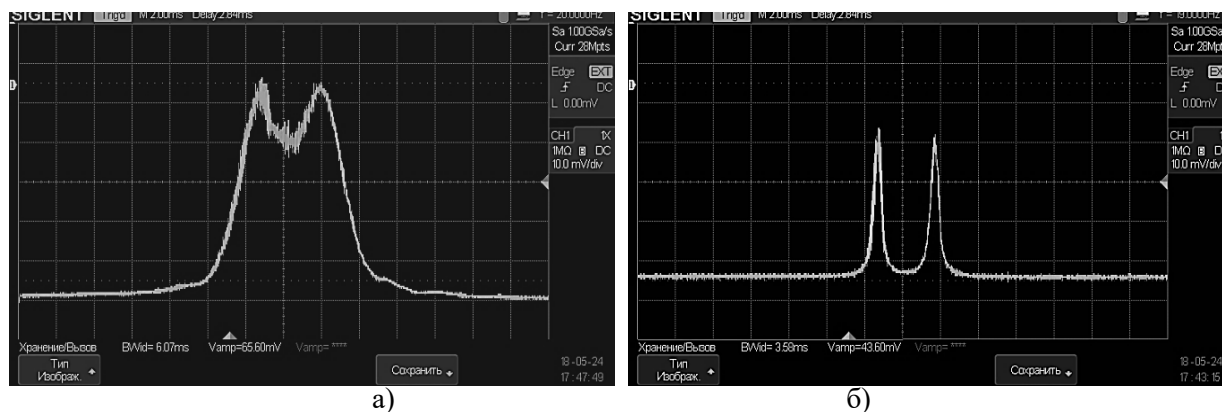


Рис. 2. Осциллограммы функций пропускания оптоэлектронной системы для рабочего (верхняя зависимость) светового пучка и пучка используемого в цепи обратной связи (нижняя зависимость), при отсутствии (а) и наличии (б) цепи обратной связи.

На рис. 2 приведены осциллограммы, на которых зарегистрировано изменение интенсивностей светового излучения обоих световых пучков (рабочий световой пучок – верхняя кривая, пучок, используемый для формирования сигнала обратной связи – нижняя осциллограмма) на выходе системы при изменении частоты ультразвука. Рис. 2а получен в случае отсутствия цепи обратной связи, а рисунок 2б при коэффициенте усиления цепи обратной связи равном 186. В обоих случаях амплитуда сигнала генератора была равна 5В. Сопоставляя представленные рисунки можно заключить, что введение цепи

обратной связи приводит к увеличению эффективности АО взаимодействия и сужению полосы пропускания системы. При этом величина боковых лепестков функций пропускания остается такой же, какой она была в случае отсутствия обратной связи. Таким образом, введение обратной связи приводит и к улучшению спектрального контраста АО фильтра. Максимальное сужение полосы пропускания исследуемой системы, зарегистрированное экспериментально, превысило 90 раз.

Теперь рассмотрим случай, когда на оптический вход исследуемой системы подается оптическое излучение, содержащее несколько дискретных спектральных линий (модель WDM систем). Пусть на входе имеются две спектральных компоненты с длиной волны около 650нм, отстоящие друг от друга примерно на 0.9нм, тогда сигнал на оптическом выходе (рабочий пучок) будет иметь вид, представленный на рис. 3.



**Рис. 3.** Осциллограммы сигнала на оптическом выходе системы в случае присутствия двух спектральных компонент в падающем световом излучении, при отсутствии (а) и наличии (б) цепи обратной связи.

В первом случае (рисунок 3а) обратная связь отсутствует. Осциллограмма показывает, что АО фильтр разрешает данные линии, но перекрытие аппаратных функций очень велико. Во втором случае (рисунок 3б) коэффициент усиления обратной связи равен 600. Видно, что те же линии разрешаются очень хорошо, а перекрытие аппаратных функций отсутствует, однако, эффективность АО взаимодействия чуть меньше, чем в первом случае. Это связано с тем, что для регистрации картины, приведенной на рис. 3б, понадобилось не только ввести обратную связь, но и несколько уменьшить амплитуду сигнала ВЧ генератора. Таким образом, введение обратной связи позволяет лучше разрешать близко расположенные спектральные линии и избавиться от паразитных окон пропускания АО фильтров.

Кроме необходимости разрешать отдельные спектральные каналы без захвата сигнала из соседних, применение АО фильтров в WDM системах требует выделять один или несколько каналов из всего спектрального состава оптического пучка. В изучаемой системе это можно сделать двумя разными способами. Первый – простая перестройка частоты ВЧ генератора при подборе определенного значения сдвига фазы, вносимого фазовращателем. Второй – перевести систему в режим генерации [5,6] и использовать эффект захватывания частоты при помощи внешнего генератора [5]. Во втором случае, при отсутствии сигнала внешнего генератора в цепи обратной связи будут существовать колебания с частотами, соответствующими всем длинам волн оптического излучения, присутствующим в падающем световом излучении. Появление же сигнала внешнего ВЧ генератора позволяет захватить одну или несколько частот (если в сигнале ВЧ генератора есть несколько спектральных составляющих, или если подключено несколько независимых ВЧ генераторов) и подавить все остальные. Тогда на оптическом выходе системы останутся только оптические частоты, которые соответствуют захваченным ВЧ частотам в цепи обратной связи.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-72-00036.

### Литература

1. V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich, Polarization effects at collinear acousto-optic interaction, Opt. and Laser Tech., 44 (2012), 893-898.
2. V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich, Influence of light polarization on characteristics of a collinear acousto-optic diffraction, Opt. Spectr. 106 (2009), 441-445.
3. S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy, Yu.I. Kuznetsov, Acousto-optic collinear filter with optoelectronic feedback, Appl. Phys. B, 123 (2017), 101-.
4. V.I. Balakshy, Yu.I. Kuznetsov, S.N. Mantsevich, Effect of optoelectronic feedback on the characteristics of acousto-optical collinear filtering, Quant. El., 46 (2016), P. 181-184.
5. Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Experimental examination of frequency locking effect in acousto-optic system, Applied Physics B: Lasers and Optics, 124, (2018), article No. 54.
6. Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Examination of optoelectronic feedback effect on collinear acousto-optic filtration, JOSA B, 35, (2018), P. 1030-1039.

**INVESTIGATION OF COLLINEAR ACOUSTOPTIC LIGHT  
FILTERING PECULIARITIES IN THE PRESENCE  
OF OPTOELECTRONIC FEEDBACK**

professor assistant S.N. Mantsevich

M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department  
snmantsevich@yahoo.com

Acousto-optic devices occupy a significant place in the field of creating devices for controlling the light radiation parameters to date. It is known that using the acousto-optic effect, it is possible to control and analyze the spectral composition of optical radiation, change the propagation direction and polarization of light beams and modulate their intensity. There is a special class that uses the optoelectronic feedback circuit in operation among a variety of diverse acousto-optic devices. In such devices, a part of the light radiation intensity from the optical output of the acousto-optical cell is fed to the photodetector. The signal from the photodetector is goes to the input of an electrical feedback loop connecting the output of the photodetector with the piezoelectric transducer of the acousto-optic cell.



**АНИЗОТРОПНОЕ АКУСТООПТИЧЕСКОЕ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ОБЛАСТИ  
НИЗКОЧАСТОТНОЙ ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ  
ГЕОМЕТРИИ В ПЕРИОДИЧЕСКИ  
НЕОДНОРОДНОМ АКУСТИЧЕСКОМ  
ПОЛЕ В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ  
ЙОДНОВАТОЙ КИСЛОТЫ**

*асп. Купрейчик М.И.*

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет  
mir11@aviel.ru

В докладе проведено исследование характеристик анизотропной дифракции в двуосных кристаллах в периодически неоднородном акустическом поле, когда волновой вектор ультразвука практически ортогонален к одной из оптических осей, а направления падающего и дифрагированного световых пучков близко к оптической оси. Дисперсия положения оптических осей в двуосных кристаллах приводит к тому, что для различных спектральных компонент падающего излучения реализуются различные геометрии взаимодействия, что приводит к существенному ограничению диапазона перестройки фильтра по длинам волн падающего излучения, при этом фильтрация для различных областей спектра падающего излучения оказывается неравномерной. Для снятия этого существенного ограничения в настоящей работе предлагается использование в качестве возбудителя ультразвука секционированного преобразователя с антифазным возбуждением соседних секций. При должном выборе ветви оптимальных углов, эффективное изменение геометрии взаимодействия вблизи тангенциальной точки оказывается малым, в сравнении с вариантом взаимодействия в однородном акустическом поле, что и позволяет существенно расширить диапазон перестройки фильтра по длинам волн падающего излучения.

Современные АО приборы, такие как модуляторы, дефлекторы и фильтры позволяют оперативно и с высокой точностью управлять всеми основными характеристиками электромагнитного излучения, такими как амплитуда, направление распространения, частота, фаза и поляризация. Лазерная физика, экология, медицина, телекоммуникационные системы, военное дело – это лишь часть списка областей,

где АО устройства нашли своё применение и обеспечили выход многих приборов на качественно новый уровень. В настоящее время в акустооптике применяются в основном кристаллы с ярко выраженной анизотропией физических свойств, такие как парателлурит ( $\text{TeO}_2$ ), теллур ( $\text{Te}$ ), ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) и другие [1,2]. Высокая степень анизотропии кристалла предоставляет возможность более гибкого подбора конфигурации ячейки под конкретное АО устройство. С другой стороны, сильная анизотропия материала накладывает жесткие требования на точность изготовления устройств и существенно усложняет расчеты характеристик взаимодействия, проводимые с целью оптимизации параметров АО ячейки. Обладая более сложной структурой оптической и акустооптической анизотропии, двуосные кристаллы позволяют реализовывать новые, нетривиальные варианты АО взаимодействия, которые принципиально невозможны в одноосных кристаллах, что позволяет рассчитывать на создание акустооптических устройств с улучшенными характеристиками [2,3]. При этом более высокая, в сравнении с одноосными кристаллами, структура оптической анизотропии приводит, в ряде случаев, к невозможности использования при расчетах характеристик взаимодействия стандартных численных методов, применяемых при анализе АО дифракции в одноосных кристаллах. Однако расширение диапазона применения АО устройств стимулирует поиски новых материалов, в том числе и двуосных кристаллов, которые, несмотря на расчетные и технологические трудности, обладают потенциально большим разнообразием допустимых вариантов АО взаимодействия, что делает перспективным изучение их свойств.

Проведено исследование низкочастотной тангенциальной геометрии анизотропного АО взаимодействия в двуосных кристаллах в периодически неоднородном акустическом поле для случая, когда волновой вектор ультразвука практически ортогонален к одной из оптических осей, а направления падающего и дифрагированного световых пучков близки к оптической оси. Расчеты угловых и спектральных характеристик АО взаимодействия выполнены для кристалла йодноватой кислоты ( $\alpha\text{-HfO}_3$ ), для которого известны все компоненты диэлектрического, упругого и фотоупругого тензоров, а также тензора гирации [4-9]. Йодноватая кислота – синтетический монокристалл ромбической сингонии (класс 222), обладающий хорошими нелинейно-оптическими и акустооптическими свойствами. При этом высокая АО эффективность наблюдается как для варианта изотропной дифракции, так и для варианта анизотропного взаимодействия. В настоящей работе будем придерживаться принципа выбора осей по работе [4]: ось  $X$  – по ребру  $a$ , ось  $Y$  – по ребру  $b$  и ось  $Z$  – по ребру  $c$ , в таком случае оптические оси лежат в плоскости  $XZ$ .

Характерной особенностью анизотропной АО дифракции в двуосных кристаллах в плоскостях взаимодействия, содержащих одну из оптических осей, является чрезвычайно высокая чувствительность характеристик взаимодействия к изменению направления ультразвука в плоскости взаимодействия [3]. Заметная гиротропия кристалла йодноватой кислоты, приводящая к изменению вида волновых поверхностей вблизи оптических осей, вызывает снижение этой чувствительности для малых углов среза кристалла, когда в области низкочастотной тангенциальной геометрии дифрагированный световых пучок распространяется не далеко от оптической оси. Наиболее ярко этот эффект проявляется для длин волн падающего излучения вблизи ультрафиолетовой границы поглощения кристалла йодноватой кислоты, когда компоненты тензора гирации существенно возрастают. В то же время, изменение направления ультразвука в ортогональном направлении приводит к существенно меньшему изменению передаточной функции ячейки. Одной из основных характеристик в акустооптике является зависимость угла Брэгга от частоты ультразвука, знание которой необходимо для грамотного выбора геометрии среза кристалла под конкретное АО устройство. Брэгговские кривые, построенные для различных направлений распространения быстрой квазисдвиговой акустической моды для случая, когда оптический световой пучок с длиной волны 633 нм с большим показателем преломления дифрагирует в -1 порядок, представлены на рис. 1 в увеличенном масштабе. Рисунок 1,а соответствует АО взаимодействию в плоскости  $XZ$ . Области, отмеченные точками  $D$  и  $T$  оптимальны для создания дефлекторов и неколлинеарных видеофильтров [1,2]. Близкое расположение точек  $T$  и  $D$  обеспечивает низкую угловую и частотную селективность АО взаимодействия в области тангенциальной геометрии для среза двуосного кристалла, соответствующего сплошной кривой [3]. Увеличение угла среза кристалла приводит к расширению углового диапазона фильтра, а также вызывает существенное повышение частотной селективности взаимодействия вблизи низкочастотной тангенциальной точки  $T$ . Аналогично, рис. 1(б) иллюстрирует изменение вида брэгговской кривой при постепенном развороте направления ультразвука к оси  $Y$  при фиксированном угле между текущим направлением ультразвука и направлением, ортогональным к оптической оси в плоскости взаимодействия. Здесь наблюдается похожая тенденция: по мере отхода от плоскости  $XZ$  угловой диапазон фильтра расширяется, а дефлекторная область смещается в сторону больших частот.

Другая характерная особенность АО дифракции в двуосных кристаллах, являющаяся как достоинством, так и недостатком, заключается в зависимости направления оптических осей в плоскости  $XZ$  от длины волны падающего излучения. Это приводит к тому, что в двуосных кристаллах для различных спектральных компонент падающего светового пучка в однородном акустическом поле реализуется различная геометрия АО взаимодействия, что может приводить как к сужению, так и расширению спектрального диапазона ячейки. При этом путем грамотного выбора конфигурации угла среза кристалла, вблизи ультрафиолетовой границы поглощения, спектральный диапазон АО ячейки может быть сужен на порядок в сравнении с ячейкой со схожими параметрами на одноосном кристалле, что открывает новые возможности для улучшения характеристик существующих АО устройств. С другой сторо-

ны, дисперсия оптических осей приводит к существенному ограничению диапазона перестройки фильтра по длинам волн падающего излучения. Для снятия этого существенного ограничения в настоящей работе предлагается использование в качестве возбудителя ультразвука секционированного преобразователя с антифазным возбуждением соседних секций. В таком случае брэгговская кривая расщепляется на две кривые оптимальных углов, при этом, несмотря на заметную фазовую расстройку, увеличением мощности ультразвука удается достичь 100% эффективности дифракции. Грамотным выбором ветви оптимальных углов, а также конфигурации среза кристалла и параметров структуры преобразователя можно осуществлять коррекцию изменения передаточной функции ячейки при перестройке фильтра по длинам волн падающего излучения.

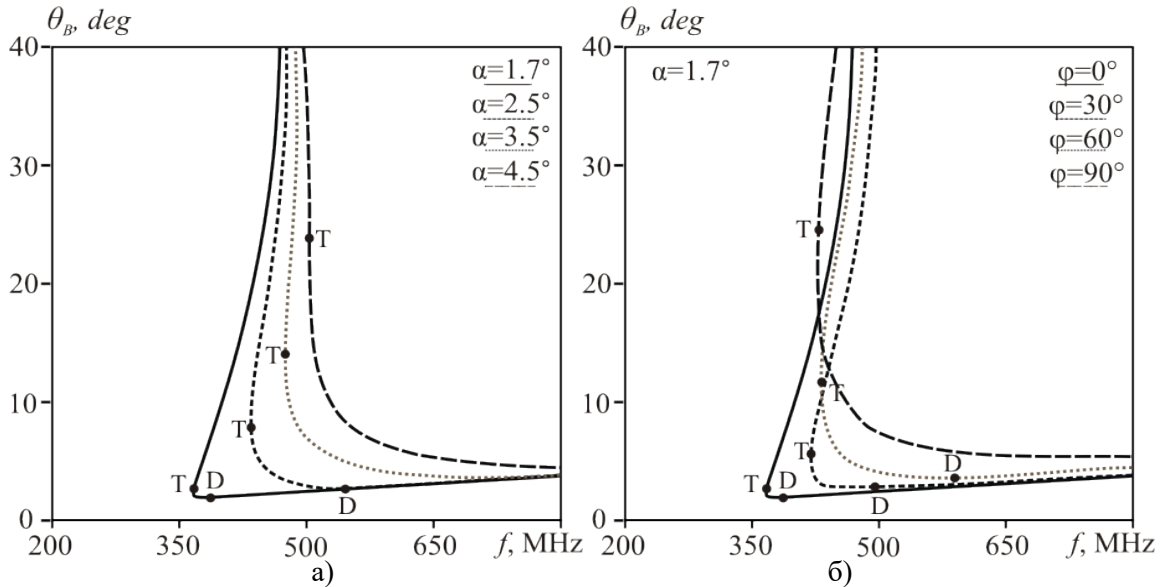


Рис. 1. Частотные зависимости углов Брэгга для различных срезов кристалла.

На рис. 2, а представлены частотные зависимости оптимальных углов падения для правой, более высокочастотной расщепленной ветви, построенные для различных длин волн падающего излучения. Расчет проведен для варианта взаимодействия в плоскости XZ, для преобразователя из 16 секций с полной длиной взаимодействия  $L = 3$  мм. Необходимость столь большого числа секций вытекает из сильной дисперсии оптических осей кристалла йодноватой кислоты, так что для обеспечения удержания геометрии взаимодействия в области низкочастотной геометрии требуется довольно малый период структуры. Ограничение на величину периода снизу обусловлены не столько технологическими трудностями, сколько требованием отсутствия наложения ультразвуковых столбов от отдельных элементов преобразователя в области взаимодействия. Для сравнения, пунктиром приведены аналогичные зависимости для брэгговских углов. При этом конфигурация среза ячейки, а также период структуры подбирались таким образом, что для длины волн падающего излучения 750 нм (экстремум положения оптических осей) вид кривых в области тангенциальной точки был идентичен.

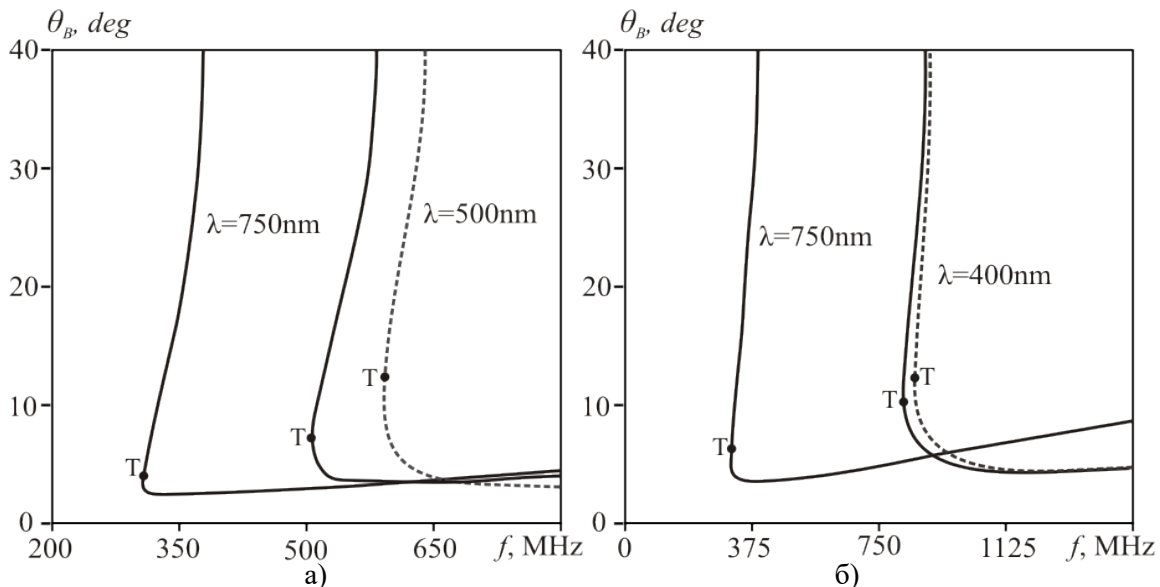


Рис. 2. Частотные зависимости оптимальных углов падения и углов Брэгга.

Уменьшение длины волны падающего излучения относительно 750 нм, в связи с видом дисперсионной зависимости положения оптических осей, идентично увеличению угла среза на рис. 1,а. Частота синхронизма в области тангенциальной точки возрастает, что приводит к уменьшению расщепления ветвей оптимальных углов. При этом эффективное изменение геометрии взаимодействия вблизи точки  $T$  оказывается малым, в сравнении с вариантом взаимодействия в однородном акустическом поле, что и позволяет существенно расширить диапазон перестройки АО фильтра по длинам волн падающего излучения. Можно добиться еще большего расширения диапазона перестройки фильтра по длинам волн падающего излучения, если по мере приближения к ультрафиолетовой границе поглощения кристалла йодноватой кислоты постепенно уменьшать число секций, работающих в противофазе. Платой за такое дополнительное расширение диапазона перестройки фильтра явится существенное усложнение конструкции АО ячейки. На рис. 2,б представлены аналогичные зависимости для варианта взаимодействия в плоскости, повернутой на 5 градусов вокруг оси  $Z$ . Существенно более слабая, в сравнении с вариантом взаимодействия в плоскости  $XZ$ , зависимость передаточной функции ячейки от длины волны падающего излучения обусловлена снижением, по мере отхода от плоскости, содержащей одну из оптических осей кристалла, селективности взаимодействия по отношению к изменению направления ультразвука в плоскости взаимодействия. Проведенные расчеты показывают, что влияние эффекта дисперсии оптических осей на характеристики взаимодействия при прочих равных тем сильнее, чем ближе плоскость взаимодействия к плоскости, содержащей одну из оптических осей двусосного кристалла. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (РФФИ), грант № 17-07-00369-а.

### Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.
2. Xu J., Stroud R. Acousto-optic devices. N.Y.: Wiley, 1992.
3. Balakshy V.I., Kupreychik M.I. // Opt. Spectrosc. 2017. Vol. 123. P. 463.
4. D.A. Pinnow, R.W. Dixon // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 13. № 4. P. 156.
5. Kachalov O.V., Dobrzhanskii G.F, and Shpilko I.A. // Sov. Crystallography 1971. Vol. 16. P. 784.
6. Dianova V.A. et al. // Sov. Crystallography 1972. Vol. 17. P. 223.
7. Иванов Н.Р., Чихладзе О.А. // Кристаллография. 1976. Т. 21. № 1. С. 125.
8. Naito H. and Inaba H. // Opto-electron. 1972. Vol. 4. P. 335.
9. Kurtz S.K., Perry T.T., Bergman J.G. // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 12. № 5. P. 186.

## ANISOTROPIC ACOUSTO-OPTIC INTERACTION IN THE REGION OF LOW-FREQUENCY TANGENTIAL GEOMETRY IN A PERIODICALLY INHOMOGENEOUS ACOUSTIC FIELD IN A BIAxIAL CRYSTAL OF A-IODIC ACID

graduate stud. M.I. Kupreychik

Lomonosov Moscow State University, Physics Department, Moscow, Russia  
mir11@aviel.ru

Anisotropic diffraction in biaxial crystals in a periodically inhomogeneous acoustic field when the ultrasonic wave vector is practically orthogonal to one of the optical axes, and the directions of the incident and diffracted light beams are close to the optical axis is studied in detail. The dispersion of the optical axes directions leads to the fact that different interaction geometries are realized for different spectral components of the incident radiation. Furthermore, the filtration for different regions of the incident radiation spectrum becomes uneven. In order to remove this significant limitation, we propose the usage of a sectioned transducer with antiphase excitation of neighboring sections. With a proper choice of the branch of optimal angles, an effective change in the geometry of the interaction near the tangential point turns out to be small, in comparison with the interaction variant in a homogeneous acoustic field. This fact makes it possible to significantly extend the range of filter tuning.





# СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ, СБОРА И ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ДЛЯ МНОГОЗОНДОВОГО ИК ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА

г.н.с., д.т.н. Вагин В.А., н.с., к.ф.-м.н. Хасанов И.Ш., с.н.с. Хорохорин А.И.

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук  
vaguine@mail.ru

Рассмотрена Система управления, сбора и обработки данных для многозондового ИК Фурье-спектрометра, состоящая из персонального компьютера (РС) с необходимым программным обеспечением и электронного модуля системы управления и сбора информации (ЭМС). Через программное обеспечение задаются номера каналов, с которых регистрируется информация и параметры спектральных измерений. Необходимые параметры заносятся в ЭМС. Последний обеспечивает одновременную регистрацию в реальном времени четырёх интерферограмм с фурье-спектрометра и передачу их в РС для дальнейшего вычисления спектров. Описана структура ЭМС, состоящая из четырёх 18-разрядных АЦП, микроконтроллера, USB – моста и гальванической развязки. Запуск всех АЦП происходит одновременно с частотой, пропорциональной скорости сканирования спектрометра, а чтение отсчётов в РС последовательно. Программа микроконтроллера помимо подпрограммы регистрации интерферограммы с привязкой к стартовой позиции подвижного зеркала спектрометра, содержит подпрограмму регистрации без привязки к стартовой позиции с синхронизацией от внутреннего генератора и подпрограмму измерения температуры интерферометра спектрометра и теста микроконтроллера. Приводится структурная схема программы ЭМС с подробным описанием.

Разработка многоканального Фурье-спектрометра, регистрирующего одновременно интерферограммы с нескольких фотоприемников, как в случае создаваемого нами многозондового ИК Фурье-спектрометра [1], требует создания соответствующей системы управления, сбора и обработки измеряемой спектральной информации. Эта система (см. рис. 1) включает в себя компьютер с необходимым программным обеспечением и электронный модуль системы управления и сбора информации

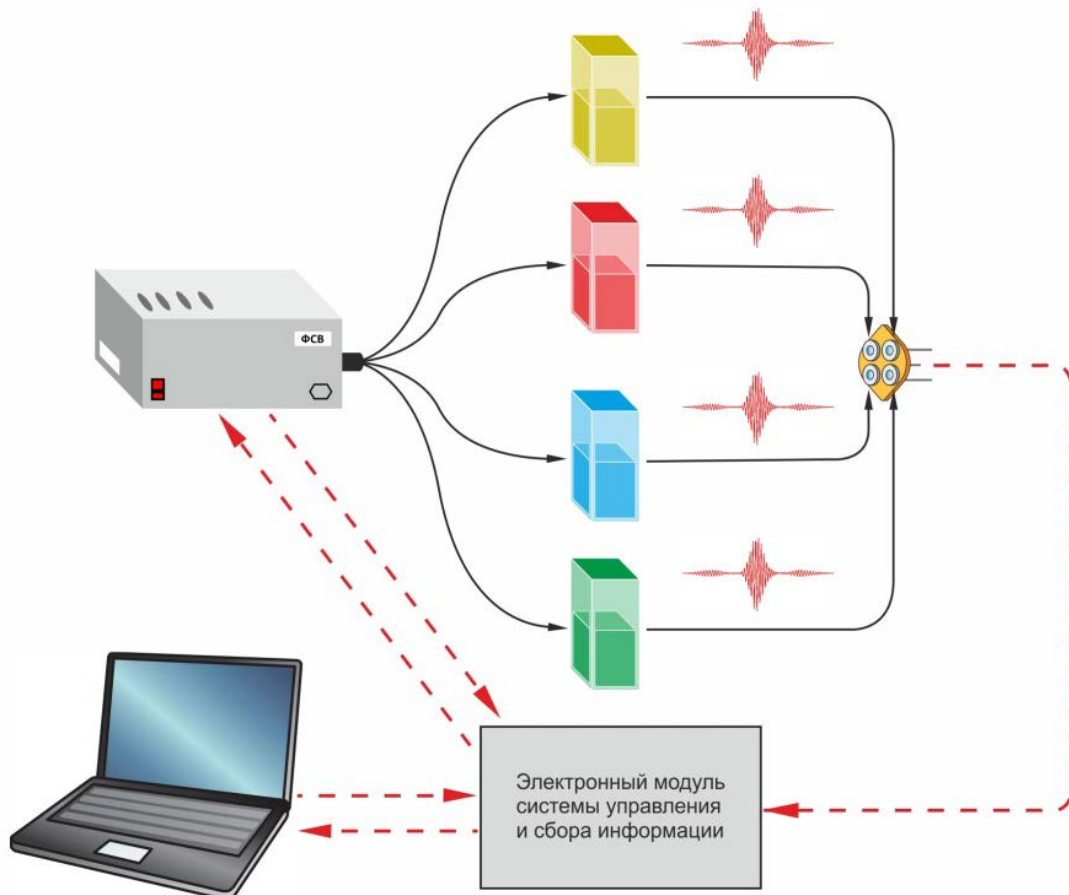


Рис. 1. Система управления, сбора и обработки измеряемой спектральной информации.

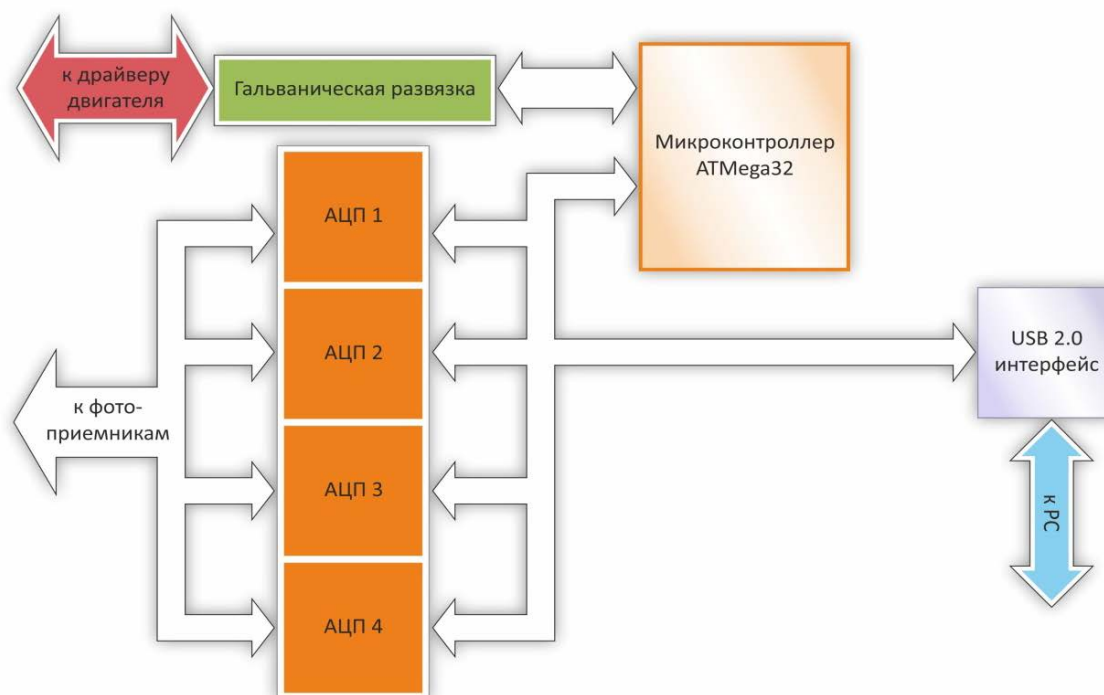


Рис. 2. Структурная схема ЭМС.

Оператор через программное обеспечение в диалоговом режиме задает номера каналов, с которых будет регистрироваться информация, а также обычные параметры спектральных измерений (спектральное разрешение, количество точек на разрешаемый интервал, число накопления и т.д.). Все необходимые параметры заносятся в электронный модуль системы управления и сбора информации (ЭМС). Описываемый ниже модуль предназначен для одновременной регистрации в реальном времени четырёх интерферограмм многозондового ИК фурье-спектрометра и передачи их в персональный компьютер с целью обработки измеренных интерферограмм и получения соответствующих спектров.

**Основные параметры рассматриваемой ЭМС:**

число аналоговых входов	– 4;
диапазон входных сигналов	– $\pm 11В$ ;
разрядность АЦП	– 18 бит;
частота запуска АЦП	– 13, 33 кГц;
Интерфейс	– USB 2.0 1Мбайт/сек.

Предлагаемая ЭМС состоит из четырёх АЦП AD7634 последовательного приближения (SAR), микроконтроллера ATmega32, USB – моста FT245BL, гальванической развязки ADUM 1401. Микроконтроллер, USB – мост и АЦП объединены 8-битной шиной данных. Структурная схема ЭМС показана на рис. 2.

Разрядность АЦП AD7634 равна 18, время преобразования составляет около полутора микросекунд. Микроконтроллер ATmega32 имеет четыре порта. Тактовая частота микроконтроллера равна 16МГц. Для передачи параметров регистрации и приёма кода АЦП выделен порт С, для адресации АЦП – порт А, для выбора номера АЦП – порт В, для приёма-передачи сигналов квитирования с модулем привода подвижного отражателя – порт D. Микросхема FT245BL выполняет функцию моста связи с персональным компьютером.

Запуск всех АЦП происходит одновременно по меткам референтного канала спектрометра с целью привязки отсчётов к координате перемещения подвижного зеркала. Считывание данных АЦП происходит в последовательности, определяемой программой спектрометра, в соответствии с заданными оператором номерами используемых каналов (фотоприемников, с которых будут считываться интересующие нас интерферограммы). Длина передаваемых массивов определяется спектральным разрешением. Нами выбран АЦП с дифференциальным входом. Дифференциальный вход по сравнению с не симметричным даёт решительное преимущество в подавлении синфазного сигнала и, как следствие, в отношении сигнал/шум. Предусилитель источника ИК сигнала в нашей системе имеет несимметричный выход. Для перехода к симметричному входу АЦП выбрана лучшая в своём роде микросхема-драйвер AD8139. Шум этой микросхемы, приведенный ко входу на частоте 100 кГц не превышает 2.25 нВ/√Гц. На Рис. 3 показаны эпюры напряжений драйвера. Выходные сигналы драйвера симметрично развиваются относительно опорного напряжения АЦП и противоположны по фазе.

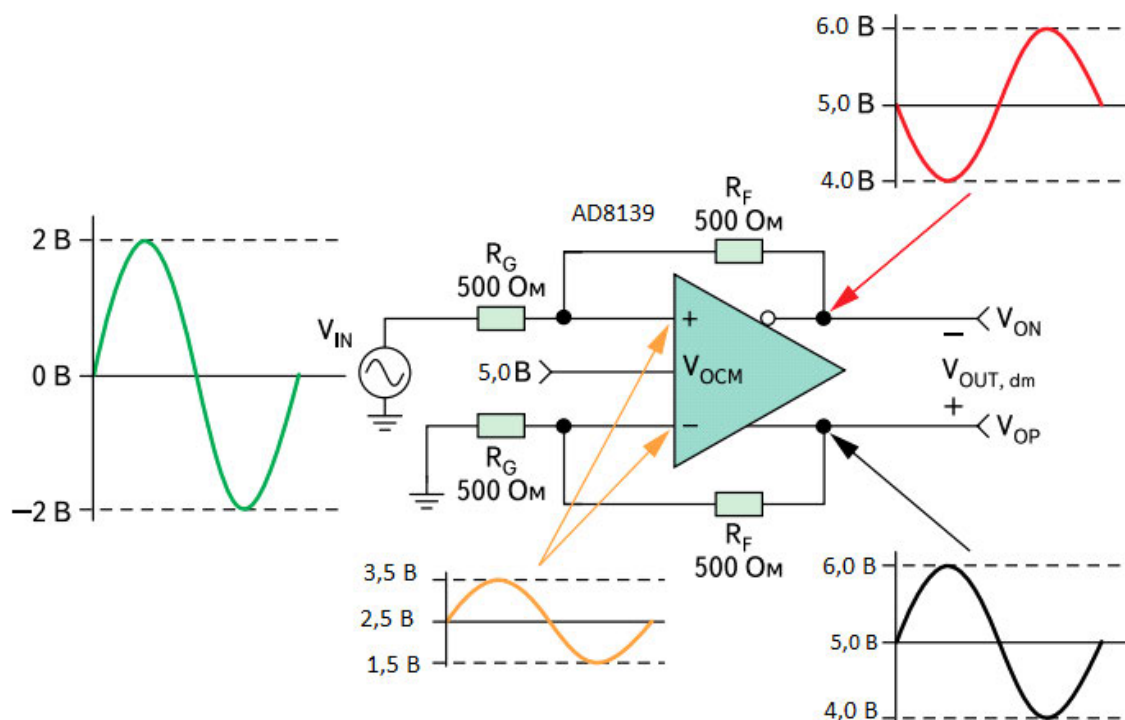


Рис. 3. Этюры напряжений драйвера АЦП AD8139.

АЦП подключен к внешнему прецизионному источнику опорного напряжения +5В ADR445.

Считывание слова АЦП в микроконтроллер идёт в следующей очередности: сначала старший байт, затем средний и младшие два бита. К отсчёту интерферограммы добавляется 14-битное значение скорости сканирования. Таким образом, формируется массив элементов по 32 бита в каждом.

Блок-схема программы микроконтроллера (МК) показана на Рис. 4.

Работа программы начинается с инициализации портов МК и указателя стека SP. Для каждого контакта порта (Port A, Port B, Port C, Port D) устанавливается направление передачи. По окончании инициализации МК ждёт от PC передачи параметров: спектральное разрешение, число сканов. Принятые параметры заносятся в SRAM (оперативную память) МК. Далее программа решает: регистрировать интерферограмму в цикле или произвести проверку устройств МК, принимающих участие в выводе интерферограммы, и USB-моста. Если произошла регистрация заданного количества сканов, программа завершается.

Подпрограмма регистрации интерферограммы ждёт начала сканирования, прощупывая состояние концевое датчика "START". Далее программа проверяет, готово ли АЦП передать данные или нет. Если да, то через USB-мост в PC поступает один отсчёт интерферограммы (18 бит) и 14 бит значения скорости сканирования. Данные в PC поступают блоками по 512 двойных слов (по 32 бита).

Счётчиком отсчётов внутри блока служит двухбайтный регистр Z. Требуемое спектральное разрешение определяет число блоков (frame). По окончании скана МК посылает модулю управления двигателем сигнал на разворот.

В процессе регистрации спектральных данных в компьютер из ЭМС поступает массив интерферограмм, разделенный на отдельные сканы. Каждая отдельная интерферограмма (соответствующая конкретному каналу) заносится в выделенный под нее массив следующим образом. Берется уже накопленная в этом массиве интерферограмма и к ней когерентно прибавляется очередная (только что измеренная в предыдущем скане) интерферограмма. Когерентное суммирование заключается в следующем. В каждой измеренной в отдельном скане интерферограмме есть ярко выраженный максимум интенсивности, соответствующий нулевой разности хода в интерферометре. В тоже время, из-за неопределенности по оптической разности хода старта регистрации каждого очередного скана, в последовательно измеренных в каждом канале интерферограммах может быть расхождение этих максимумов интенсивности до нескольких шагов регистрации. Этот разнобой убирается следующим образом. Первая интерферограмма просто заносится в соответствующий массив. В ней определяется положение максимума. В очередной измеренной интерферограмме также определяется положение максимума. Далее происходит суммирование этих интерферограмм с учетом этого сдвига, так чтобы эти максимумы совпали. Эта процедура повторяется столько раз, сколько производится сканов.

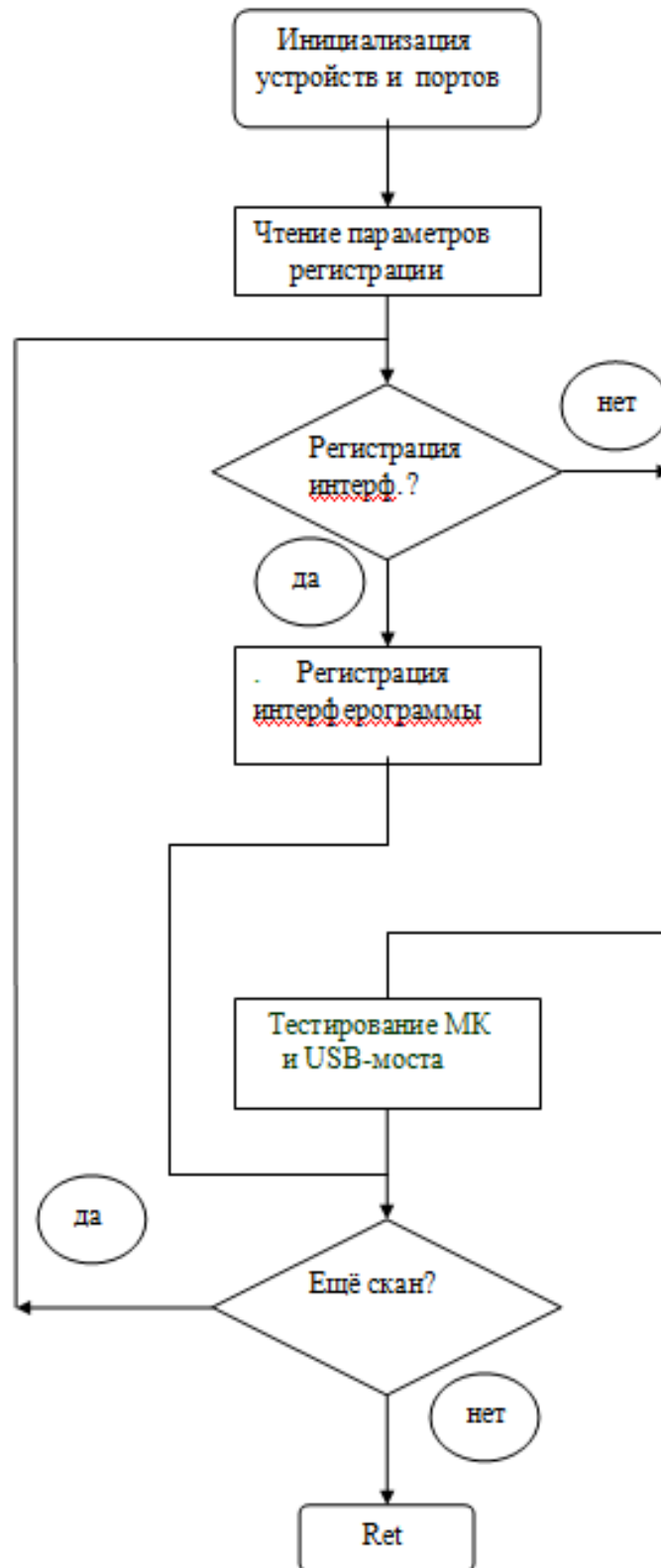


Рис. 4. блок-схема программы МК.

Далее итоговые интерферограммы подвергаются фазовой коррекции и фурье-преобразованию [2]. В результате получают спектры, измеренные одновременно на всех заданных каналах.

#### Литература

1. Балашов А. А., Вагин В.А., Голяк И. С., Морозов А. Н., Хорохорин А. И., Многоканальный динамический ИК-фурье-спектрометр // Журнал прикладной спектроскопии. 2017. Т. 84. № 4. С. 643-647.
2. В.А. Вагин, М.А.Гершун, Г.Н.Жижин, К.И.Тарасов, Светосильные спектральные приборы // Под ред. К.И.Тарасова. М.: Наука,1988.

## DATA ACQUISITION AND HANDLING SYSTEM WITH CONTROL FUNCTION FOR MULTI-PROBE FTIR SPECTROMETER

Senior researcher, Dr.Sci.. Vaguine V.A., researcher, Dr.Sci., Khasanov I.Sh.,  
researcher Khorokhorin A.I.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation  
of the Russian Academy of Sciences  
vaguine@mail.ru

Data acquisition and handling system with control function for multi-probe FTIR spectrometer is presented. "Master" and "Slave" parts of this system work as follows: Master - a personal computer (PC) with an appropriate software points out the channels sequence and spectra calculation parameters options to Slave - an electronic data acquisition and handling module (DAQ). DAQ keeps up real-time registration of four interferograms simultaneously and transmits the last to the PC for spectra calculation. DAQ structure is also driven, which consists of four 18-bits ADCs, microcontroller, USB-bridge and galvanic isolation unit. ADC sampling goes with frequency proportional to spectrometer scanning speed simultaneously, but samples reading - sequentially. Microcontroller program beside spectrometer moving mirror Start position poling subroutine has an option subroutine, which does not pole Start point and works with the internal synchronization. Microcontroller program contains also interferometer temperature measurement subroutine. Special attention is paid to DAQ's program structure.



## РАЗРАБОТКА ОДНОКАНАЛЬНОГО ИНФРАКРАСНОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА НА СПЕКТРАЛЬНЫЙ ДИАПАЗОН 3-5 МКМ И 7-13 МКМ

*студ. Гусаров А.И.*

МГТУ им. Н.Э Баумана, кафедра «Физика» и АО «ЦПФ МГТУ»  
vorasyg@mail.ru

Разработаны оптическая схема, конструкция и создан макет одноканального инфракрасного фурье-спектрометра на спектральный диапазон 3-5 мкм и 7-13 мкм. Рассмотрены алгоритмы идентификации веществ, позволяющие эффективно использовать спектры сразу в двух диапазонах. Использование дополнительного спектрального диапазона позволяет расширить перечень определяемых веществ, а также повысить надежность обнаружения. Описанный прибор предполагается для использования в трассовом режиме сканирования.

Принцип работы макета основан на регистрации инфракрасных спектров воздушной среды контролируемого объекта. Появление ОБ в воздушной среде индицируется путем сравнения инфракрасных (ИК) спектров воздушной среды с ИК спектрами базы данных ОБ. ИК спектры являются «отпечатками пальцев» для каждого отдельного вещества, и, обладая высокой селективностью, позволяют с высокой надежностью обнаруживать и идентифицировать вещества. Использование одновременно двух спектральных диапазонов 3-5 мкм 7-13 мкм позволяет получить дополнительную спектральную информацию и повысить надежность спектрального анализа.

Любая молекула имеет характерный спектр поглощения или испускания, состоящий из набора полос разной интенсивности, ширины и положения. Инфракрасные спектры возникают в результате колебательного (отчасти вращательного) движения молекул, а именно – в результате переходов между колебательными уровнями основного электронного состояния молекул. ИК излучение поглощают многие газы, за исключением двухатомных гомогенных газов ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2$ ,  $Cl_2$ ) и одноатомных газов. Поглощение происходит на длине волны, характерной для каждого определенного газа, для CO, например, таковой является длина волны 4,7 мкм [1].

По инфракрасным спектрам поглощения можно установить строение молекул различных органических (и неорганических) веществ с относительно короткими молекулами: антибиотиков, ферментов, алкалоидов, полимеров, комплексных соединений и др. Колебательные спектры молекул различных органических (и неорганических) веществ с относительно длинными молекулами (белки, жиры, углеводы, ДНК, РНК и др.) находятся в терагерцовом диапазоне. По числу и положению пиков в ИК спектрах поглощения можно судить о природе вещества (качественный анализ), а по интенсивности полос поглощения – о количестве вещества (количественный анализ). Основные приборы – различного типа инфракрасные спектрометры.

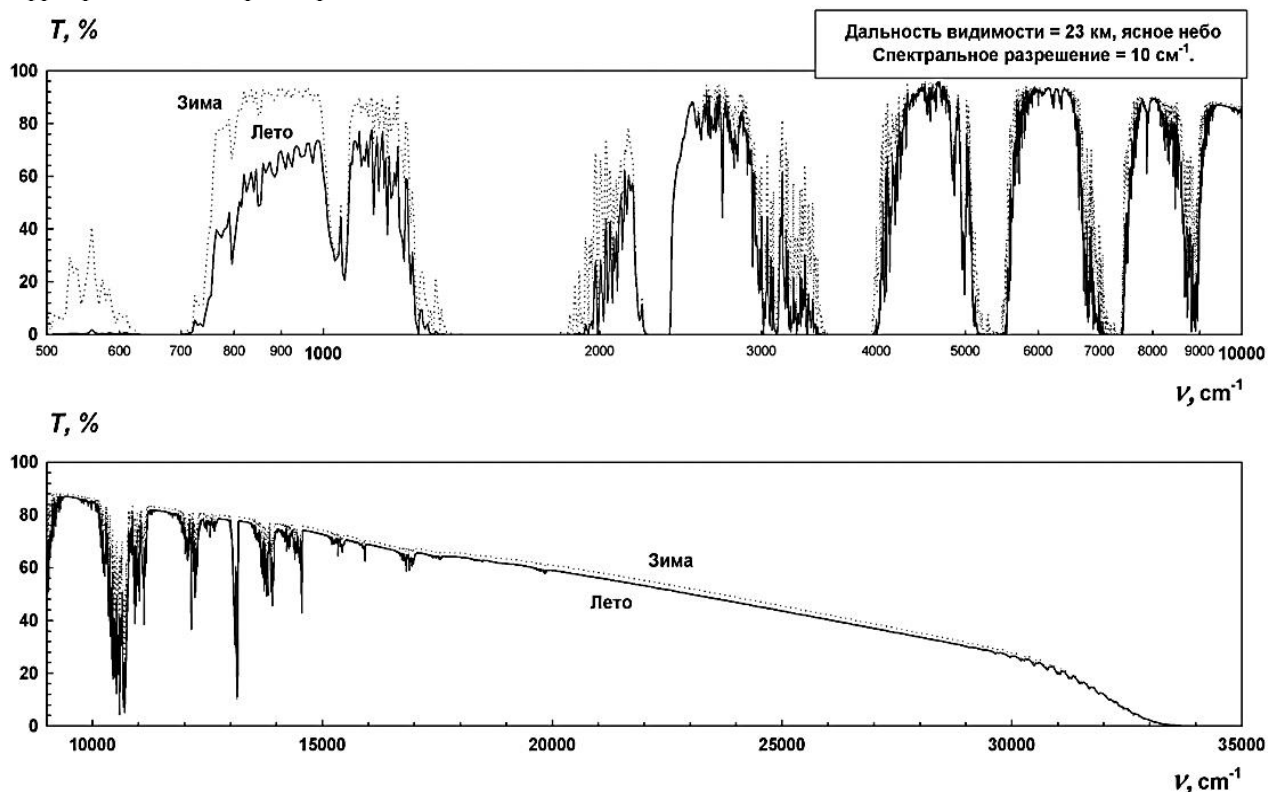


Рис. 1. Спектральные окна прозрачности атмосферы.  $T$  – спектральный коэффициент пропускания атмосферной трассы,  $\nu$  – волновые числа.

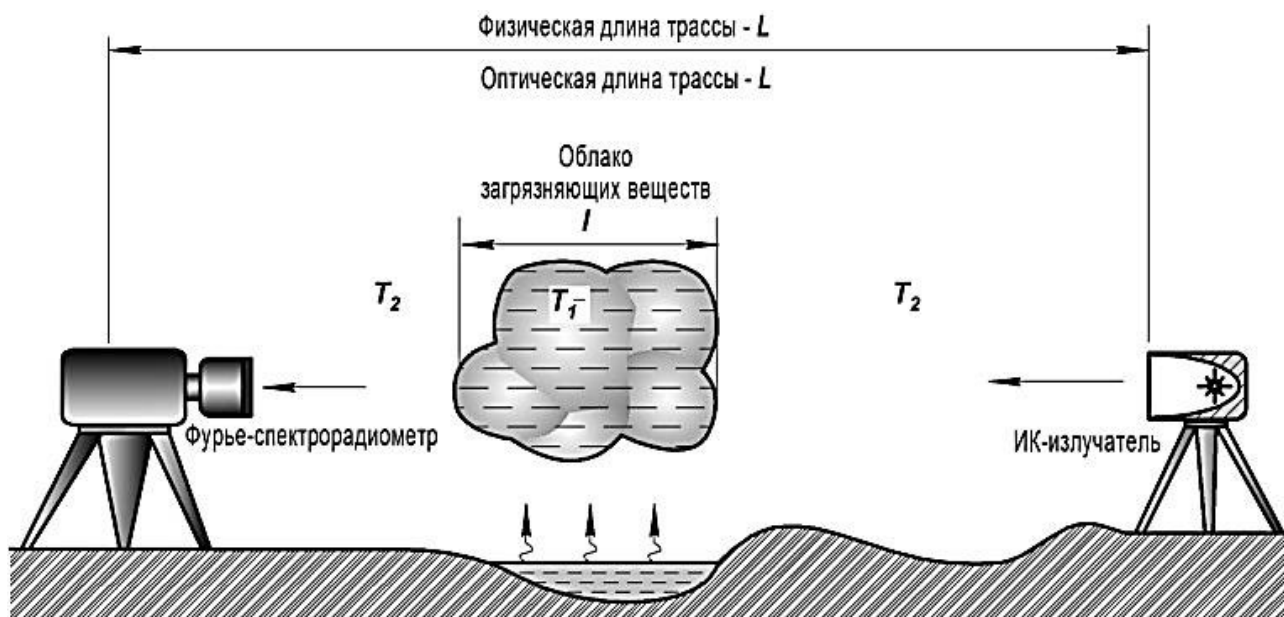


Рис. 2. Принципиальная схема работы ИК фурье-спектрометра (ФСР) с использованием ИК-излучателя.



В настоящее время имеются как многочисленные банки спектральных данных индивидуальных веществ, позволяющие отождествлять практически любое соединение, для которого ранее был снят колебательно-вращательный спектр. Колебательно-вращательный спектр является «отпечатком пальцев» (*fingerprint*) или индивидуальным паспортом конкретного вещества.

Для различных функциональных групп, входящих в состав молекулы характерно наличие селективных линий и полос в спектре. Анализ функциональных групп строения молекул, а также окна прозрачности атмосферы показывают, что наиболее перспективным для реализации трассовой методики спектрального анализа является анализ спектров в диапазоне 3-5 мкм и 7-13 мкм [2].

Инфракрасный фурье-спектрометр построен на базе классического двухлучевого интерферометра Майкельсона с подвижным зеркалом [3, 4]. Оптическая схема рассчитана таким образом, чтобы собирать наибольшую энергетику на активной площадке фотоприемника для длин волн соответствующих диапазонам 3-5 и 7-13 мкм.

Теоретически и экспериментально показано, что для возможности регистрации селективных спектров в диапазоне длин волн 3-5 мкм необходимо использование активной подсветки трассы излучения, для чего применяется инфракрасный прожектор, обеспечивающий направленный поток инфракрасного излучения (см рис. 2).

Для эффективного сбора энергии с апертуры ИК прожектора на расстоянии нескольких сотен метров в оптическую схему ИК ФСР включен телескоп, обеспечивающий угловое поле ИК канала ФСР до 0,3°. На рис. 3 приведена принципиальная оптическая схема одноканального двухдиапазонного ИК ФСР.

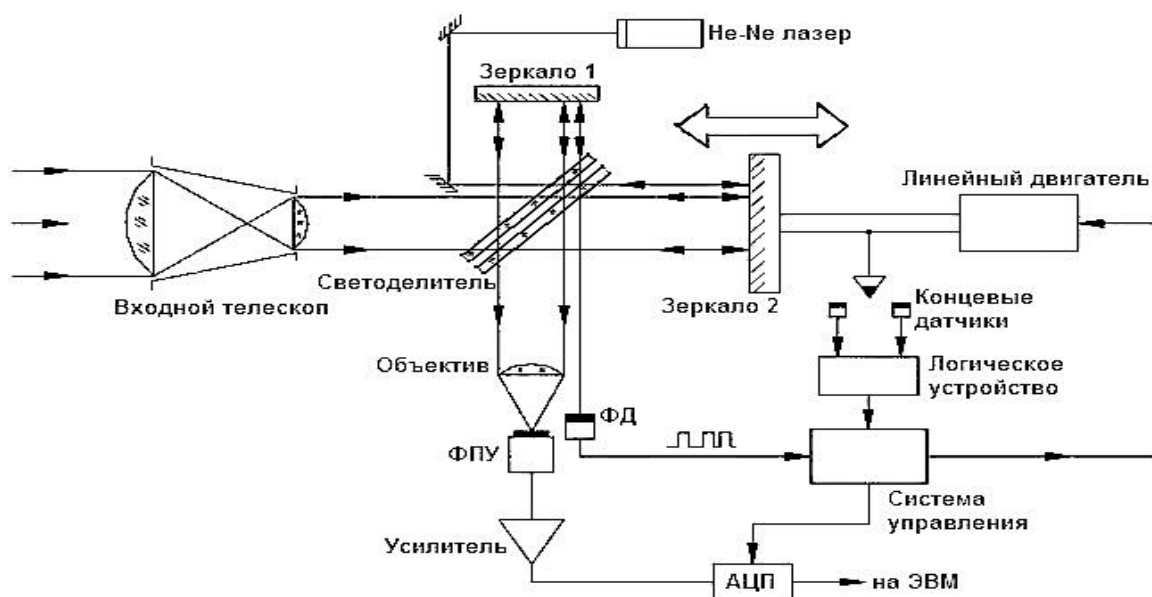


Рис. 3. Принципиальная оптическая схема одноканального ИК ФСР.

В качестве фотоприемного устройства используется пироэлектрический фотоприемник на основе материала DLATGS (Deuterated Lanthanum  $\alpha$  Alanine doped TriGlycine Sulphate), обладающие лучшей в своем классе обнаружительной способностью (однако уступают практически на порядок фотоприемнику на основе Кадмий-Ртуть-Теллура, охлаждаемому ячейкой Пельтье). На рис. 4 приведен пример спектра пропускания полиэтилена (не нормированного на фоновый спектр), зарегистрированного на разработанном макете.

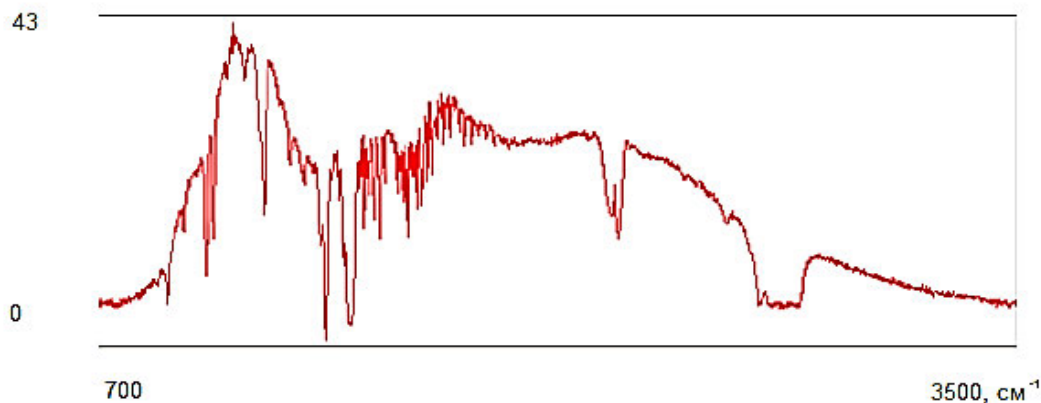


Рис. 4. Спектр полипропилена, зарегистрированный на разработанном макете ИК ФСР.



На рис. 4 видны селективные линии полипропилена в спектральных диапазонах 3-5 мкм и 7-13 мкм, одну из которых можно использовать для обнаружения и идентификации веществ.

Использование одновременно нескольких спектральных диапазонов увеличивает количества информации, поступающей в обработку при идентификации спектров. Это может быть использовано для увеличения чувствительности спектрометров. Этот эффект в первую очередь достигается за счёт уменьшения вероятности ложных срабатываний [5].

Рассчитаем вероятности верного обнаружения. Пусть даны две случайные величины  $\rho_1$  и  $\rho_2$ , для которых справедливо:  $\rho_1 \sim N(a_1, \sigma_1)$ ,  $\rho_2 \sim N(a_2, \sigma_2)$ .  $\rho_1$  - рассчитанная мера схожести с искомым эталонным веществом, а  $\rho_2$  - с побочным веществом. Определим вероятность следующего события:

$\rho_1 \geq \rho_2$ , в предположении, что выполнено:  $K(\rho_1, \rho_2) = 0$  (случайные величины не коррелированы).

Совместная плотность вероятности запишется в виде

$$f(x, y) = (2\pi\sqrt{\sigma_1\sigma_2})^{-1} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{(x - \mu_1)^2}{\sigma_1^2} + \frac{(y - \mu_2)^2}{\sigma_2^2}\right)\right).$$

С использованием полученного выражения определим искомую вероятность интегрированием по области  $\{x, y : x > y\} = D \in \mathbb{R}$ :

$$P(\rho_1 \geq \rho_2) = \iint_D f(x, y) dx dy = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sigma_1\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) \left(\operatorname{erf}\left(\frac{x - \mu_2}{\sqrt{2}\sigma_2}\right) + 1\right) dx, \quad (1)$$

параметры  $\mu_1, \mu_2, \sigma_1, \sigma_2$  могут быть определены статистически. В докладе использовалась выборка из 5000 реализаций для каждого значения концентрации. Идентификацию и расчёт вероятности согласно (1) проводили последовательно в двух диапазонах отдельно и совместно в обоих одновременно. Полученные кривые зависимости вероятности правильного обнаружения и относительного количества вещества, моделирующего анализируемый спектр, показаны на рис. 5. Концентрация указана в относительных единицах так, что единице соответствует истинное количество вещества используемого при регистрации эталонного спектра.

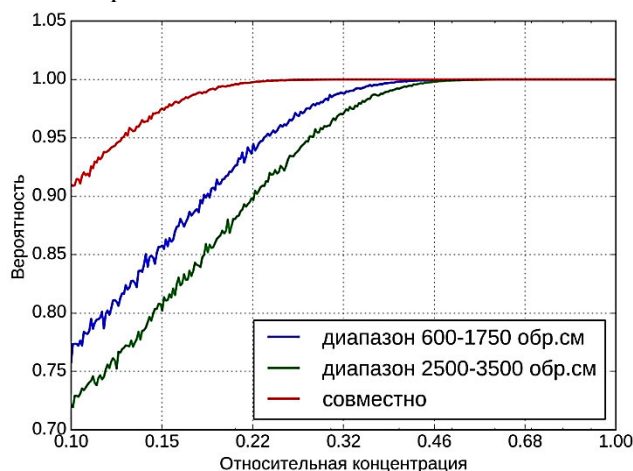


Рис. 5. Кривые зависимости вероятности верного обнаружения от концентрации вещества.

Из рис. 5 видно, что для небольших относительных концентраций вещества существенным является использование совместно двух спектральных диапазонов.

Корреляционный анализ дает возможность установить в сигналах наличие определенной связи изменения значений сигналов по независимой переменной, то есть, когда большие значения одного сигнала (относительно средних значений сигнала) связаны с большими значениями другого сигнала (положительная корреляция), или, наоборот, малые значения одного сигнала связаны с большими значениями другого (отрицательная корреляция), или данные двух сигналов никак не связаны (нулевая корреляция). Для определения схожести спектров применяется линейный коэффициент корреляции Пирсона, который рассчитывается по следующей формуле:

$$r_{XY} = \frac{\sum(X - \bar{X})(Y - \bar{Y})}{\sqrt{\sum(X - \bar{X})^2 \sum(Y - \bar{Y})^2}}$$

где X, Y – спектры сравниваемых веществ,  $\bar{X}$  и  $\bar{Y}$  – средние значения спектров.

Для базы из 15 веществ были рассчитаны коэффициенты корреляции и построены кросс-корреляционные матрицы для диапазонов 3-5 мкм, 7-13 мкм и обоих диапазонов совместно. Полученные матрицы приведены на рис. 6.

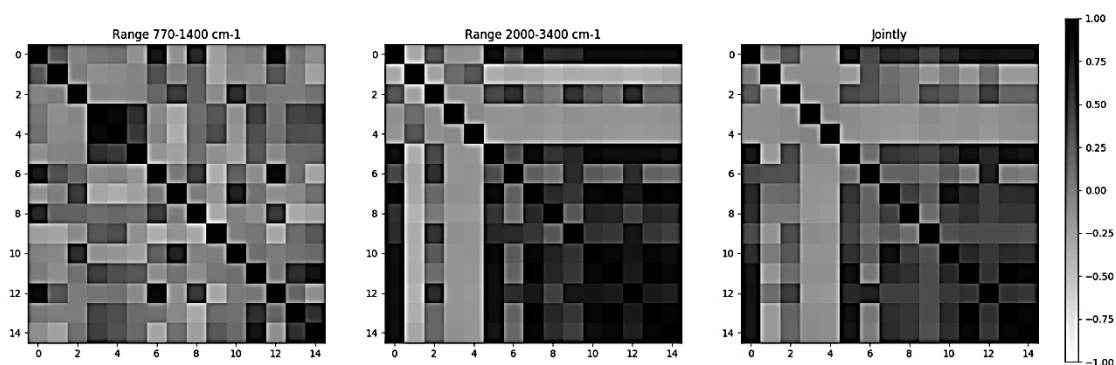


Рис. 6. Матрицы кросс-корреляции в диапазонах 3-5мкм, 7-13мкм и обоих совместно.

Из рис. 6 видно, что рассмотрение двух диапазонов совместно позволяет значительно снизить количество совпадений одного вещества с другими и соответственно уменьшить вероятность ошибки идентификации. Это связано с тем, что многие спектры могут быть практически идентичны в одном диапазоне, но различны в другом. Таким образом, коэффициент корреляции станет меньше, чем максимальный из двух диапазонов. В связи с этим перспективна разработка алгоритмов, выделяющих набор схожих веществ по двум диапазонам, рассмотренным совместно, и уточнению вещества по отдельным диапазонам.

### Литература

1. Walter S. Struve, Fundamentals of Molecular Spectroscopy, Wiley, 1989. [QC454 .6 S87 1989]
2. A. N. Morozov and S. I. Svetlichnyi, Principles of Fourier-Spectroradiometry (Nauka, Moscow, 2014) [in Russian].
3. Bashkin S.V., Karfidov A.O., Kormienko V.N., Leikov M.V., Mironov A.I., Morozov A.N., Tabalin S.E., Fufurin I.L., Svetlichnyi S.I. An imaging fourier transform spectroradiometer with a multi-element photodetector for the spectral range of 7–14  $\mu\text{m}$  // Optics and Spectroscopy. 2016. Т. 121. № 3. С. 449-454.
4. Morozov A.N., Fufurin I.L., Svetlichnyi S.I. Correction of wavenumbers in a FTIR imaging spectrometer // Doklady Physics. 2015. Т. 60. № 9. С. 388-391.
5. A.N. Morosov, I.V. Kochikov, A.V. Novgorodskaya, A.A. Sologub, I.L. Fufurin Statistical estimation of the probability of the correct substance detection in FTIR spectroscopy // Computer Optics 2015. Т. 39. № 4. С. 614-621.

## DEVELOPMENT OF ONE CHANNEL FTIR SPECTROMETER FOR SPECTRAL RANGES 3-5 MM AND 7-13 MM

student Gusarov AI

Bauman Moscow State Technical University  
vorasyg@mail.ru

Optical scheme and design of one channel FTIR spectrometer for spectral ranges 3-5  $\mu\text{m}$  and 7-13  $\mu\text{m}$  is developed. Model of FTIR spectrometer is created. Identification algorithms for processing both IR spectral ranges with effective usage of both spectral ranges is described. Applying additional spectral range allows increase number of substances to identify and increase identification reliability. Described device is assumed to use in trace active mode.

# СТАТИЧЕСКИЙ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТР С ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

математик-программист Винтайкин И. Б.

АО «Центр прикладной физики МГТУ имени Н.Э. Баймана»  
vintaikin\_ivan@mail.ru

Описывается устройство спектрометра основанного на интерферометре Майкельсона. Этот прибор был сконструирован для регистрации спектров флюоресценции в диапазоне от 250 до 800 нм. В качестве источника возбуждающего излучения использовались мощные импульсные светодиоды, работающие в ультрафиолетовой области спектра. С целью повышения контраста интерференционной картины был применен Электронно-Оптический Преобразователь (ЭОП), что привело к увеличению чувствительности спектрометра. Кроме того, применение ЭОП позволило реализовать импульсный режим работы с частотой 1 кГц, что позволило избежать влияния внешней засветки. Для синхронизации работы матрицы камеры, ЭОП, ультрафиолетовых светодиодов была разработана специальная плата управления. С использованием данного спектрометра были зарегистрированы спектры люминесценции ( $\lambda_{\text{excit}}=280\text{нм}$ ) никотинамидадениндинуклеотида (NAD), РОРОР (C24H16N2O2) и антрацен (C14H10).

Метод спектроскопии люминесценции в ультрафиолетовом и видимом диапазоне используется для определения очень малых концентрация веществ и определения уровня чистоты образцов. Данный метод может быть использован для контроля и классификации химически и биологически опасных субстанций. Интенсивность сигнала люминесценции во внелабораторных условиях сопоставима с интенсивностью внешнего излучения. В противном случае соотношение сигнал/шум не позволяет в достаточной мере идентифицировать исследуемое вещество. В данной статье описываются методы уменьшения влияния внешнего излучения. Полученные методы позволяют уменьшить вероятность ложных актов детекции и значительно улучшить показатель минимального количества исследуемого вещества.

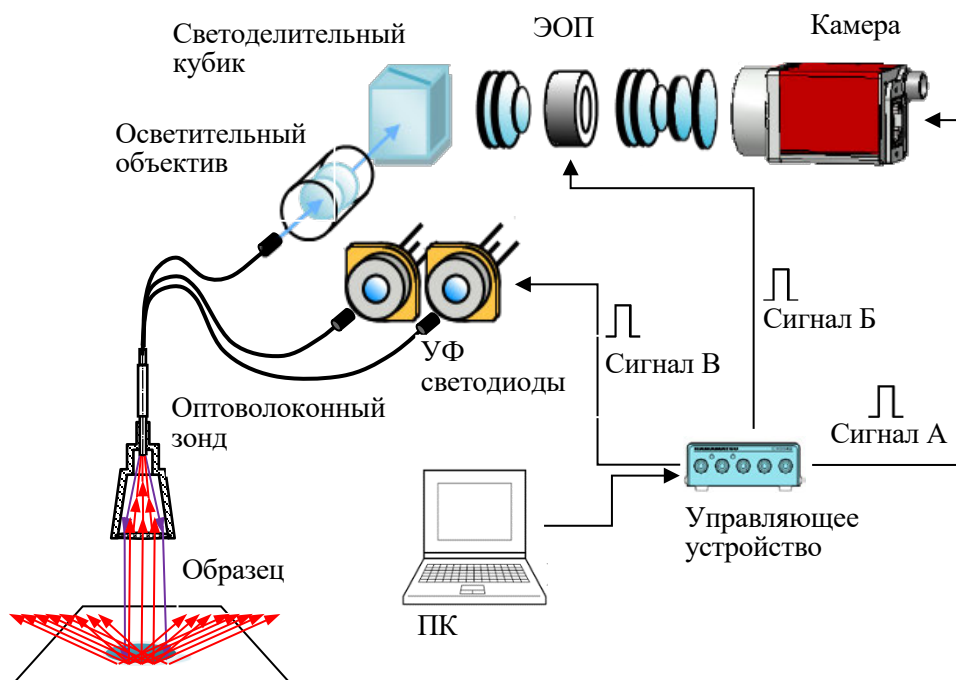


Рис. 1. Схема статического фурье спектрометра.

Для повышения чувствительности прибора применены мощные ультрафиолетовые светодиоды, которые работают в импульсном режиме. Длительность свечения ультрафиолетового светодиода составляет сотни наносекунд. Минимальное время экспозиции современных камер составляет порядка нескольких микросекунд. Люминесценция может быть зафиксирована исключительно в момент освещения образца ультрафиолетовым источником света. Таким образом, полезный сигнал регистрируется лишь очень ма-

люю часть времени, остальное время регистрируется спектр внешнего излучения. Применение ЭОП, работая в импульсном режиме, позволяет не регистрировать внешнее излучение.

Главный элемент прибора – светодилительный кубик, его зеркальные грани наклонены под малым углом. Воображаемое изображение интерферограммы формируется благодаря наклону зеркальных граней. Изображение интерферограммы формируется на плоскости ЭОП с помощью проекционного объектива.

Главное отличие данной конструкции от других схожих это применение ЭОП. ЭОП установлен между светодилительным кубиком и сенсором камеры (рис. 1).

Применение ЭОП позволяет перекрывать сигнал, генерируемый на светодилительном кубике. Данное решение приводит к улучшению чувствительности и уменьшению нижнего порога обнаружимой концентрации. Данный спектрометр работает в импульсном режиме. В ходе работы спектрометра камера регистрирует два вида кадров интерферограмм: кадры включающие в себя излучение люминесценции в сумме с внешней засветкой и кадры только с внешней засветкой. Для получения кадров первого типа необходимо одновременно подать сигнал А, сигнал Б, сигнал В. Для получения кадров второго типа необходимо подать сигнал А и сигнал Б. Кадр, из которого будет вычисляться спектр люминесценции, получается вычитанием кадра второго типа из кадра первого типа. Далее спектр вычисляется из кадра полученного после вычитания. При этом время экспозиции для каждого из видов кадров составляет менее 1 мс. Для управления сигналами камеры, ЭОП и УФ светодиодов было разработано специальное управляющее устройство.

С помощью спектрометра были зарегистрированы спектры изображенные на рис. 2.

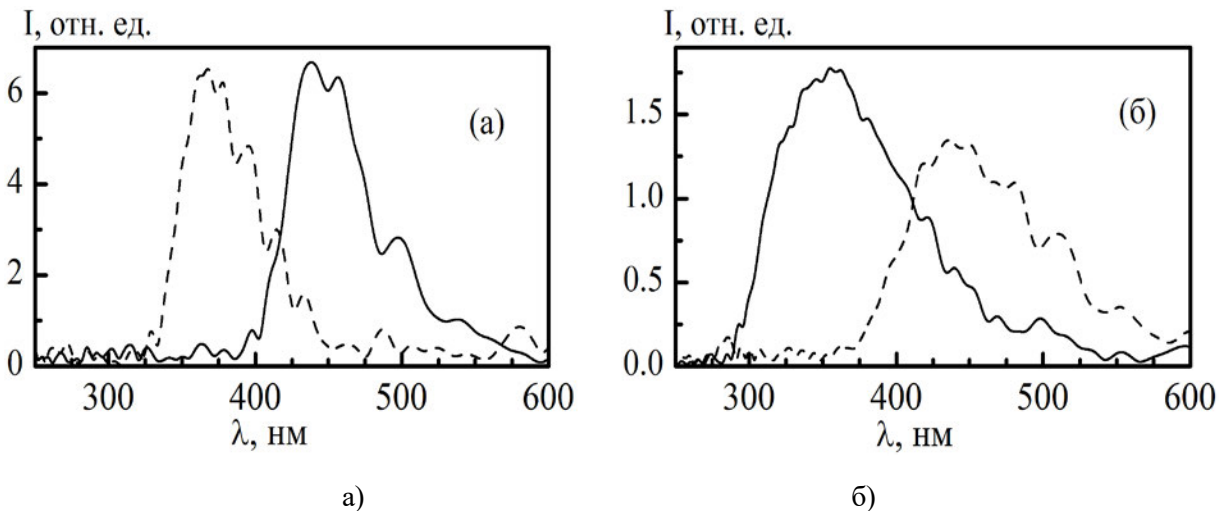


Рис. 2. Спектры флюоресценции: а) спектр РОРОР (сплошн.), транс-стильбен (пунктирн.), б) спектр триптофана (сплошн.), NAD (пунктирн).

Статический фурье спектрометр был оптимизирован для регистрации спектров флюоресценции. Этот тип устройств пригоден для регистрации широкого списка веществ таких как: РОРОР, транс-стильбен, NAD, триптофан. Удалось регистрировать спектры веществ с экспозицией менее 1 мс.

### Литература

1. Sivaprakasam, V., Lin, H. B., Huston, A. L., Eversole, J. D. «Spectral characterization of biological aerosol particles using two-wavelength excited laser-induced fluorescence and elastic scattering measurements» // Optics Express. 2011. No. 9. P. 6191-6208.
2. Standoff detection and classification procedure for bioorganic compounds by hyperspectral laser-induced fluorescence / T. Fishbach [and others] // Proc. of SPIE Chemical, Biological, Radiological, Nuclear, and Explosives (CBRNE) Sensing XVI. 2015. Vol. 9455. 9 p.
3. Joseph R. Lakowicz: Principles of Fluorescence Spectroscopy. Springer 3rd ed., 2006, 954 p.
4. I.B. Vintaykin et al., Raman spectrometer based on a static michelson interferometer, «Proceedings of the Russian Academy of Sciences. Power Engineering» Journal, 2016, No. 6, P. 144-152.
5. N.S. Vasil'ev et al., Recovery and analysis of raman spectra obtained using a static fourier transform spectrometer, Computer Optics, 2017, Vol. 41, № 5, P. 626-635.

## STATIC FOURIER SPECTROMETER WITH AN IMAGE INTENSIFIER TUBE

I.B. Vintaykin

Center of applied physics Bauman Moscow State Technical University  
vintaikin\_ivan@mail.ru

In this paper we describe the layout of the static Michelson interferometer based spectrometer. This device was build special for registration fluorescence spectra in the wavelength range 250-600 nm. To excite powerful ultra-violet pulse radiation LEDs with a wavelength of 280 and 310 nm was applied. In order to enhance contrast and informativeness of the frame an image amplifier was employed, it allows to increase the sensitivity of the spectrometer. Moreover this concept makes device work in a pulsed mode with a sampling frequency of 1 kHz. It is worth noting that image amplifier allows adjust the ambient light. For synchronization an image amplifier, an UV LEDs and a camera the special control board unit has been developed and applied. It accurately determines the order of activation of the image amplifier, camera and UV LEDs. Using the developed model of a static Fourier spectrometer, the luminescence spectra of anthracene and stilbene at the source of excitation pulses with a wavelength  $\lambda = 280$  nm were obtained.



## ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОШИБКИ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗАДАЧАХ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОБЪЕКТОВ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ

*асп. Мантрова Ю.В.*

Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук  
mantrovayv@gmail.com

Предложен новый метод получения распределений излучательной способности нагретых образцов от температуры. Метод основан на уникальной измерительной установке, разработанной в НТИЦ УП РАН. Данный метод позволяет использовать как лазерный, так и электрический методы нагрева в сочетании с акустооптической системой, позволяющей получать измерения на более чем 100 длинах волн, что значительно повышает достоверность результатов. Данная установка позволяет достигать экстремально высоких температур. Проведён математический анализ достоверности результатов методом наименьших квадратов. Произведён анализ зависимостей погрешностей излучательной способности от температуры для методов Планка и Вина.

**Ключевые слова:** лазерный нагрев, электрический нагрев, спектральная излучательная способность, метод наименьших квадратов, распределение температуры, распределение излучательной способности

### Введение

Коэффициент излучения объектов является одним из фундаментальных понятий теплового излучения. Отсутствие априорной информации о спектральной излучательной способности наблюдаемого объекта является основным источником неопределенности во многих промышленных и научных бесконтактных измерениях температуры, проводимых либо с помощью термографических камер. Знание спектральной излучательной способности является обязательным для корректных расчетов радиационного теплообмена и моделирования при решении многих задач: начиная от доменных печей и реактивных двигателей до тепловой защиты сверхпроводящих устройств или космических применений.

Понятие излучательной способности тесно связано с уравнением Планка для абсолютно чёрного тела (АЧТ). Величина, связывающая излучение реальных (серых) тел с излучением АЧТ, называется спектральным коэффициентом излучения  $\varepsilon(T)$ . Законы теплового излучения можно применять к ним только при условии внесения определённых поправок. Коэффициент излучения зависит от многих факторов (температура, длина волны, давление), а также от состояния поверхности образца.

Одним из важнейших моментов в задачах, связанных с тепловым излучением является погрешность определения излучательной способности. Это обусловлено тем, что основным инструментом в таких исследованиях является формула Планка, а так же приближение Вина, где коэффициент излучения занимает ведущую роль в расчётах. Данное исследование направлено на систематизацию возможных погрешностей излучательной способности от ошибки в измерениях температуры и длины волны.

### Полученные результаты

Традиционно расчёт температур и коэффициента излучения производится через сравнение спектральных данных эксперимента с законом Планка [1]. Спектральный коэффициент излучения связывает интенсивность излучения реальных (серых) объектов с законом Планка следующим образом:

$$I(\lambda, T) = \varepsilon(T) \cdot \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1},$$

где  $I(\lambda, T)$  – спектральная интенсивность,  $\varepsilon(T)$  – излучательная способность нагретого объекта, в данной работе принимаемая не зависящей от длины волны,  $\lambda$  – длина волны,  $T$  – температура, а  $c_1$  и  $c_2$  – физические константы. Для температур меньших 4000 К,  $\lambda T \ll c_2$ , и можно воспользоваться приближением Вина [2], для которого выражение имеет вид:

$$I_0 = \varepsilon(T) \cdot C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}.$$

Для данных видов измерений был проведён расчёт зависимости ошибки в излучательной способности от погрешности измерения температуры.

Таким образом, получаем зависимость вида

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = -f(T) \frac{dT}{T},$$

где

$$f(T) = \frac{C_2 \cdot e^{\frac{C_2}{\lambda T}}}{(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1) \cdot \lambda \cdot T}.$$

Ранее зависимость  $\varepsilon(T)$  была обнаружена нами при обработке наших экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

Исследуя данное соотношение по методу Вина, принимаем  $e^{\frac{C_2}{\lambda T}} \gg 1$ , в связи с чем, экспоненты в выражении для  $f(T)$  сокращаются. Соответственно, для аппроксимации методом Вина получаем следующее значение  $f(T)$ :

$$f(T) = \frac{C_2}{\lambda \cdot T}.$$

Зависимость изменения ошибки излучательной способности будет рассчитываться следующим образом:

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = -\frac{C_2}{\lambda \cdot T} \cdot \frac{dT}{T}.$$

Соответственно, модуль ошибки будет равен

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{C_2}{\lambda \cdot T} \cdot \frac{dT}{T}.$$

Для большей наглядности погрешность температуры  $\frac{dT}{T}$  бралась равной 1, что соответствует 1% погрешности при измерении температуры.

Рассчитывая же влияние погрешности измерения для формулы Планка, наш коэффициент приобретёт

поправку на  $\frac{C_2}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$ . Зависимость будет иметь вид

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{C_2 \cdot e^{\frac{C_2}{\lambda T}}}{(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1) \cdot \lambda \cdot T} \cdot \frac{dT}{T}.$$

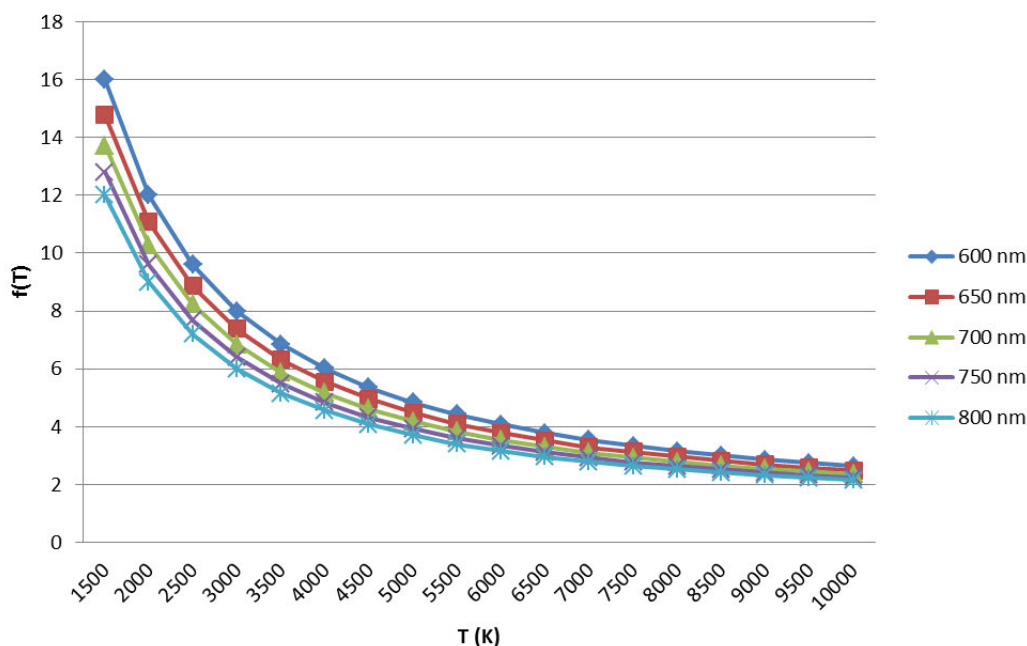
Формулу Планка, в отличие от формулы Вина можно использовать и на больших температурах

(больше 4000 К). Заметим, что влияние экспоненциального коэффициента  $\frac{C_2}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$  начинает вносить

ощутимый вклад как раз с этой, предельной, температуры (при вычислениях данного коэффициента до 4000 К изменение происходит после третьего знака после запятой).

Полученные зависимости проиллюстрированы на рис. 1.

### Зависимость от изменения температуры при разных длинах волн



*Рис. 1. Иллюстрация зависимостей коэффициента, влияющего на погрешность излучательной способности, в зависимости от температуры.*

#### Выводы

Произведён анализ зависимости погрешностей в коэффициенте излучения от ошибки в измерении температуры. Было выяснено, что минимально возможная в общем случае погрешность составит  $5.14 \cdot dT/T\%$  для измерений методом Вина и  $2.16 \cdot dT/T\%$  для метода Планка. Найдена зависимость показателя погрешности от роста температуры и длины волны.

#### Литература

1. Госсорг Ж. Инфракрасная термография. Основы, техника, применение: Пер. с франц. М.: Мир, 1998. 416с.
2. Магунов А. Н. Спектральная пирометрия //М.: Физматлит, 2012. 248с.

## MEASUREMENT OF THE DEPENDENCE OF THE ERROR IN THE EMISSIVITY ON THE ERROR OF TEMPERATURE OF METALS UNDER EXTREME CONDITIONS

asp. Mantrova Yu.V.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation  
of the Russian Academy of Sciences  
mantrovayv@gmail.com

A new method for obtaining the distributions of the emissivity of heated samples from temperature is proposed. The method is based on a unique measuring device developed at Scientific and Technological Center for Unique Instrument Making of the Russian Academy of Sciences. This method allows to use both laser and electric heating methods in combination with acousto-optic system, which allows to obtain measurements at more than 100 wavelengths, which significantly increases the reliability of the results. This installation allows you to achieve extremely high temperatures. The mathematical analysis of reliability of results by a method of the least squares is carried out. The analysis of temperature dependences of the emissivity errors for Planck and Wien methods is performed.

**Keywords:** laser heating, electric heating, spectral emissivity, least squares method, temperature distribution, emissivity distribution





# ИНТЕГРАЦИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОМЕТРОВ СО СПЕКТРАЛЬНЫМИ БАЗАМИ ДАННЫХ

*д.ф.-м.н. Пожар В.Э.<sup>1</sup>, д.ф.-м.н. Боритко С.В.<sup>1</sup>, д.ф.-м.н. Мазур М.М.<sup>1,2</sup>,  
с.н.с. Шорин В.Н.<sup>1,2</sup>, к.ф.-м.н. Кутуза И.Б.<sup>1</sup>, к.ф.м.н. Фадеев А.В.<sup>2</sup>,  
к.т.н. Шерышев А.Е.<sup>2</sup>, асп. Карандин А.В.<sup>1</sup>, асп. Штельман Л.В.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

<sup>2</sup>ВНИИ физико-технических и радиотехнических измерений, Менделеево  
vitold@ntcup.ru

Развита концепция индивидуализированных баз данных (БД) для акустооптических спектрометров. Обсуждаются требования к таким БД, в том числе их сопоставимость со спектрами, полученными на других спектрометрах. Перечислены включаемые в БД операции над спектральными образами, необходимые для коррекции последних и приведения к виду, допускающему сравнение с получаемыми спектрами самого общего вида. Такая БД реализована для спектрометра комбинационного рассеяния.

Современные спектральные системы имеют конечной целью получение разнообразной информации об объекте анализа, например, состава, состояния, структуры, физико-химических, медико-биологических и иных характеристик [1,2]. Часто основным вопросом исследования является обнаружение, распознавание, идентификация образца или его элементов. В этом случае получение спектральной оптической информации является лишь промежуточной целью, за которой следует этап анализа. Этот анализ в простейшем случае представляет собой математическую операцию проводимую над зарегистрированным спектром, как правило, с привлечением дополнительной информации, как опытной, так и априорной. В используемых алгоритмах часто используется не весь классический спектр  $I(\lambda)$ , представляющий из себя непрерывную функцию спектральной координаты (традиционно длины волны  $\lambda$ ), а лишь его фрагменты: участки и отдельные линии. Поэтому системы, основанные на спектральных устройствах, способных регистрировать требуемую выборку спектральных данных  $I(\lambda_k)$  (спектральный образ) имеют потенциальное преимущество. К таким устройствам относятся перестраиваемые оптические фильтры на основе брэгговской дифракции на решетках динамически создаваемых в среде ультразвуковыми волнами – акустооптические (АО) фильтры [3].

Спектрометры на основе АО фильтров обладают относительно невысоким спектральным разрешением ( $\Delta\nu \sim 10 \text{ см}^{-1}$ , т.е.  $\Delta\lambda \sim 1 \text{ нм}$  в видимом диапазоне), а потому в принципе уже существующие, классические базы данных (БД) по характеристическим линиям веществ могли бы использоваться для анализа спектральной информации. Однако это не только трудоемко, но и неэффективно, как показано ниже. А потому актуальной задачей является создание специализированных баз данных для таких спектрометров. В докладе обсуждаются требования к таким базам, развита концепция таких БД, сочетающая их индивидуальность и универсальность, а также описана реализация этой концепции на примере АО спектрометров для задач спектроскопии комбинационного рассеяния.

Наряду со спектральной оптической информацией в современных спектроаналитических системах важное, а иногда и ключевое, значение имеют такие характеристики как скорость получения результата (обнаружения, анализа), условия работоспособности системы, устойчивость ко внешним воздействиям. Поэтому классические методы, основанные на анализе спектральных линий, хотя и остаются доминирующим, но не являются единственными способами анализа.

Например, в задачах дистанционного зондирования поверхности Земли объект практически всегда неоднороден и имеет сложный, непредсказуемый спектр, что делает классический подход не только неэффективным, но часто в принципе неприменимым. Тем не менее современные алгоритмы мультиспектрального анализа и обработки спектральных данных на основе статистических и корреляционных методов работают достаточно эффективно, так что спутниковый мониторинг широко используется в самых разных прикладных областях. При этом в отличие от универсальных спектральных таблиц эти методы являются приборно-ориентированными, т.е. основаны на тех спектральных каналах, которые представлены в существующих спутниковых системах. Это существенно ограничивает возможность их использования для обработки данных других спектральных систем.

Поэтому возникает необходимость обобщения классических таблиц спектральных линий на современные системы анализа спектральной оптической информации для использования в качестве баз данных. Такие базы данных должны сочетать универсальность классических таблиц с индивидуальными особенностями современных приборов, оптимизированных на решение специализированных задач.

Для акустооптических спектрометров это решение имеет следующие особенности. Во-первых, каждый прибор может иметь собственный набор спектральной базы данных, которая представляет собой некоторую универсальную БД, допускающую тонкую настройку. Для АО спектрометров она заключается в калибровке по длинам волн. Управляющий сигнал задается частотой  $\Omega$  ультразвука, а информация, записываемая в файл, имеет вид  $I(\lambda)$ , где  $\lambda = \lambda(\Omega, n_\alpha)$ . Имеется несколько факторов, влияющих на точность определения положения окна АО фильтра. Прежде всего, показатели преломления  $n_\alpha(T)$  зависят от температуры  $T$ , что приводит к дополнительному неравномерному смещению перестроенной характеристики  $\lambda(\Omega)$ . При этом зафиксировать температуру точно не удастся в принципе, т.к. тепловыделение идет внутри АО кристаллической ячейки, а термодатчик располагается на поверхности. Термализировать АО ячейку (вывести на стационарный режим) также не получается, т.к. тепловыделение неравномерно по длине волны.

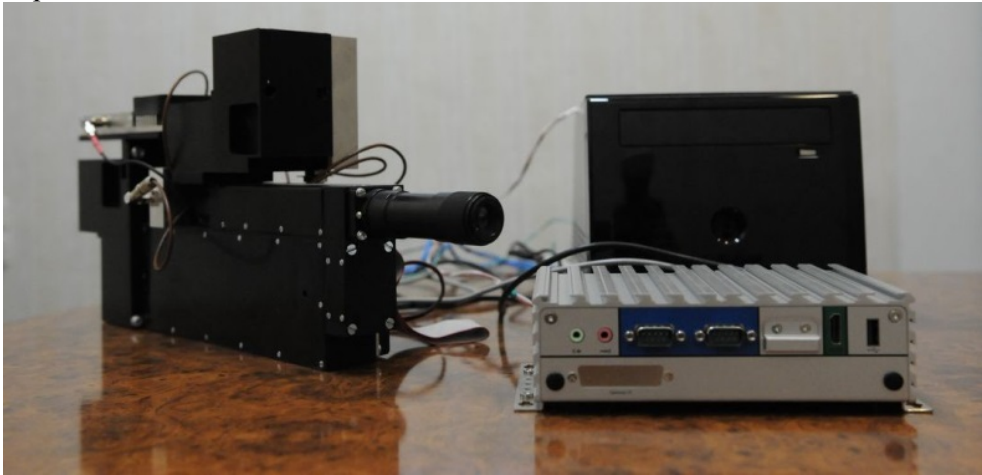


Рис. 1. АО спектрометр комбинационного рассеяния и флуоресценции.



Рис. 2. Двухполяризационный спектрометр для мониторинга водной поверхности с борта судна.

Во-вторых, перестроечная характеристика задана на множестве опорных точек  $\Omega_m$ , для восстановления спектральной функции между которыми используется аппроксимация. Традиционно используемая в АО спектрометрах линейная аппроксимация по  $\lambda$  приводит к систематическому локальному искажению перестроечной характеристики. Поэтому, если при записи спектральных функций сохранять первичные данные об управляющей частоте, можно в дальнейшем провести коррекцию спектра.

В-третьих, еще одна причина необходимости индивидуальных БД – это наличие различных спектрометров. Кроме классического АО спектрометра (рис.1), существует, в частности двухполяризованный спектрометр для мониторинга окружающей среды (рис.2). Такие спектры необходимо записывать в виде пары функций  $I_{\parallel}(\lambda)$ ,  $I_{\perp}(\lambda)$ , что требует особого формата БД. Третий отдельный вид АО спектрометров – модуляционный или дифференциальный спектрометр (рис.3). Такой прибор способен регистрировать несколько функций, в частности первую и вторую производную спектра. Такого формата в иных базах данных просто не существует, а потому необходима более сложная структура базы данных, чтобы последняя могла быть использована такими АО приборами.

В-четвертых, упомянутое выше различие регистрируемых спектральных образов требует особого строения базы данных, чтобы спектральные данные любой структуры могли сохраняться в БД.

Разработанная база данных сохраняет данные в виде массива триад (тройки чисел), описывающих амплитудную характеристику (интенсивность, коэффициент передачи), спектральную оптическую координату и частоту ультразвука, а также может содержать дополнительную информацию, которая позволяет в дальнейшем пересчитать (скорректировать) записанные спектральные функции. Частью БД является методы и средства пересчета данных. В частности, авторами ранее было показано [4], что спектрограмма может быть однозначно восстановлена по эквидистантным по оптической частоте ( $\nu=1/\lambda$ ) отсчетам, причем шаг по частоте определяется полосой пропускания АО фильтра  $\Delta\nu$ . Поэтому с учетом того, что разрешение у разных спектрометров различно, необходим пересчет данных по оптической частоте для корректного сравнения спектров. По той же причине разного спектрального разрешения необходим пересчет и по интенсивности линий.

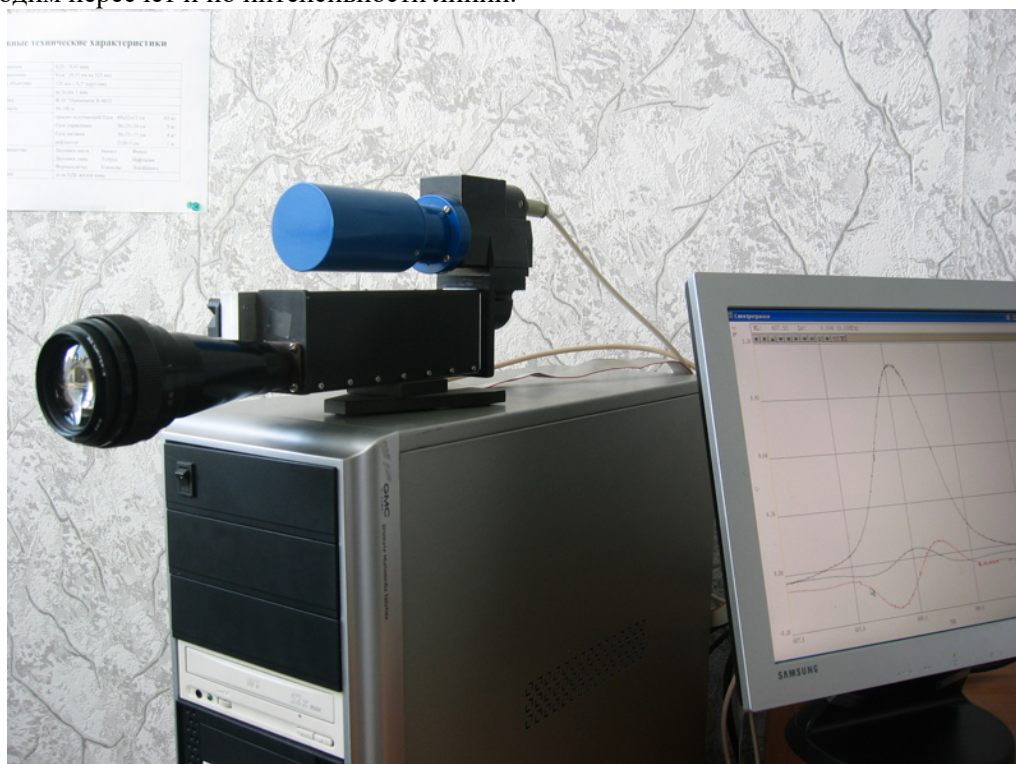


Рис. 3. Модуляционный АО спектрометр для дифференциальной спектроскопии.

Все эти требования были в той или иной степени учтены в разработанной базе данных для АО спектрометров. Основным ее отличием является особенная структура, которая в принципе позволяет выполнить все возможные коррекции и преобразования спектров. Она позволяет формировать новые функции обработки спектров и их сравнения. В том числе заданы операции вычитания, сложения (усреднения) и деления (нормировки) спектров, заданных на разных множествах спектральных точек, предусматривающие их предварительное приведение к одному множеству (посредством редукции или интерполяции) [5].

Для визуального отображения спектров, важного с точки зрения их эвристического сравнения, встроены функции фрагментарного (выборочного) изображения спектральных образов на одном графике в «уплотненном» виде, в котором не отображаются области спектра, в которых спектральные точки отсутствуют [6].

Одной из ключевых особенностей разработанной базы данных является возможность хранения в ней нескольких копий одного спектра: как исходного, так и скорректированного или перенормированного, а также редуцированных, интерполированных и пересчитанных для различных условий. Соответственно в базу данных введены специальные средства поиска спектра-предшественника и спектров-потомков, трансформированных из него.

Разработанная концепция баз спектральных данных, интегрированных с АО спектрометрами, реализована в виде БД-прототипа, которая может служить основой для создания индивидуальных баз данных. При этом общая основа обеспечивает единство исходных представленных в ней данных и возможность пополнять ее данными других спектрометров, трансформированными в вид, допускающий корректное сравнение со спектрами, регистрируемыми спектрометром к которому она прикреплена.

Многие утверждения этого доклада напрямую применимы и к гиперспектрометрам, осуществляющим регистрацию спектров с пространственным разрешением, однако для таких многомерных (3D) массивов эта концепция нуждается в развитии.

Работа проведена в рамках выполнения Госзадания «Интеграция базы данных по спектрам комбинационного рассеяния с акустооптическим спектрометром» при частичной поддержке гранта РФФИ 16-29-11802.

### Литература

1. В.Э. Пожар, В.И. Пустойт. Современные проблемы применения акустооптических фильтров в спектрометрии. 3-я Международная конференция "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации" (ARMIMP-2009, Суздаль, 22-24 сентября 2009 года). С.23-27.
2. В.Э. Пожар, Пустойт В.И. Акустооптические спектральные технологии. Известия РАН. Серия физическая, 2015. Т.79. №10. С.1375-1380.
3. М.М. Мазур, В.Э. Пожар. Спектрометры на акустооптических фильтрах. Измерительная техника. 2015. №9. С. 29-33.
4. Кутуза И.Б., Пожар В.Э. Алгоритм измерения гладких спектров с помощью акустооптических спектрометров. Физические основы приборостроения. 2013. Т.2. Вып. 4. С. 82-86.
5. Пожар В.Э., Шерышев А.Е., Шулепко Н.М., Кутуза И.Б. Методы обработки и анализа спектров, регистрируемых акустооптическими спектрометрами. Труды РНТОРЭС, серия: Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации, вып. VIII. С. 13-16.
6. В.Э.Пожар, А.Е.Шерышев, Н.М. Шулепко, И.Б.Кутуза. Методы обработки и анализа спектров, регистрируемых акустооптическими спектрометрами // Физические основы приборостроения. 2015. Т.4. Вып. 2. С. 86-92.

## INTEGRATION OF ACOUSTO-OPTICAL SPECTROMETERS WITH SPECTRAL DATA BASES

Pozhar V.E., Boritko S.V., Mazur M.M, Shorin V.N., Kutuza I.B., Fadeyev A.V., Sheryshev A.E., Karandin A.V., and Shtelman L.V.

Scientific technological center of unique instrumentation of Russian academy of sciences  
Institute of physical, technical and radioengineering measurements, Mendeleyevo  
vitold@ntcup.ru

The concept of individual data base (DB) for acousto-optical spectrometers is presented. The basic requirements for such DB are discussed, particularly the comparability to the spectra detected with other spectrometers. The functions and procedures with spectral patterns are described, which are necessary for spectral data correction and transformation into the form permitting their comparison to the detected spectra of the most general form. The data base of this type is developed for acousto-optical Raman spectrometer.



# РАЗРАБОТКА УСТРОЙСТВА ГЕНЕРАЦИИ ПОТОКОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ В КАНАЛОВЫХ ЛУЧАХ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

ведущий инженер Ю.А. Обод<sup>1</sup>, профессор А.И. Кузьмичёв<sup>2</sup>,  
генеральный директор О.Д. Вольпян<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Российский технологический университет “МИРЭА”

<sup>2</sup>Национальный технический университет Украины  
“Киевский политехнический институт”, Украина

ООО “Научно-производственный комплекс Фотрон-Авто”  
o.d.volpian@mail.ru

Применение высокоэнергетичных пучков нейтральных атомных частиц высокоэффективно в процессах физического распыления диэлектрических и плохопроводящих полупроводниковых материалов, в процессах физико-химического синтеза и слойного роста диэлектрических структур при изготовлении элементов на их основе нанооптического назначения, в том числе метаматериалов. В качестве источника быстрых нейтральных частиц используется тлеющий разряд в аргоне, из которого генерируется каналовые лучи, проходящие из газового разрядного промежутка в закатодное пространство через отверстия в катоде. С целью улучшения характеристик получаемых этим методом нейтральных атомных пучков разработано устройство для их генерации из тлеющего разряда. Построена математическая модель источника на каналовых лучах на принципах физической кинетики и выполнен расчёт величины потока быстрых нейтралов в типовых режимах работы. Выполнена компьютерная оптимизация узлов устройства и их экспериментальное исследование.

Во многих процессах обработки диэлектрических и плохопроводящих полупроводниковых материалов, в частности, процессах физического распыления и физико-химического окислирования или азотирования материалов оптического назначения и оптоэлектроники, эффективно применение высокоэнергетичных пучков нейтральных атомных частиц [1-3]. Актуальной является задача разработки и промышленного освоения технологии получения диэлектрических наноструктурированных оптических метаматериалов [4,5]. В отличие от обработки ионными пучками, в этом случае не происходит накопление электрического заряда на поверхности обрабатываемой детали, и отсутствуют связанные с этим осложнения технологического процесса и ухудшение характеристик изготавливаемых структур. Известные из литературы источники быстрых нейтральных атомов обычно состоят из блоков генерации ионов (газоразрядной камеры), ускорителя и нейтрализатора ионов с газовой или металлической мишенью [1-3]. В то же время известно, что тлеющий разряд в аномальном режиме или в несамостоятельной форме с заанодным источником ионов генерирует так называемые каналовые лучи из частиц, проходящих из разрядного промежутка в закатодное пространство через отверстия в катоде [6]. Каналовые лучи формируются из частиц, которые генерируются и ускоряются в прикатодном слое падения напряжения. Эти лучи содержат как ионы, так и быстрые нейтральные частицы (обычно атомы), которые образуются вследствие перезарядки с нейтрализацией ускоренных ионов с сохранением большей части своей энергии и вектора скорости при дальнейшем движении в газе. Таким образом, слой катодного падения напряжения аномального тлеющего разряда можно использовать в качестве источника быстрых нейтральных частиц. Ионная компонента каналовых лучей будет перехватываться катодом. Одновременно стенки отверстий в катоде служат коллиматором для проходящих частиц. Достоинствами такого источника являются относительная простота конструкции и возможность получения весьма однородного потока нейтральных атомов (нейтралов) большого поперечного сечения. При проектировании источника необходимо оценивать величину потока нейтралов, содержащихся в каналовых лучах. При этом надо учитывать особенности физико-кинетических процессов в источнике, в первую очередь то, что движение ионов в сильном поле и газе низкого давления будет происходить в неравновесии с полем, т. е. в режиме, когда скорость ионов определяется не локальной величиной поля (как в режиме подвижности при повышенном давлении), а пройденной разностью потенциалов между перезарядками. Целью данной работы является построение математической модели источника на каналовых лучах на принципах физической кинетики для определения условий получения максимальной доли нейтральной фракции в каналовых лучах и определения энергии атомов и расчёт величины потока быстрых нейтралов в типовых режимах работы.

На рис. 1 представлена схема источника нейтральных атомов на каналовых лучах. В левой части источника имеется плазменная область (это либо область отрицательного свечения аномального тлеющего разряда, либо плазма вспомогательной газоразрядной камеры). Плазменная граница может быть свободной, либо зафиксированной мелкоструктурной анодной сеткой. Катод выполняет функцию ускоряющего электрода для ионов (как для плазменных, так и после перезарядки). Отверстия в катоде могут быть затянуты мелкоструктурной сеткой.

В основу модели источника положена система кинетических уравнений для функций распределения ионов  $f_i$  и нейтралов перезарядки  $f_0$  и уравнение Пуассона вместе с граничными условиями для стацио-



нарного одномерного слоя катодного падения потенциала тлеющего разряда. Не принимаем во внимание ионизацию газа в слое из-за низких  $pd$  ( $p$  – давление газа,  $d$  – толщина прикатодного слоя, рабочая область  $pd$  – левее левой ветви кривой Пашена), а также отражение частиц от катода и анода. Данная система уравнений является упрощённой версией системы для ионного диода, учитывающей ионизацию газа электронами, ионами и быстрыми нейтралами [7]:

$$\begin{aligned} v \frac{df_i}{dx} + \frac{eE}{M} \frac{df_i}{dv} &= 2nv\delta(v^2) \int f_i(x, v') \sigma(v') v' dv' - n f_i(x, v) \sigma(v) v, \\ f_i(0, v) \Big|_{v>0} &= 0, \quad f_i(d, v) = 2j_{i.a} \delta(v^2) / e, \quad n = p / kT = \text{Const}, \\ f_0(x, v) &= n \int_x^d f_i(x', v) \sigma(v) dx', \quad f_0(0, v) \Big|_{v>0} = 0, \quad f_0(d, v) = 0 \\ j_i(x) &= j_i(d) = j_{i.a} = e \int f_i(x, v') v' dv' = \text{Const}, \\ \Gamma_0(x) &= \int f_0(x, v') v' dv', \quad \Gamma_{0.k} = \Gamma_0(0), \\ d^2 \phi / dx^2 &= \rho / \epsilon_0, \quad \phi(0) = 0, \quad \phi(d) = U, \\ \rho &= e \int f_i(x, v') dv', \quad E = -d\phi / dx, \quad E(d) = 0, \\ j_e(x) &= j_e(0) = j_{e.k} = \int [\gamma_i(v') f_i(0, v') + \gamma_0(v') f_0(0, v')] v' dv', \\ j &= j_e(x) + j_i(x) = \text{Const}, \end{aligned}$$

где  $x$  – координата, отсчитываемая от катода;  $v$  – скорость частиц;  $M$  – масса иона;  $e$  – заряд электрона;  $E$  – напряжённость электрического поля;  $n$  – концентрация молекул рабочего газа;  $T$  – его температура;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\delta$  – дельта-функция Дирака;  $\sigma$  – сечение резонансной перезарядки ионов;  $j_i$  – плотность ионного тока,  $j_{i.a}$  – плотность ионного тока на анодной стороне (на плазменной границе);  $\Gamma_0$  – плотность потока нейтралов перезарядки;  $\phi$  – потенциал электрического поля;  $\epsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\rho$  – плотность пространственного заряда ионов;  $U$  – падение напряжения на катодном слое;  $j_e$  – плотность электронного тока,  $j_{e.k}$  – плотность тока вторичной эмиссии катода;  $\gamma_i$  и  $\gamma_0$  – коэффициенты вторичной электронной эмиссии катода для бомбардирующих ионов и нейтралов;  $j$  – плотность разрядного тока. Для иллюстрации применения модели источника был рассмотрен случай: рабочий газ – аргон, материал катода – тантал. Для сечения резонансной перезарядки ионов аргона на его атомах была использована аппроксимация экспериментальных данных [8], а для коэффициентов вторичной эмиссии тантала, взятого в качестве материала катода, были использованы аппроксимации экспериментальных данных по вторичной эмиссии тантала от скорости бомбардирующих частиц аргона [9], при этом были учтены потенциальная и кинетическая составляющие  $\gamma_i$  для ионов и кинетическая составляющая  $\gamma_0$  для нейтралов перезарядки. Система уравнений решалась численно по методу “крупных частиц” с использованием алгоритма [7].

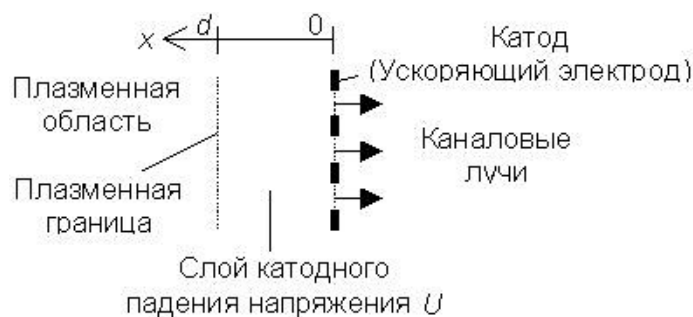


Рис. 1. Схема источника нейтральных атомов на каналových лучах.

На рис. 2 представлены результаты расчётов функций распределения потоков ионов и нейтралов перезарядки аргона в плоскости катода (т.е. на входе в закатодное пространство) при разных напряжениях ускорения ионов. Величина  $v_{\text{макс}} = \sqrt{2eU / M}$  соответствует максимальной скорости ионов в слое катодного падения напряжения. Как видно, наиболее вероятная скорость ионов порядка 20–40 %, а быстрых нейтралов  $\sim 10$ –15 % от  $v_{\text{макс}}$ . При  $d = 1$  см спектр скоростей ионов имеет пик при  $v = v_{\text{макс}}$ , он обусловлен тем, что часть ионов не перезарядилась на пути к катоду. При  $d > 1$  см и  $p = 6,6$  Па практически все ионы испытывают хотя бы одну перезарядку. При увеличении  $U$  спектры скоростей обогащаются более быстрыми частицами из-за спадающей зависимости  $\sigma(v)$ .

То обстоятельство, что быстрые частицы обладают скоростями в широком диапазоне значений, подтверждает правомерность использования кинетического подхода. Результаты расчёта функций распределения согласуются с опытными данными [10].

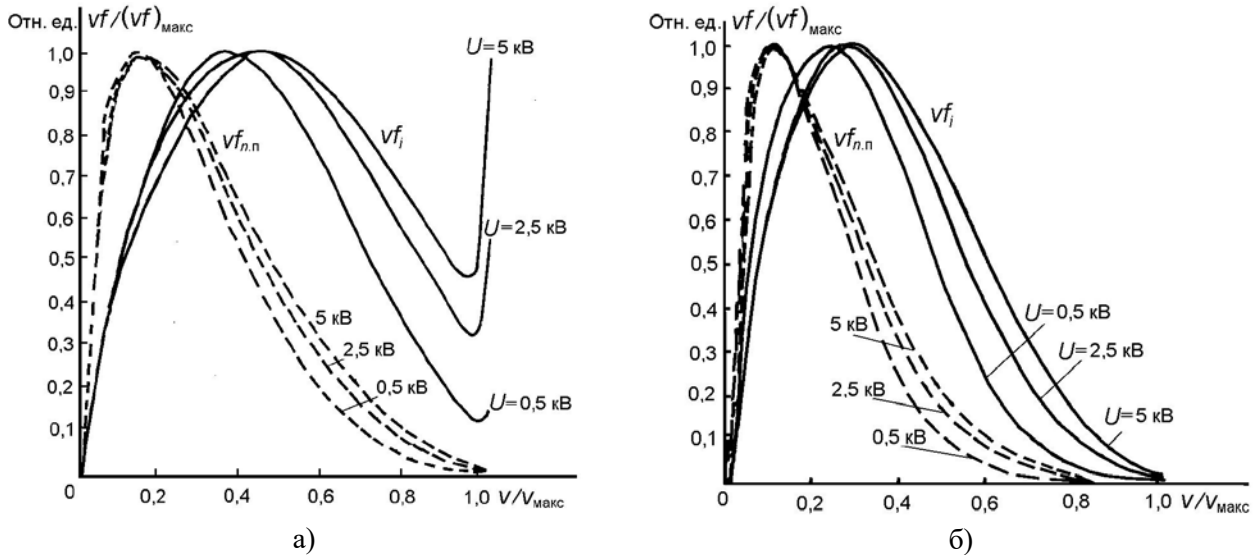


Рис. 2. Функции распределения потоков ионов (сплошные линии) и нейтралов перезарядки (штриховые линии) на катодe при  $d = 1$  см (а) и 2 см (б). Давление аргона – 6,6 Па. Функции нормированы на их максимальные значения.

Таблица 1. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 1,33 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0	3.0	1.0	2.0	3.0
$j$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	1.100	0.247	0.098	3.466	0.779	0.316
$j_{i,a}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.945	0.210	0.085	2.714	0.610	0.247
$e\Gamma_{o,k}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.905	0.423	0.266	2.286	1.078	0.681
$e\Gamma_{o,k}/j_{i,a}$ , отн.ед.	0.957	2.014	3.129	0.842	1.767	2.757

Таблица 2. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 3,325 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0	3.0*	1.0	2.0	3.0*
$j$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.929	0.188	0.071	2.971	0.609	0.232
$j_{i,a}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.800	0.162	0.061	2.327	0.477	0.182
$e\Gamma_{o,k}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	2.049	0.899	0.540	5.240	2.329	1.411
$e\Gamma_{o,k}/j_{i,a}$ , отн.ед.	2.561	5.549	8.852	2.252	4.882	7.753

Таблица 3. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 6,65 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0*	3.0*	1.0	2.0*	3.0*
$j$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.753	0.142	0.052	2.436	0.462	0.169
$j_{i,a}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.648	0.122	0.050	1.908	0.362	0.133
$e\Gamma_{o,k}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	3.596	1.487	0.864	9.316	3.907	2.287
$e\Gamma_{o,k}/j_{i,a}$ , отн.ед.	5.549	12.19	17.28	4.882	10.79	17.20

Таблица 4. Параметры источника нейтралов при давлении аргона 13,3 Па

$U$ , кВ	2.5			5.0		
$d$ , см	1.0	2.0*	3.0*	1.0*	2.0*	3.0*
$j$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.566	0.100	0.036	1.848	0.328	0.117
$j_{i,a}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	0.487	0.086	0.031	1.448	0.257	0.092
$e\Gamma_{o,k}$ , $\text{mA}/\text{cm}^2$	5.948	2.326	1.313	15.63	6.183	3.510
$e\Gamma_{o,k}/j_{i,a}$ , отн.ед.	12.21	27.05	42.35	10.79	24.06	38.15



В табл. 1–4 приведены результаты расчетов интегральных параметров потоков частиц. Привязка к реальному источнику осуществляется по следующим параметрам: давлению газа, ускоряющему напряжению  $U$ , толщине слоя катодного падения напряжения (межэлектродного промежутка)  $d$  и плотности тока тлеющего разряда  $j$  (по ней определяется величина  $j_{i.a}$ ).

Как видно, общая плотность разрядного тока  $j$  не намного больше  $j_{i.a}$ , что указывает на малую величину тока вторичной эмиссии катода (тантал в аргоне) и на возможность оценки  $j_{i.a}$  экспериментально измеренной величины  $j$ . В самом деле,  $\gamma_i$  для ионов с энергией 5 кэВ составляет всего лишь 0,28, а поскольку энергии ионов и нейтралов в слое ниже  $eU$ , то реальные значения  $\gamma_i$  и  $\gamma_0$  еще меньше. Этот факт совместно с тем, что  $U$  составляет несколько киловольт, подтверждает справедливость неучёта пространственного заряда электронов и ионизации ими газа. Величины  $d^*$  со звёздочкой соответствуют значениям  $pd$ , при которых в промежутке шириной  $d^*$  возможно возникновение самостоятельного тлеющего разряда с последующим сокращением слоя катодного падения напряжения и, соответственно, снижением параметров  $e\Gamma_{o.k}$  и  $e\Gamma_{o.k}/j_{i.a}$ , т.е. режимы с  $pd = pd^*$  являются граничными для применения результатов данных расчётов. Величины  $d^*$  при заданных  $p$  и  $U$  были определены по экспериментальным кривым Пашена, приведенным в [11].

Параметр  $e\Gamma_{o.k}/j_{i.a}$  характеризует эффективность генерации потока нейтралов в составе каналовых лучей. Его величина в режимах до возникновения самостоятельного разряда (т.е. при  $pd < pd^*$ ) находится в диапазоне значений от 1 до 12. При увеличении  $pd$  возрастает параметр  $e\Gamma_{o.k}/j_{i.a}$ .

Таким образом, построена физико-кинетическая модель источника потока нейтральных атомов на каналовых лучах аномального тлеющего разряда. Она позволяет оценить параметры генерируемого потока. Установлены пределы применимости созданной модели и область рабочих параметров источника. Рассчитанные функции распределения потока быстрых нейтралов по скоростям могут быть использованы для определения скорости обработки материалов под действием бомбардировки их быстрыми нейтральными частицами, в частности, атомами аргона. Для этого надо использовать данные по взаимодействию атомов рабочего газа с обрабатываемым материалом. Модель источника может быть использована при проектировании технологических генераторов пучков нейтральных частиц с нейтрализацией первичного ионного пучка на газовой мишени для физической и физико-химической обработки диэлектрических и полупроводниковых материалов. В частности, рассмотренный источник предназначен для работы в составе проектируемой установки для реализации технологии диэлектрических оптических наноструктурированных метаматериалов [4,5].

Работа выполнена при финансовой поддержке грантом Министерства образования и науки Российской Федерации (Научный проект «Оптические транзисторы на основе метаматериалов». Соглашение о предоставлении субсидии с Министерством образования и науки Российской Федерации от 29.09.2016 г. № 14.577.21.0219, Уникальный идентификатор ПНИЭР RFMEFI57716X0219).

### Литература

1. Кузьмичёв А.И., Бабинов Н.А., Лисенков А.А. Плазменные эмиттеры источников заряженных и нейтральных частиц. К.: Аверс, 2016.
2. Григорьев С.Н., Мельник Ю.А., Метель А.С. Источники быстрых атомов газа и атомов металла для обработки изделий. М.: КУРС, 2016.
3. Economou D.J. Modeling and simulation of fast neutral beam sources for materials processing / Plasma Process. Polym. 2009. Vol. 6. P. 308-319.
4. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. Отрицательное преломление волн. Введение в физику и технологию электромагнитных метаматериалов. К.-М.: Аверс, 2012.
5. Shvartsburg A.B., Obod Yu.A., Kuzmichev A.I., Volpian O.D., Parkhomenko Yu.N. Nanogradient all-dielectric films: technology of fabrication and the first experiments / Opt. Mater. Exp. 2014. Vol. 4. N11. P. 2250-2261.
6. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971.
7. Болдасов В.С., Кузьмичёв А.И., Шабаров А.Ю. Характеристики газонаполненного диода с плазменным эмиттером ионов / ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 424-428.
8. Болдасов В.С., Денбовецкий С.В., Кузьмичёв А.И. Физико-топологическая модель высоковольтного диода при низком давлении аргона / Автоматизация проектирования в электронике: Респ. межвед. научно-техн. сб. Киев. 1985. Вып. 41. С. 123-138.
9. Magnuson L. et al. Electron ejection from metals due to 1–10 keV noble gas ion bombardment. I. Polycrystalline materials / Phys. Rev. 1963. Vol. 129. N6. P. 2403–2408.
10. Abril I. et al. The contribution of fast neutrals to cathode erosion in glow discharges / J. Phys. D: Appl. Phys. 1984. Vol. 17. N9. P. 1841–1849.
11. Phelps A.V., Petrovic Z.Lj. Cold-cathode discharges and breakdown in argon: surface and gas phase production of secondary electrons / Plasma Sources Sci. Technol. 1999. Vol.8. P. R21–R44.

## DEVELOPMENT OF THE DEVICE OF GENERATION OF STREAMS OF NEUTRAL ATOMS IN KANALOVY BEAMS OF THE SMOLDERING DISCHARGE

leading engineer of Yu. A. Obod<sup>1</sup>, professor A. I. Kuzmichyov<sup>2</sup>, CEO of O. D. Volpian<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Moscow technological university "MIREA", Russian Federation,

<sup>2</sup> Natsionalny technical university of Ukraine "Kiev polytechnical institute", Ukraine,

<sup>3</sup> JSC Fotron-Avto Scientific-industrial Complex, Russian Federation  
o.d.volpian@mail.ru

Application of vysokoenergetichny bunches of neutral nuclear particles highly effectively in processes of physical dispersion of dielectric and plokhoprovodyashchy semiconductor materials, in processes of physical and chemical synthesis and layer growth of dielectric structures at production of elements on their basis of nanooptical appointment, including metamaterials. As a source of fast neutral particles the smoldering category in argon from which it is generated the kanalovy beams passing from a gas digit interval in zakatodny space through openings in the cathode is used. For the purpose of improvement of characteristics of the neutral nuclear bunches received by this method the device is developed for their generation from the smoldering category. The mathematical model of a source on kanalovy beams on the principles of physical kinetics is constructed and calculation of size of a flow of fast neutrals in standard operating modes is executed. Computer optimization of knots of the device and their pilot study is executed.



## ОЦЕНКА СВОЙСТВ ПЛАСТИЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКОГО ИНДЕНТИРОВАНИЯ

асп. Краснов И.О.<sup>1</sup>, асп. Степанова К.А.<sup>1,2</sup>, асп. Ильинский А.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО

<sup>2</sup> Учреждение науки «Инженерно-конструкторский

центр сопровождения эксплуатации космической техники»

kio@ntc-etalon.ru, ledy.xs93@yandex.ru, allill003@mail.ru

Рассмотрен метод динамического индентирования, как один из наиболее перспективных методов неразрушающего контроля материалов. Отмечено, что процесс контактного взаимодействия в зависимости от глубины внедрения состоит из упругого и упругопластического этапа. Результаты экспериментальных исследований позволили определить критерии, по которым можно судить о модели («sink-in» или «pile-up») деформирования испытываемого материала.

**Ключевые слова:** динамическое индентирование, неразрушающий контроль, пластичность, металлы и сплавы

### Введение

Задача оценки характеристик пластичности конструкционных сталей и сплавов является весьма актуальной, тем более при измерении данных характеристик с использованием оперативных и безобразцовых методов и средств неразрушающего контроля (НК). Одним из перспективных методов определения характеристик пластичности является метод ударного внедрения индентора или динамического индентирования (ДИ). Безобразцовый контроль пластических свойств путем ударного вдавливания индентора позволяет сравнительно оперативно производить измерения и отбраковывать материалы. Однако для оценки свойств пластичности материалов требуется разработка соответствующего научно-

методического аппарата, в основе которой лежит выявление новых аналитических зависимостей значений параметров ударного контактного взаимодействия индентора с характеристиками пластичности.

### 1. Пластические свойства

В производственной практике [1-3] при контроле пластичности сталей и сплавов в основном используют характеристики: удлинение до разрушения при испытании на растяжение  $\delta$  и поперечное сужение до разрушения  $\psi$ . Однако, несмотря на то, что данные характеристики материала имеют большое практическое значение, они не полностью отражают смысл определения "пластичности", т.к. отражают условия перехода от пластической деформации к разрушению, а не склонность материала подвергаться остаточным деформациям под нагрузкой. Следует отметить, что характеристики  $\delta$  и  $\psi$  косвенным образом связаны с пределом текучести  $\sigma_T$  ( $\sigma_{0,2}$ ) и пределом прочности  $\sigma_B$  материала, а также деформационным упрочнением  $\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon}\right)_\varepsilon$ .

Рассматривая микроскопические процессы пластичности, происходящие в металлах с учетом их реальной внутренней структуры под пределом текучести часто понимается и другая величина, отражающая полное сопротивление движению дислокаций или напряжение необходимое для превышения внутренних напряжений для начала релаксации за счет их массового скольжения. Например, если в материале кроме скольжения дислокаций начинают действовать и другие механизмы пластической деформации (зернограничное проскальзывание, двойникование и пр.), то появляются новые носители пластической деформации, которые имеют собственные барьерные напряжения, а предел текучести материала становится величиной, зависящей от взаимодействующих между собой процессов. При этом рост предела текучести при увеличении скорости деформации  $\dot{\varepsilon}$  должен приводить к немонотонной зависимости его величины от размера зерна материала. Следует также отметить, что повышение величины деформационного упрочнения повышает  $\delta$  для пластичных материалов, но снижает в малопластичных материалах.

Известно, что при индентировании материала, как статическом, так и динамическом, зависимость деформаций от нагрузки, в определенных пределах нагрузок, носит слабо нелинейный характер. Напряжение, при котором начинает проявляться данная нелинейность, близко по своему значению к пределу текучести материала  $\sigma_T$ . При этом верхним предельным значением данного напряжения считается контактная пластическая твердость  $H$ , которая по своему физическому смыслу не является условным давлением в контакте. Это позволяет рассматривать данную величину как характеристику сопротивления материала контактной пластической деформации.

При динамическом индентировании появляется составляющая сопротивления, которая определяется скоростью внедрения индентора (скоростью приложения нагрузки – скоростью деформации). Это означает, что процесс динамического внедрения индентора явным образом отличается от статического, а скорость деформации материала влияет на оценку его механических характеристик. Практически для всех материалов увеличение скорости их деформации приводит к повышению характеристик прочности и снижению характеристик пластичности, так, например, для одного и того же материала динамическая твердость больше статической, что отражает рост предела текучести при увеличении скорости деформации, и для различных материалов их отношение может изменяться в диапазоне от 1,6 до 2,8. Для оценки пластических характеристик материалов с использованием метода ДИ необходимо знание взаимосвязи между глубиной внедрения и радиусом контактного взаимодействия индентора с испытываемым материалом, а для понимания механизмов локальной ударной деформации открытым остается вопрос о перемещении материала – наличие «напыла» («pile-up») (рис. 1(а)) или «провала» («sink-in») (рис. 1(б)).



Рис. 1. «Напыл» («pile-up») (а), «Провал» («sink-in») (б).

### Выводы

Предложен новый подход к определению глубины контактного внедрения индентора. Показано, что процесс контактного взаимодействия в зависимости от глубины внедрения состоит из упругого и упругопластического этапов. На упругопластическом этапе контактного взаимодействия отношение глубины к радиусу контактного внедрения предложено описывать степенной функцией, которая зависит от предела текучести и коэффициента деформационного упрочнения испытываемого материала. Значения этих параметров показывают, что контактное взаимодействие по модели «pile-up» происходит для лю-

бого материала начиная с критического радиуса контакта. Результаты экспериментальных исследований позволили определить критерии, по которым можно судить о модели («sink-in» или «pile-up») деформирования испытываемого материала.

#### Литература

1. Рудницкий В.А. Испытание эластомерных материалов методами индентирования / В.А. Рудницкий, А. П. Крень // Минск: Белорусская наука, 2007. 228 с.
2. Рабцевич А.В. Новые возможности метода динамического индентирования в приборе Импульс-2М / А.В. Рабцевич, О.В. Мацулевич // Вестник Гомельского государственного технического университета им. П.О. Сухого. 2007. №2 (29), С. 29-36.
3. Мощенок В. И. Современная классификация методов определения твердости // Автомобильный транспорт. Выпуск 25. 2010. С. 129-132.

## EVALUATION OF THE PLASTICITY PROPERTIES OF MATERIALS BY DYNAMIC INDENTATION

I.O. Krasnov, K.A. Stepanova, and V.A. Ilyinsky

The method of dynamic indentation is considered as one of the most promising methods of non-destructive testing of materials. It is noted that the process of contact interaction, depending on the depth of penetration, consists of an elastic and elastic-plastic stage. The results of experimental studies allowed to determine the criteria by which it is possible to judge the model ("sink-in" or "pile-up") of deformation of the tested material.

**Keywords:** dynamic indentation, non-destructive testing, plasticity, metals and alloys



## ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

*доц., к.т.н. Носов П. А., студ. Кашичкин А. С.*

<sup>1</sup> Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
\* pan@bmstu.ru

Рассмотрен вопрос измерения нагрева оптических деталей из ответственного кварцевого стекла КУ-1 и КС-4В и кристалла алюмо-иттриевого граната при формировании излучения мощного волоконного лазера непрерывного режима.

**Ключевые слова:** лазерные технологии, мощный волоконный лазер, лазерная оптическая система, силовая оптика

#### Введение

Различные технологические процессы лазерной обработки материала, например, резка, сварка, наплавка, термообработка и др. выполняют с помощью высокомоощных лазеров. При формировании оптической системой пучка излучения таких лазеров происходит их нагрев за счет поглощения лазерного излучения [1-4].

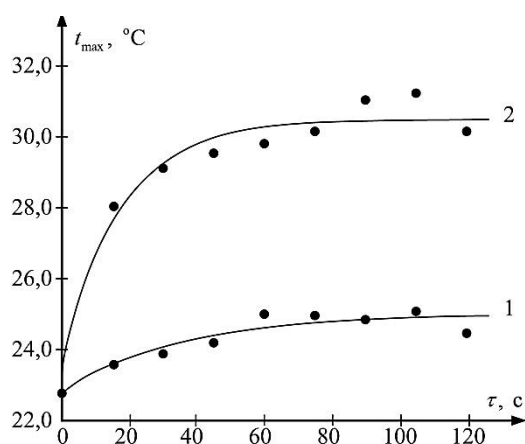
В докладе исследуется изменение температуры оптических деталей из кварцевого стекла КУ-1 и КС-4В, а также кристалла алюмо-иттриевого граната (АИГ, YAG), при распространении излучения непрерывного волоконного лазера кВт диапазона мощности. Приводятся экспериментальные результаты нагрева оптических деталей.

### 1. Экспериментальные исследования и результаты

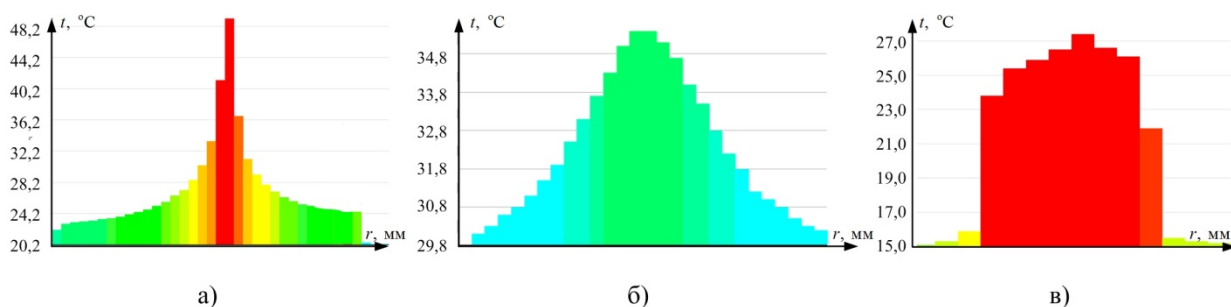
Исследования проводились на стенде, включающий: высокомогущный волоконный лазер, коллимирующий и фокусирующий узлы оптической системы, тепловизор, керамические поглотители отраженного и прошедшего излучения. Излучение иттербиевого волоконного лазера непрерывного режима генерации (рабочая длина волны излучения 1070 нм) подводилось транспортным волокном диаметром 50 мкм. Исследования проводились с плоскопараллельными оптическими деталями, которые в оптической системе формирования излучения мощных лазеров могут выполнять функцию защитных стекол. Оптические детали были изготовлены из отечественного кварцевого стекла марок КУ-1 и КС-4В с использованием метода глубокой шлифовки и полировки (ГШП) и без такой обработки. Используемые в экспериментальных исследованиях оптические детали были без просветляющего покрытия и с лучестойким просветляющим покрытием. Также эксперименты были проведены для оптической детали из кристалла АИГ без легирующих примесей ионов-активаторов.

В ходе экспериментальных измерений проводились исследования динамики нагрева оптических деталей под действием излучения мощного волоконного лазера. Полученные результаты показали, что зависимость максимальной температуры нагрева оптических деталей от времени может быть аппроксимирована функцией вида:  $t_{\max}(\tau) = a(1 - e^{-\tau/\tau_0}) + b$ , где  $a$ ,  $b$ ,  $\tau_0$  – параметры, определяемые на основе результатов измерений, например, методом наименьших квадратов.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные максимальной температуры оптической детали из КУ-1 в различные моменты времени при мощности лазерного излучения 1 кВт и 5 кВт. Сечения распределения температуры на поверхности оптических деталей при воздействии излучения мощного волоконного лазера приведены на рис. 2.

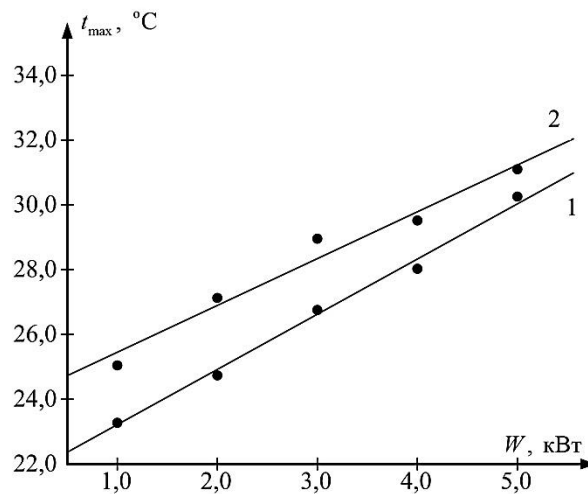


**Рис. 1.** Экспериментальные данные изменения во времени максимальной температуры оптической детали из КУ-1 (точки) и их аппроксимация: 1 – мощность излучения 1 кВт; 2 – мощность излучения 5 кВт.



**Рис. 2.** Сечения распределения температуры  $t(r)$  на поверхности оптических деталей при воздействии излучения мощного волоконного лазера: а – оптическая деталь из КУ-1 толщиной 4 мм, изготовленная с классом чистоты обработки поверхностей  $P=I$ , мощность излучения 5 кВт, время воздействия 120 секунд (оптическая деталь расположена в задней фокальной плоскости фокусирующего узла); б – оптическая деталь из КС-4В толщиной 2 мм с лучестойким просветляющим покрытием, изготовленная с классом чистоты обработки поверхностей  $P=0-40$  и использованием технологии ГШП, мощность излучения 3 кВт, время воздействия 120 секунд (оптическая деталь расположена справа от выходной перетяжки на расстоянии 250 мм); в – оптическая деталь из АИГ толщиной 3 мм, мощность излучения 1 кВт, время воздействия 105 секунд (оптическая деталь расположена в задней фокальной плоскости фокусирующего узла).

Из рис. 1 видно, что стационарное распределение температурного поля устанавливается в течение 30...40 секунд. На рис. 3 для различных мощностей лазерного излучения приведены экспериментальные результаты максимальной температуры нагрева оптических деталей из КУ-1, установленные справа от задней фокальной плоскости фокусирующей линзы.



**Рис. 3.** Экспериментальные данные максимальной температуры нагрева оптических деталей из КУ-1 в течение 120 секунд при их установке на расстоянии 2 мм от фокальной плоскости фокусирующей линзы для различных мощностей лазера (точки) и их аппроксимация: 1 – оптическая деталь толщиной 4 мм, изготовленная с классом чистоты обработки  $P=II-III$ ; 2 – оптическая деталь толщиной 2 мм, изготовленная с классом чистоты обработки  $P=I$ .

Проведенные экспериментальные исследования нагрева оптических деталей из кварцевого стекла при воздействии излучения непрерывного волоконного лазера позволяют сделать следующие выводы. Максимальная температура зарегистрирована в центре оптических элементов. Под действием мощного лазерного излучения температура нагрева оптических деталей определяется распределением плотности мощности излучения, причем в центральной части распределение температуры полностью соответствует распределению плотности мощности излучения, а в периферийной части наблюдаются отклонения, вызванные эффектом теплопередачи. Нагрев оптических деталей в задней фокальной плоскости фокусирующего узла составляет десятки градусов, а при продольном смещении детали относительно фокальной плоскости величина нагрева уменьшается. Величина нагрева оптических элементов лазерной технологической головки прямо пропорционально плотности мощности лазерного излучения, а зависимость максимальной температуры нагрева оптической детали от мощности (плотности мощности) лазерного излучения достаточно точно описывается линейной функцией. Максимальная температура нагрева оптических деталей определяется материалом и используемой технологии ее изготовления.

Экспериментальные исследования также показали, что стационарная температура оптических деталей из кварцевого стекла и кристалла АИГ достигается с разной скоростью, причем для кристалла она выше, т.е. стационарная температура достигается быстрее. Это можно объяснить тем, что кристаллы (т.е. упорядоченные структуры) обладают большей теплопроводностью [5]. Также следует отметить, что характер распределения поля температуры на поверхности деталей из стекла и кристалла отличаются (см. рис. 2).

### Выводы

Полученные в работе экспериментальные результаты по нагреву оптических элементов могут быть использованы для термооптического расчета формирующих оптических систем лазерных технологических головок на основе мощных волоконных лазеров [6-10].

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-08-00936 а.

### Литература

1. Григорьянц А.Г., Шиганов И.Н., Мисюрлов А.И. Технологические процессы лазерной обработки: учеб. пособие для вузов / под ред. А.Г. Григорьянца. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2006.
2. Вакс Е.Д., Миленький М.Н., Сапрыкин Л.Г. Практика прецизионной лазерной обработки. М.: Техносфера, 2013. 696 с.
3. Nosov P.A., Shirankov A.F., Martynov G.N., Pavlov V.Yu. Elaboration of power optics for laser processing heads // Proceedings - 2016 International Conference Laser Optics, LO 2016. 2016. Article number 7549699, P. R214. doi:10.1109/LO.2016.7549699.
4. Носов П.А., Ширанков А.Ф., Третьяков Р.С., Григорьянц А.Г., Ставертий А.Я. Нагрев оптических элементов из высококочистых кварцевых стекол излучением мощных волоконных лазеров // Изв. вузов. Приборостроение. 2016. Т. 59, № 12. С. 1028-1033. DOI: 10.17586/0021-3454-2016-59-12-1028-1033.

5. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М.: Рикел, Радио и связь, 1994. 312 с.
6. Носов П.А., Щадько А.О. Расчет формирующей оптической системы технологического оборудования на базе мощного волоконного лазера // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 6. 1761004.
7. Ширанков А.Ф., Носов П.А., Григорьянц А.Г., Третьяков Р.С., Самарин П.Е. Разработка оптических систем для лазерной обработки на основе теории лазерной оптики // Научные технологии в машиностроении. 2014. № 5. С. 37-48.
8. Носов П.А. Термооптический анализ формирующих систем мощных волоконных лазеров // Прикладная физика. 2017. № 2. С. 87-91.
9. Nosov P.A., Shirankov A.F., Grigoryants A.G., Tret'yakov R.S. // Investigation of the spatial structure of a high-power fiber laser beam // Journal of Physics: Conference Series. 2015. 584, 012006. DOI: 10.1088/1742-6596/584/1/012006.
10. Носов П.А. Особенности расчета оптических систем для лазерных технологий // Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации: Материалы 10-й Международной научно-технической конференции / Российское НТОРЭС им. А.С. Попова. Суздаль. Россия. 2017. С. 190-192.

## INVESTIGATION OF HEATING OF OPTICAL ELEMENTS BY RADIATION FROM HIGH-POWER FIBER LASER

assistant professor, PhD(Eng) Nosov P. A. \*, student Kashichkin A. S.

Bauman Moscow State Technical University

\* pan@bmstu.ru

Problem of measuring the heating of optical elements made of quartz glass (Russian-made brands KU-1 and KS-4V) and yttrium aluminium garnet (YAG) with radiation of high-power CW fiber laser is considered.

**Keywords:** laser technologies, high-power fiber laser, laser optical system, power optics



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА БЕЗ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

студ. Дёмкин П.П.

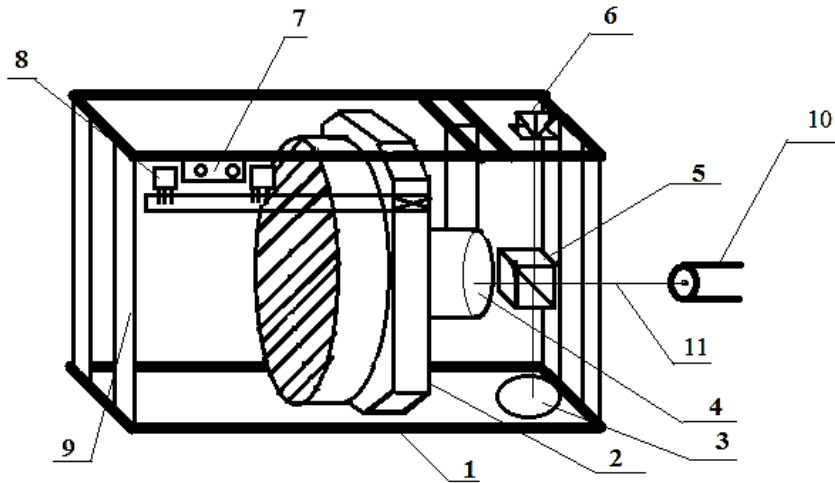
Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, кафедра физики  
Demkin.Pavel1996@yandex.ru

Рассмотрены методики исследования возможности создания фурье-спектрометра без обратной связи, а также оценка равномерности хода движения подвижного зеркала и сравнение степени равномерности движения систем с обратной связью. Представлена экспериментальная установка с системой без обратной связи сделанная на основе интерферометра Майкельсона, кроме того присутствует комплекс из программы и оцифровочного прибора с помощью, которой определяется равномерность хода рамки. Описанная методика определения равномерности хода подвижного зеркала и системы без обратной связи помогут оценить не только на сколько работоспособна система без обратной связи. Результаты работы данной оценки равномерности хода рамки совпадают с результатами полученные другим путем, также с помощью нее была проверена система без обратной связи. Приведены примеры полученных экспериментальных данных. Описан принцип их получения. Установлено экспериментально, что система без обратной связи не применима в таких типах устройств.

Современное обнаружение токсичных веществ в воздушной среде и на поверхности является одной из важнейших задач обеспечения безопасности и предупреждения чрезвычайных ситуаций. Для ее решения широко применяются методики на основе ИК Фурье спектроскопии- ИК Фурье-спектроскопии и ряд других.



С появлением быстросканирующих Фурье-спектрометров появились новые возможности для решения данной задачи. Благодаря их быстройдействию, достаточно широкому диапазону в сферах, предполагающих мониторинг открытой атмосферы, широкое распространение получили методы пассивной Фурье-спектроскопии (или радиометрии), в которой регистрируется собственное тепловое излучение исследуемого объекта и не требуется использование дополнительных источников подсветки. Являясь самым светосильным методом, радиометрия позволяет идентифицировать пары химических соединений на расстоянии до сотен метров. Однако данная методика не дает точных количественных оценок. Для оценки эффективности систем с обратной связью было проведено сравнения их системой без обратной связи, на которой четко видна не равномерность движения подвижного зеркала. Оценка проводится с помощью референтного канала Фурье-спектрометра, на рис. 1 представлена механическая схема Фурье-спектрометра и связь ее с референтным каналом.



**Рис. 1.** Принципиальная механическая схема интерферометра Майкельсона в Фурье-спектрометре. (1) Подвижная рамка, (2) линейный двигатель, (3) неподвижное зеркало, (4) подвижное зеркало, (5) светоделитель, (6) фотодиод референтного канала, (7) магниты, (8) датчики Холла, (9) плоская пружина, (10) лазер, (11) пучок света.

Для проведения анализа равномерности скорости движения подвижного зеркала, закрепленного на рамке, необходимо рассмотреть набор точек, который берется с синусоидального канала платы, отвечающей за анализ скорости движения рамки. Данные с синусоидального канала оцифровываются с помощью осциллографа АКПП-4125/2А. В дальнейшем все операции происходят с набором точек.

Набор точек  $Y_{ik}$  с начала поэлементно перемножается на гауссиан:

$$B_{ij} = Y_{ik} \exp \left[ \frac{-(i-j)^2}{2\sigma^2} \right],$$

где  $j$ - частотный индекс, он изменяется от 0 до  $w-1$ ,  $\sigma$ - ширина гауссиана.

Затем находим дискретное преобразование Фурье, полученной частоты после сверки с гауссианом:

$$C_{ik} = B_{ij} \exp \left( \frac{I}{W} j l \right), \quad (1)$$

где  $I$  – комплексная единица.

Поскольку интенсивность на фотодиоде меняется со временем при сдвиге интерференционной картины, то ее изменение можно описать с помощью частоты  $\nu$ , следовательно, из формулы (1) необходимо восстановить частоту. Для этого в окрестности  $i$  по вертикали и  $j$  по горизонтали восстанавливаем ее:

$$\nu_j = \frac{2\tau}{W} \arg \max |C_{ik}|.$$

Отсюда просто восстановить мгновенную скорость  $\nu = 2\nu_j \lambda_0$ , по стабильности которой как раз и определяется равномерность хода рамки.  $\lambda_0$  – это длина волны пучка света лазера численно равная 0,6328 мкм, а  $\tau$  – это величина служащая для восстановления размерности, и нужна поскольку все данные преобразования безразмерные, но эквивалентно равные частоте. После проведенных выше операций по восстановлению мгновенной скорости надо найти среднее значение ее и отклонение от среднего значения. Для этого должны взять в расчет те моменты времени где рамка не делает разворот, а затем найти

среднее значения скорости  $v_{cp}$ , для этого достаточно посчитать отклонения в экстремумах и дальше по формуле вычислить дельту среднего отклонения стрости  $\Delta v_{cp}$

$$V_{cp} = \sum_{i=1}^n \frac{V_i}{n}; \quad \Delta V_{cp} = K \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (V_i - V_{cp})^2}{n(n-1)}}. \quad (2)$$

В первую очередь рассмотрим алгоритм, по которому программа получает мгновенную скорость, а из нее можно определить равномерность хода рамки. Алгоритм программы представлен на рис. 2



Рис. 2. Алгоритм программы определяющая равномерность хода рамки.

Для более корректного сравнения используем 3 прибора, два из которых имеют обратную связь, а третий был собран специально для того чтобы проверить работоспособность системы без обратной связи и программы оценивающей равномерность хода рамки.

ИК ФСР с аналоговым управлением с обратной связью. На рис. 3(а) показан график равномерности хода рамки до момента разворота с режимом восстановления.

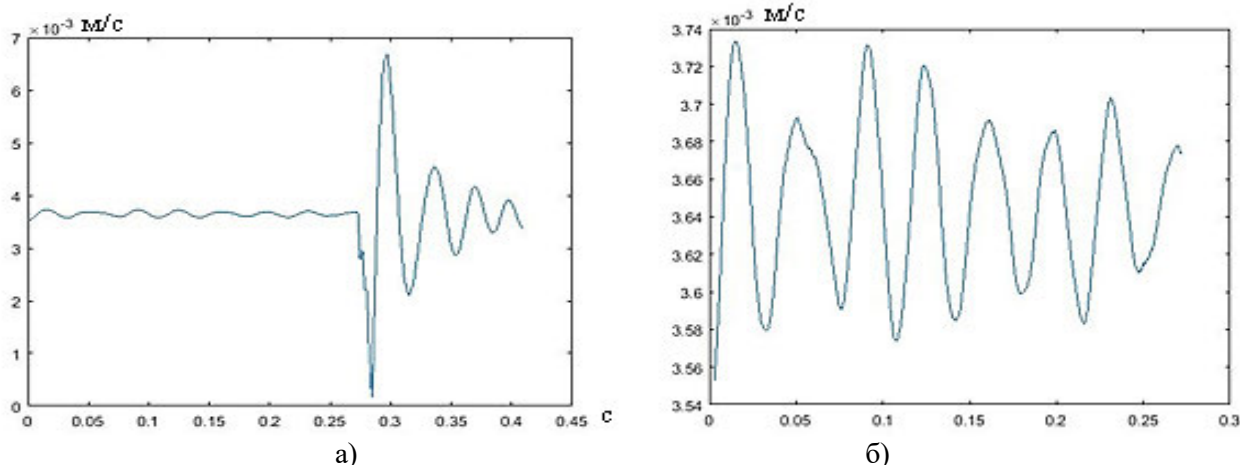


Рис. 3. График равномерности хода рамки. ИК ФСР с аналоговым управлением с обратной связью (а). График равномерности хода рамки берущийся в обработку. ИК ФСР с аналоговым управлением с обратной связью (б).

Затем в обработку берется только тот отрезок времени, который был до поворота рамки, поскольку при взятии спектра именно такие участки позволяют снять данные исследуемого вещества (рис. 3(б)).

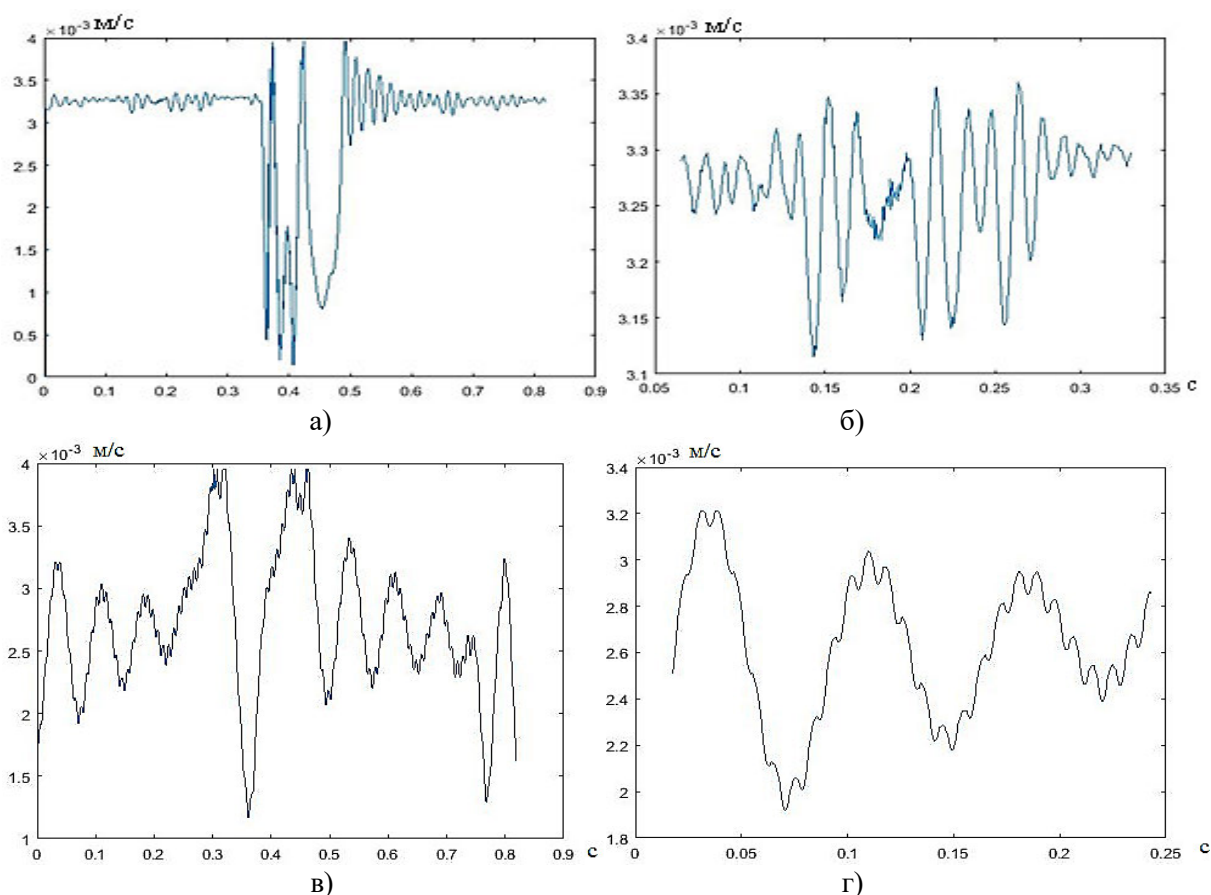
Исходя из графика приведенного выше по формулам (2) получают среднюю мгновенную скорость и средне квадратичное отклонение соответственно –  $V_{cp} = 3.65 \cdot 10^{-3}$  м/с;  $\Delta V_{cp} = 0.0116 \cdot 10^{-3}$  м/с. Следующие графики и данные были получены аналогично (рис. 4(а-г)).

ИК ФСР с цифровым управлением с обратной связью полученные результаты:  $V_{cp} = 3.27 \cdot 10^{-3}$  м/с;  $\Delta V_{cp} = 0.0153 \cdot 10^{-3}$  м/с. Разработанный макет спектрометр без обратной связи полученные результаты:  $V_{cp} = 2.73 \cdot 10^{-3}$  м/с;  $\Delta V_{cp} = 0.1185 \cdot 10^{-3}$  м/с.

Полученные данные выше показывают, что отличие в равномерности хода рамки между аналоговой и цифровой схем с обратной связью совсем не значительно  $\Delta V_{cp} = 0.0116 \cdot 10^{-3}$  м/с и  $\Delta V_{cp} = 0.0153 \cdot 10^{-3}$  м/с соответственно, и находятся в рамках той погрешности, которая достаточна для снятия спектров изучаемых веществ. Однако, у системы без обратной связи в этом плане есть больше проблемы. Полученное отклонение  $\Delta V_{cp} = 0.1185 \cdot 10^{-3}$  м/с слишком велико для нормальной обработки данных приходящих на ИК канал.

Это говорит в первую очередь о том, что система без обратной связи не применима для подобного типа устройств и упрощение системы таким образом не возможна.

Разработан алгоритм с помощью, которого легко определять равномерность хода рамки, забирая оцифрованные данные с рефератного канала. Данная программа может очень сильно упростить настройку Фурье-спектрометров, в которых есть интерферометр Майкельсона. Кроме того, настройка тем самым станет точнее так как полученные результаты отклонения численные, тем самым их легко сравнивать.



**Рис. 4.** График равномерности хода рамки. ИК ФСР с цифровым управлением с обратной связью (а). График равномерности хода рамки берущийся в обработку. ИК ФСР с цифровым управлением с обратной связью (б). График равномерности хода рамки. Разработанный макет спектрометр без обратной связи (в). График равномерности хода рамки берущийся в обработку. Разработанный макет спектрометр без обратной связи (г).

## Литература

1. Морозов А.Н., Светличный С.И. Основы фурье-спектрометрии. М.:Наука. 2014. 456 с.
2. Симончик К.К., Тропченко А.Ю., Хитров М.В. Цифровая обработка сигналов Учебное пособие по дисциплине "Цифровая обработка сигналов - СПб.: СПбГУ ИТМО, 2012. 108 с.
3. Бесекерский В.А., Е.П. Попов Е.П. Теория систем автоматического управления. М.: Наука 1975-711 с.
4. Шведов А.С., Теория вероятностей и математическая статистика. Изд. дом ГУ-ВШЭ, 2005 254 с.

## INVESTIGATION OF THE POSSIBILITY OF CREATING A FOURIER SPECTROMETER WITHOUT FEEDBACK

stud. P. P. Demkin

Moscow state technical University. N. Uh. Bauman, Department of physics  
Demkin.Pavel1996@yandex.ru

The methods of investigation of the possibility of creating a Fourier spectrometer without feedback, as well as the assessment of the uniformity of the motion of the moving mirror and the comparison of the degree of uniformity of motion of feedback systems are considered. An experimental setup with a system without feedback made on the basis of the Michelson interferometer is presented, in addition, there is a complex of the program and the digitizing device with the help of which the uniformity of the frame stroke is determined. The described method of determining the uniformity of the moving mirror and the system without feedback will help to assess not only how efficient the system is without feedback. The results of this evaluation of the uniformity of the frame coincide with the results obtained by another way, also with the help of it the system without feedback was tested. Examples of the obtained experimental data are given. The principle of their reception is described. It is established experimentally that the system without feedback is not applicable in such types of devices.



## ДИНАМИЧЕСКИЙ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

*д.ф.-м.н. Балашов А.А., к.ф.-м. н. Голяк Ил.С., к.ф.-м. н. Голяк Иг.С.,  
д.ф.-м.н., проф. Морозов А.Н., инж. Хорохорин А.И.*

АО «Центр прикладной физики МГТУ им. Н.Э. Баумана»

Описан макет динамического фурье-спектрометра для регистрации спектров комбинационного рассеяния света (КРС) в спектральном диапазоне 800 - 1050 нм при возбуждении лазерным источником с длиной волны  $\lambda = 785$  нм. В спектрометре реализован канал белого света для проведения суммирования интерферограмм по нескольким сканам и референтный канал с частотой дискретизации  $\lambda/4$ . С использованием разработанного статического макета были проведены эксперименты по регистрации спектров КРС тестовых веществ и рассчитаны отношения сигнал / шум. В работе приводятся спектры КРС 1,4-бис(5-фенил-2-оксазол) бензола (РОРОР,  $C_{24}H_{16}N_2O_2$ ), стильбена ( $C_{14}H_{12}$ ) зарегистрированные на динамическом фурье-спектрометре. Были проведены эксперименты по регистрации минимальных количеств стильбена ( $C_{14}H_{12}$ ), растворенного в ацетоне на основе метода спектроскопии КРС.

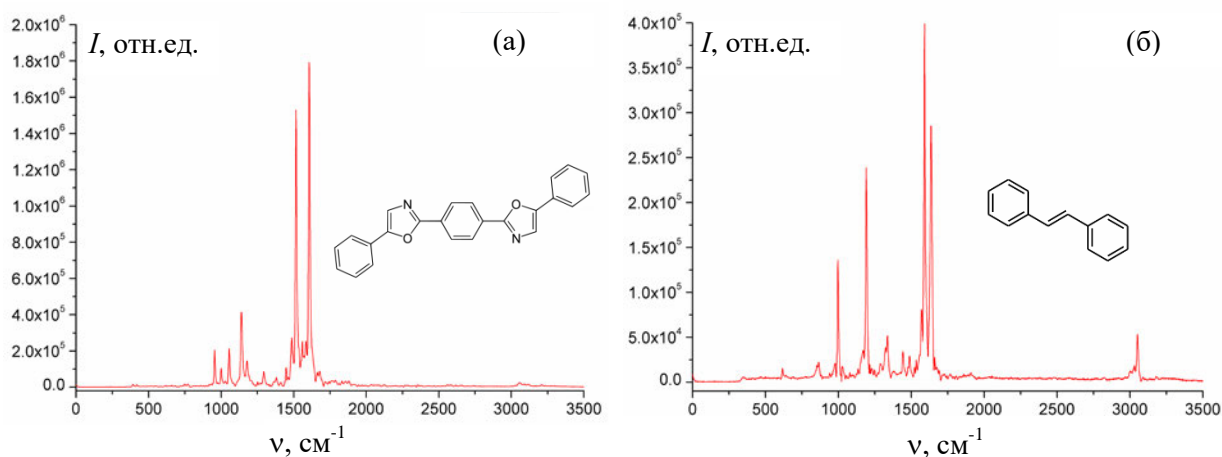
Для определения неизвестных веществ широко используется метод спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). На основе данного метода и заранее созданной спектральной базы данных появляется возможность проводить анализ неизвестных веществ с целью их определения. Одна из областей применения данного метода связана с экспресс анализом, где требуется за малый промежуток времени провести идентификацию неизвестного вещества. Хорошо известным преимуществом данного метода является его большая селективность, что гарантирует вероятность правильного распознавания и позво-

ляет включать в спектральную базу данных спектры несколько тысяч веществ. Применимость данного метода ограничивается небольшой чувствительностью, поэтому требуется использовать светосильные системы. Рассмотрена возможность использования динамического фурье-спектрометра для регистрации и восстановления спектров КРС веществ в спектральном диапазоне 800 – 1050 нм. Для возбуждения спектров КРС используется лазерный источник с длиной волны  $\lambda = 785$  нм и спектральной шириной  $\Delta\lambda = 0,15$  нм.

Основным элементом разработанного макета прибора является интерферометр Майкельсона, в котором в качестве отражателей в плечах интерферометра используются зеркальные триэдры с угловой апертурой 2,5 дюйма и угловым отклонением 1 с. Один триэдр установлен на подвижной каретке, перемещающейся посредством двигателя магнитоэлектрического типа. В качестве линейной направляющей использована направляющая LM с шариковым сепаратором. В референтном канале реализована система позволяющая измерять разность хода с частотой  $\lambda/4$ , что приводит к увеличению точности дискретизации. Для накопления и суммирования интерферограмм по нескольким сканам, с целью увеличения отношения сигнал / шум, реализован канал белого света.

С использованием динамического фурье-спектрометра и лазерного источника с длиной волны  $\lambda = 785$  нм проводилась регистрация спектров КРС двух тестовых веществ: РОРОР, стильбен.

На рисунке 1 представлены экспериментальные спектры КРС веществ (РОРОР и стильбен), полученных на динамическом фурье-спектрометре (рисунок 1 (а) и рисунок 1 (б)) при возбуждении лазером с длиной волны  $\lambda = 785$  нм и мощностью 700 мВт. Спектры КРС были зарегистрированы с экспозицией 0,25 с и одним кадром. Расстояние от тестового вещества до волокна составляло 8 мм.



**Рис. 1.** Спектры КРС зарегистрированные на динамическом фурье-спектрометре: (а) – спектр КРС РОРОР, (б) – спектр КРС стильбена.

На приведенных спектрах наблюдаются отдельно выраженные максимумы излучения. Основные спектральные линии КРС РОРОР находятся на следующих частотах  $\nu$ : 1610  $\text{см}^{-1}$ , 1510  $\text{см}^{-1}$ , 1490  $\text{см}^{-1}$ , 1140  $\text{см}^{-1}$  и 1060  $\text{см}^{-1}$ . Основные максимумы излучения в спектре КРС стильбена находятся на следующих частотах  $\nu$ : 1635  $\text{см}^{-1}$ , 1594  $\text{см}^{-1}$ , 1193  $\text{см}^{-1}$ , 1000  $\text{см}^{-1}$ .

Рассчитанное значение отношения сигнал / шум для спектра КРС стильбена равняется 632, а для спектра КРС РОРОР – 1922.

Для оценки чувствительности разработанного фурье-спектрометра были проведены эксперименты по определению минимальных количеств и концентраций вещества, которые можно увидеть по регистрируемым спектрам КРС.

В качестве тестовых веществ были выбраны вещества интенсивность линий комбинационного рассеяния которых оказывалась слабой. Для определения минимальных концентрация по спектрам КРС использовался стильбен ( $\text{C}_{14}\text{H}_{12}$ ), который был растворен в ацетоне. Были приготовлены несколько растворов различных концентрация: 5%, 1% и 0,5%. Раствор находился в стеклянной прозрачной кювете. При проведении эксперимента мощность лазерного излучения составляла 1500 мВт. Спектры КРС раствора стильбена были получены за один скан при времени регистрации полной интерферограммы 0,6 с, что соответствует спектральному разрешению 8  $\text{см}^{-1}$ .



Спектр КРС 0,5% раствора стильбена приведен на рисунке 2. Несмотря на небольшую концентрацию на зарегистрированном спектре КРС видны линии, которые соответствуют стильбену и находятся на частотах:  $1000\text{ см}^{-1}$ ,  $1193\text{ см}^{-1}$ ,  $1594\text{ см}^{-1}$ ,  $1635\text{ см}^{-1}$ .

Помимо линий, относящихся к спектру КРС стильбена, присутствуют дополнительные линии, которые соответствуют спектру КРС ацетона.

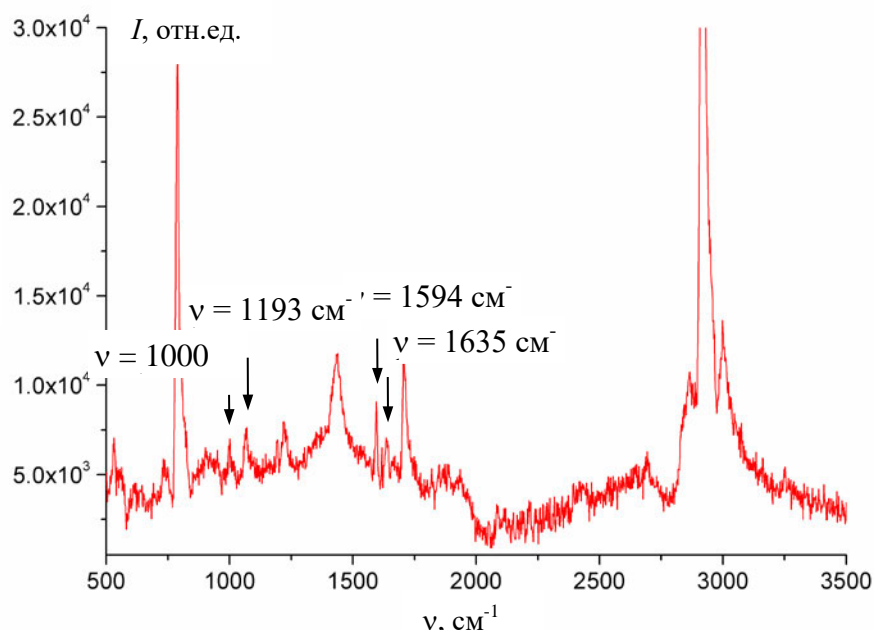


Рис. 2. Спектр КРС 0.5% раствора стильбена.

С применением предложенного динамического фурье-спектрометра была зарегистрированы спектры КРС тестовых веществ при небольшом времени накопления сигнала. Показана возможность регистрации спектров КРС веществ при небольших концентрация.

Настоящая работа выполнена в рамках госбюджетной работы 40.6 (Программы ФНИ государственных академий наук) «Неразьюстируемый Фурье-спектрометр видимого и ближнего инфракрасного диапазона» и при поддержке гранта РФФИ № 16-29-09625.

### Литература

1. Морозов А.Н., Светличный С.И. Основы фурье-спектрометрии. 2-е изд., испр. и доп. М.: Наука, 2014. 456с.
2. Vandenabeele P. Practical Raman Spectroscopy: An Introduction. John Wiley & Sons. 2013. 161 p.
3. Smith E. Dent G. Modern Raman Spectroscopy: A Practical Approach. John Wiley & Sons. 2005. 202 p.
4. Griffiths P.R., De Haseth J.A., Winefordner J.D., Fourier Transform Infrared Spectrometry. 2nd Edition, Wiley, 2007. 560 p.
5. Васильев Н.С., Голяк Ил.С., Голяк Иг.С., Есаков А.А., Морозов А.Н., Табалин С.Е. Статический фурье-спектрометр для проведения экспресс-анализа химических веществ // Приборы и техника эксперимента. 2015. № 1. С. 181–182.
6. Винтайкин И.Б. Рамановский спектрометр на основе статического интерферометра Майкельсона / И.Б. Винтайкин, Н.С. Васильев, Ил.С. Голяк, Иг.С. Голяк, А.А. Есаков, А.Н. Морозов, С.И. Светличный, С.Е. Табалин, И.Л. Фуфурин // Известия РАН. Энергетика. 2016. № 6. С. 144–152.
7. Васильев Н.С., Голяк Ил.С., Голяк Иг.С., Есаков А.А., Морозов А.Н., Табалин С.Е. «Статический фурье-спектрометр для проведения экспресс-анализа химических веществ» // Приборы и техника эксперимента. – 2015. – № 1. – С. 181–182.
8. Балашов А.А., Вагин В.А., Голяк Ил. С., Морозов А.Н., Хорохорин А.И. Многоканальный динамический ИК Фурье-спектрометр // Журнал Прикладной Спектроскопии. 2017, Т. 84, N.4, С. 643–647.
9. Балашов А.А., Фурье-спектрометр видимого и ближнего ИК диапазона. / В.А. Вагин, И.С. Голяк, А.Н. Морозов, И.Н. Нестерук, А.И. Хорохорин // Радиостроение. 2017; № 6. С. 27–38. DOI:10.24108/rdeng.0617.0000124
10. Балашов А.А. Раман-спектрометр на основе динамического фурье-спектрометра видимого и ближнего ИК диапазона / В.А. Вагин, Ил.С. Голяк, А.Н. Морозов, И.Н. Нестерук, А.И. Хорохорин // Физические основы приборостроения. 2017. Т. 6. №3. С. 83–89.

## THE DYNAMIC FOURIER SPECTROMETER FOR RECORDING THE RAMAN SPECTRA

A.A. Balashov, I.S. Golyak, I.S. Golyak, A.N. Morozov, A.I. Khorokhorin

Center of applied physics Bauman Moscow State Technical University

The layout of a dynamic Fourier spectrometer for recording Raman spectra is described. Working spectral range is 800-1050 nm. Excitation light source is the laser with a wavelength  $\lambda = 785$  nm. White light channel for summing interferograms across several scans is implemented. A reference channel with a sampling frequency of  $\lambda / 4$  is used in the spectrometer. The Raman spectra of 1,4-bis(5-phenyl-2-oxazolyl) benzene (POPOP,  $C_{24}H_{16}N_2O_2$ ), stilbene ( $C_{14}H_{12}$ ) registered on the dynamic Fourier spectrometer are presented. Experiments for registration the minimum amounts of stilbene ( $C_{14}H_{12}$ ) dissolved in acetone are carried out



## МНОГОКАНАЛЬНЫЕ И МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МОНОИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ НА АИГ:ND<sup>3+</sup>

*стажер-исследователь Бирюкова П.С., с.н.с., к.т.н. Ляшенко А.И.*

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
seaweisbart63@yandex.ru, alexs1407@yandex.ru

Рассмотрен один из подходов к созданию многоканальных моноимпульсных твердотельных лазеров с одинаковой энергией моноимпульсов излучения в каждом канале на примере лазера на АИГ:Nd<sup>3+</sup>. Предложены также оптические схемы многофункциональных моноимпульсных лазеров с излучением на разных длинах волн в каждом канале за счет внерезонаторной генерации высших гармоник и внутрирезонаторной параметрической генерации.

**Ключевые слова:** моноимпульсный твердотельный лазер, электрооптическая модуляция добротности резонатора, многоканальный лазер, высшие гармоники, параметрическая генерация.

### Введение

Импульсные твердотельные лазеры с электрооптической модуляцией добротности резонатора, как генераторы мощных импульсов излучения (моноимпульсов) в наносекундном диапазоне длительностей, широко применяются в научно-прикладных исследованиях, в медицинской технике, в лидарных системах экологического мониторинга окружающей среды, в технологических комплексах.

В качестве лазеров ИК спектрального диапазона часто используются лазеры на оптически изотропных кристаллах, содержащих ионы неодима (АИГ:Nd<sup>3+</sup>; ГСГГ:Cr<sup>3+</sup>, Nd<sup>3+</sup>; ИСГГ:Cr<sup>3+</sup>, Nd<sup>3+</sup>). Для модуляции добротности резонатора используются затворы на основе электрооптических элементов из кристаллов DKDP, LiNbO<sub>3</sub>, RTP, КТР.

При доставке излучения лазера к объекту воздействия часто применяется оптоволоконный кабель. Так как оптоволокно разрушается при вводе определенной (пороговой) пиковой мощности моноимпульсов излучения, для передачи мощных моноимпульсов излучения по многоканальному оптоволоконному кабелю необходимо разделить пучок выходного излучения лазера на несколько пучков с одинаковыми энергиями моноимпульсов в каждом пучке [1].



Для решения этой задачи необходим многоканальный лазер. Если по каждому выходному каналу лазера требуется излучение на отличной от других длине волны, то такой лазер будем называть многофункциональным. Он может найти применение в многоцелевых лидарных системах.

### 1. Многоканальные лазеры на АИГ:Nd<sup>3+</sup>

Простейший вариант оптической схемы многоканального лазера представлен на рис. 1.

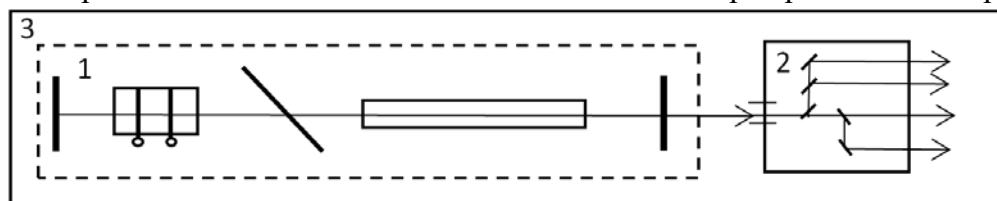


Рис. 1. Оптическая схема многоканального моноимпульсного лазера. 1 — излучатель лазера; 2 — делитель пучка излучения; 3 — основание.

Выходной пучок излучения моноимпульсного лазера на АИГ:Nd<sup>3+</sup> вводится в делитель пучка, содержащий набор частично прозрачных и глухих зеркал. Излучатель и делитель закреплены на массивном основании, обеспечивающим жесткость всей конструкции. Недостатки устройства заключаются в его громоздкости и сложности юстировки. Более перспективным является использование предложенного в [2] лазера с резонатором на основе оптической схемы двухпроходного усилителя кольцевого типа, в котором порог генерации снижен в 2 раза за счет дополнительных проходов излучением активного элемента при полном обходе резонатора (рис. 2).

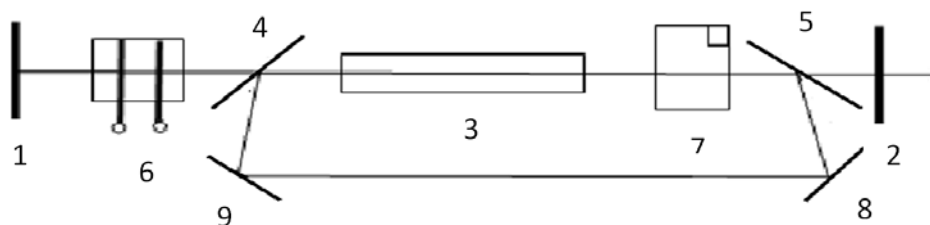


Рис. 2. Моноимпульсный лазер на АИГ:Nd<sup>3+</sup> с резонатором на основе оптической схемы двухпроходного усилителя кольцевого типа. 1 — глухое зеркало; 2 — частично прозрачное зеркало; 3 — активный элемент из АИГ:Nd<sup>3+</sup>; 4, 5 — пластины-поляризаторы; 6 — электрооптический элемент; 7 — 90-градусный вращатель плоскости поляризации; 8, 9 — поворотные зеркала.

Достоинством данной оптической схемы является также высокая степень линейной поляризации выходного излучения, что упрощает решение задачи последующего ввода излучения в оптоволоконный кабель. Для обеспечения выхода излучения из данного лазера по четырем каналам авторами [3] была предложена его модернизированная оптическая схема, представленная на рис. 3.

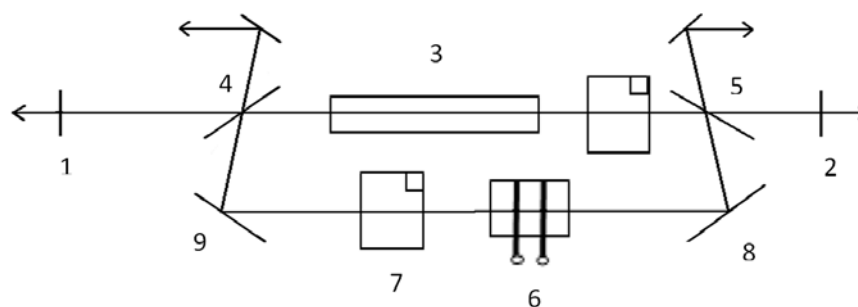
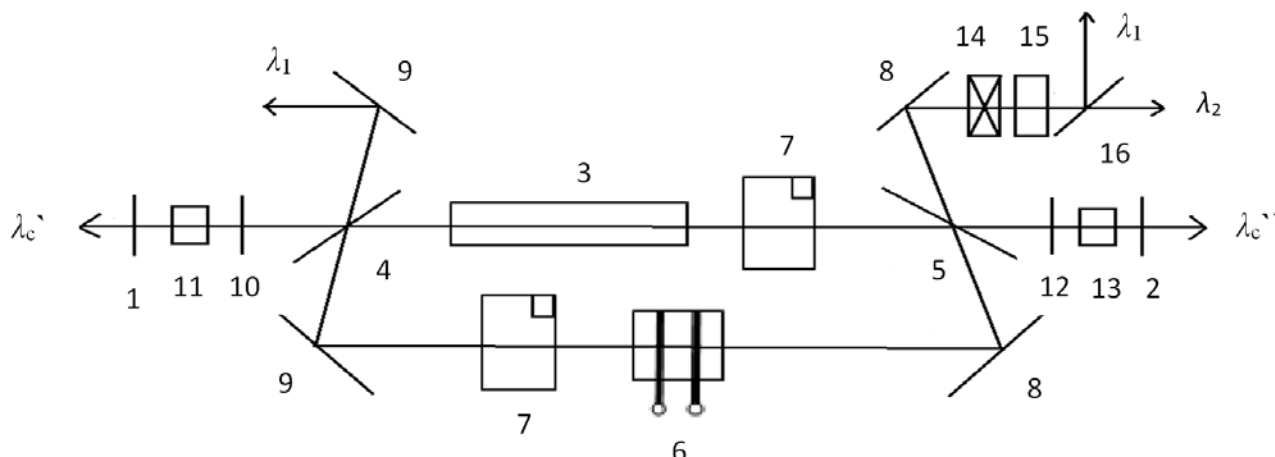


Рис. 3. Оптическая схема многоканального лазера. 1, 2 — полупрозрачные зеркала; 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 — те же, что на рис. 2.

Вследствие симметрии расположения зеркал и поляризаторов относительно активного элемента и значения коэффициентов отражения зеркал 1 и 2, равных 0,5, при разделении пучков в равных по энергии моноимпульсов долях на поляризаторах, во всех четырех выходных каналах из резонатора энергии моноимпульсов излучения будут одинаковыми по величине. Так как излучение в каждом канале линейно поляризовано, с помощью пластины  $\lambda/4$  и дополнительной пластины-поляризатора можно разделить каждый пучок еще на два, одинаковых по энергии моноимпульсов, доведя количество каналов до восьми.

## 2. Многофункциональные лазеры

Дальнейшее развитие оптической схемы многоканального лазера приводит к преобразованию последнего в многофункциональный лазер, оптическая схема которого представлена на рис. 4.



**Рис. 4.** Многофункциональный четырехканальный лазер на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  с излучением на разных длинах волн в каждом канале. 1 — параметрическое глухое на  $\lambda_1$  и частично прозрачное на  $\lambda_c$  зеркало; 2 — параметрическое зеркало, глухое на  $\lambda_1$  и частично прозрачное на  $\lambda_c$ ; 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 — те же, что на рис. 2; 10 — параметрическое зеркало, прозрачное на  $\lambda_1$  и глухое на  $\lambda_c$ ; 11 — элемент из КТР для параметрического генератора излучения на  $\lambda_c$ ; 12 — параметрическое зеркало, прозрачное на  $\lambda_1$  и глухое на  $\lambda_c$ ; 13 — элемент из КТР для параметрического генератора излучения на  $\lambda_c$ ; 14 — пластина  $\lambda_1/4$ ; 15 — элемент из КТР для генерации второй гармоники излучения  $\lambda_2$ ; 16 — селективирующее зеркало.

Отличительной особенностью многофункционального лазера является генерация моноимпульсов излучения в каждом канале со своей длиной волны. Так, в каналах, в которых излучение выводится из резонатора через пластины-поляризаторы, могут быть поставлены каскады нелинейных элементов для генерации высших гармоник на длинах волн 532, 355 и 266 нм [4]. На рис. 4 приведен вариант с генерацией моноимпульсов только на основной длине волны ( $\lambda_1=1064$  нм) и на длине волны второй гармоники ( $\lambda_2=532$  нм). Оптимизация режима генерации высших гармоник по энергии моноимпульсов излучения осуществляется при подаче на электроды электрооптического элемента импульсов напряжения с амплитудой  $U < U_{\lambda_1/4}$ .

В оптической схеме многофункционального лазера обеспечена также возможность дискретной перестройки длины волны излучения в каналах с внутррезонаторными параметрическими генераторами [4,5]. При подаче на электроды электрооптического элемента импульсов напряжения  $U=U_{\lambda_1/2}$  генерация излучения высших гармоник практически прекращается, так как резонатор становится глухим для излучения на основной длине волны  $\lambda_1$ , являющейся волной накачки для внутррезонаторных параметрических генераторов, которые генерируют моноимпульсы излучения на сигнальных длинах волн  $\lambda_c$  и  $\lambda_c$ . Значения сигнальных длин волн  $\lambda_c$  и  $\lambda_c$  определяются выбором среза в нелинейных элементах из кристалла КТР и могут изменяться в спектральном диапазоне от 1570 до 3200 нм.

Таким образом, выбор комбинации нелинейных элементов и соответствующих параметрических зеркал позволяет создавать многофункциональные лазеры с заданным набором длин волн излучения. При создании рассмотренных выше многоканальных и многофункциональных лазеров необходимым условием являются два требования:

- в качестве активного элемента должны быть элементы из оптически изотропных кристаллов;
- в режимах работы лазера лучевая нагрузка на электрооптический элемент в каждой оптической схеме не должна превышать допустимый уровень по плотности энергии моноимпульсов излучения с  $\lambda_1$ , что обеспечивается соответствующим выбором энергии импульсов накачки на активный элемент.

### Заключение

Предложенная модернизация моноимпульсного лазера на АИГ:  $\text{Nd}^{3+}$  позволяет создавать многоканальные лазеры с одинаковой энергией моноимпульсов излучения в каждом канале и многофункциональные многоканальные лазеры с разными длинами волн излучения в каждом канале.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-02-2018-155).

### Литература

1. Букийон Ж.П., Брессон Ф., Берже Ю. Способ очистки поверхности материалов и устройство для его осуществления. Патент РФ №2037342 от 17.01.1989.
2. Бульбин А.А., Ляшенко А.И. Импульсный твердотельный лазер. Патент РФ №2390891 от 17.12.2008.

3. Бирюкова П.С., Ляшенко А.И. Импульсный твердотельный лазер. Заявка на полезную модель № 2018125978 от 13.07.2018.
4. Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. М.: Физматлит, 2004.
5. Алампиев М.В., Ляшенко А.И. Импульсные лазеры на АИГ:Nd<sup>3+</sup> с параметрическими генераторами света. Труды Российского научно-технического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С.Попова, Серия: акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации, выпуск X, с.184, Москва, Суздаль, 2017.

## MULTICHANNEL AND MULTIFUNCTIONAL MONOPULSE ND:YAG LASERS

p.s. Biryukova, P.S., PhD(Eng), s.c.c. Lyashenko, A.I.

Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation RAS  
seaweisbart63@yandex.ru, alexs1407@yandex.ru

One approach to development of multichannel monopulse solid-state lasers with same pulse energy in each channel for Nd:YAG lasers is considered. Optical schemes of multifunctional monopulse lasers lasing with different wave radiation in each channel at the expense of cascade high harmonic generation and intracavity parametric generation are suggested too.

**Keywords:** monopulse solid-state laser, electrooptic Q-switch, multichannel laser, high harmonic, parametric generation.



## МОНОИМПУЛЬСНЫЙ ЛАЗЕР НА АИГ: ND<sup>3+</sup> С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ АКТИВНОГО ЭЛЕМЕНТА

*д.т.н, с.н.с. Гармаш В.М.<sup>1</sup>, стажер-исследователь Володина Е.М.<sup>1</sup>,  
к.т.н., с.н.с. Ляшенко А.И.<sup>1</sup>, нач. отд. Сапожников С.М.<sup>2</sup>,  
нач.сектора Подкопаев А.В.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН.

<sup>2</sup>АО «НИИ «Полус» им. М.Д. Стельмаха.»

*garmash1@mail.ru, volodina.keit@mail.ru,  
alexs1407@yandex.ru, polus.354@mail.ru*

Рассмотрены проблемы при создании моноимпульсного лазера на АИГ:Nd<sup>3+</sup> с диодной накачкой в режиме электрооптической модуляции добротности резонатора. Предложены концепция построения квантрона с односторонней поперечной накачкой активного элемента из АИГ:Nd<sup>3+</sup> многоспектральными решетками лазерных диодов, оптическая схема резонатора и режим работы лазера.

Исследованы термические эффекты в решетках и активном элементе и их влияние на выходные параметры импульсов излучения лазера.

**Ключевые слова:** моноимпульсный твердотельный лазер, электрооптическая модуляция добротности, многоспектральная решетка диодов.

### Введение

Переход от традиционной ламповой накачки активных элементов в импульсных твердотельных лазерах к диодной накачке является одним из перспективных путей их дальнейшего развития [1]. Так, накачка активного элемента из алюмоиттриевого граната с ионами неодима (АИГ:Nd<sup>3+</sup>) излучением лазерных диодов на длине волны  $\lambda_n=808$  нм, попадающим в полосу поглощения ионов Nd<sup>3+</sup>, позволяет увеличить

КПД и срок службы лазера, уменьшить влияние термических эффектов в лазере, уменьшить веса и габариты блоков обеспечения, снизить уровень электромагнитных помех. Указанные выше преимущества диодной накачки сопровождаются более высокой стоимостью лазера и необходимостью решения проблем, возникающих при конструировании квантрона, выборе оптической схемы и режима генерации.

### 1. Системы диодной накачки

Для систем диодной накачки применяются лазерные GaAlAs диоды (ЛД), линейки лазерных диодов (ЛЛД) и решетки лазерных диодов (РЛД) [2].

Наиболее серьезной проблемой при их применении является зависимость длины волны излучения ЛД от температуры. С увеличением температуры окружающей среды или при саморазогреве ЛД при больших частотах повторения импульсов длина волны излучения ЛД возрастает со скоростью 0,3 нм/град. [3], что приводит к рассогласованию спектра излучения ЛД со спектром поглощения ионов  $Nd^{3+}$ . В результате эффективность системы накачки и, следовательно, энергия импульсов излучения лазера снижается. В случае же оптимального согласования спектров повышенные энергетические параметры лазера, работающего в режиме модуляции добротности резонатора, могут привести к разрушению компонентов его оптической схемы. Применение систем термостатирования (термоохладильников Пельтье, воздушных или жидкостных систем охлаждения) увеличивают энергопотребление, веса и габариты излучателя и блоков обеспечения. Отказаться от систем термостатирования возможно при продольной накачке через торец активного элемента [4]. Более мощные системы поперечной накачки через боковую поверхность активного элемента нуждаются, как минимум, в системах охлаждения [5].

Отказаться от систем прецизионного термостатирования Пельтье позволяют многоспектральные РЛД, излучающие в диапазоне 790...830 нм и состоящие из нескольких (от 2 до 5) групп ЛЛД [6]. Каждая группа ЛЛД излучает в отличном от других групп спектральном поддиапазоне, который при определенной температуре хорошо согласуется со спектром поглощения ионов  $Nd^{3+}$ .

### 2. Квантроны с поперечной диодной накачкой

В отличие от конструкций квантронов по осесимметричной схеме [7] с жидкостным охлаждением активного элемента, в настоящей работе предлагается конструкция квантрона, в котором корпус РЛД и активный элемент контактным образом закреплены на радиаторе. Через радиатор проходит жидкость (вода, спирт, тосол, антифриз), подаваемая из системы охлаждения с термостабилизацией хладагента. Активный элемент приближен к РЛД на минимально возможное расстояние и частично окружен сегментом цилиндрического отражателя с зеркально отражающим покрытием. При этом в распределении инверсной населенности в поперечном сечении активного элемента возникает область экстремально высоких значений, смещенная от геометрической оси активного элемента к РЛД. Более того односторонний контактный теплоотвод от активного элемента на радиатор приводит к установлению градиента температуры в поперечном сечении активного элемента и, как следствие, к термическому клину в том же направлении. Одинаковая направленность этих эффектов в плоскости симметрии квантрона позволяет устранить их влияние на пространственную структуру излучения лазера с помощью 90- градусной призмы-крыши в качестве концевого отражателя.

### 3. Оптическая схема резонатора

Сегмент отражателя должен иметь размеры, позволяющие ему «перехватывать» все излучение РЛД. Длина активного элемента определяется количеством РЛД и габаритами их корпусов. Так, для двух корпусированных многоспектральных РЛД предпочтительным оказался активный элемент из АИГ: $Nd^{3+}$  цилиндрической формы с размерами  $\varnothing 8 \times 100$  мм.

Чтобы снизить порог генерации и повысить плотность энергии импульсов излучения в лазере с активным элементом, обладающим большой площадью поперечного сечения, применяются многопроходные схемы резонатора, в которых поперечное сечение пучка излучения меньше площади сечения активного элемента [8]. На рис. 1 представлена оптическая схема резонатора, в которой призма-крыша «делит» поперечное сечение активного элемента пополам, а дополнительное глухое зеркало с прямолинейным краем перекрывает половину поперечного сечения активного элемента.

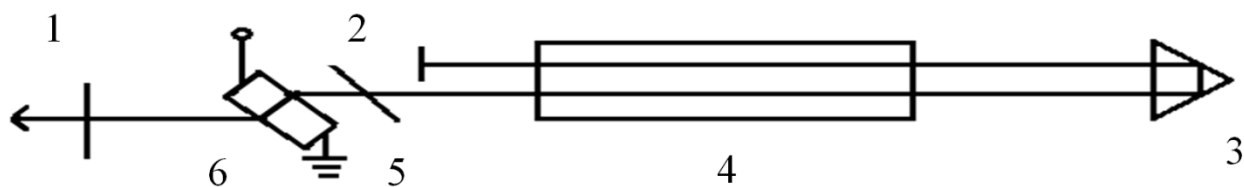


Рис. 1. Оптическая схема лазера на АИГ: $Nd^{3+}$ . 1- частично прозрачное зеркало, 2- глухое зеркало с прямолинейным краем, 3- 90 градусная призма- крыша, 4- активный элемент из АИГ: $Nd^{3+}$ , 5- пластина- поляризатор, 6- электрооптический элемент из  $LiNbO_3$ .

В данной оптической схеме происходит эквивалентное 2-х кратное увеличение длины активного элемента при полном обходе излучением резонатора, что приводит к 2-х кратному снижению порога генерации и значительному повышению плотности энергии импульсов излучения лазера.

#### 4. Режимы работы импульсного лазера на АИГ: Nd<sup>3+</sup>

Для режима импульсного лазера на АИГ: Nd<sup>3+</sup> с накачкой многоспектральными РЛД без прецизионной стабилизации температуры характерной особенностью является непостоянство эффективности системы накачки. При изменении температуры лазерных диодов в РЛД происходит смещение спектра излучения, что приводит к рассогласованию со спектром поглощения ионов Nd<sup>3+</sup>. В активном элементе с ростом температуры происходит уширение линии люминесценции и, как следствие, уменьшение коэффициента усиления. Как видно из энергетических характеристик лазера в режиме свободной генерации, представленных на рис. 2, при росте частоты повторения импульсов вследствие саморазогрева РЛД и нагрева активного элемента происходит падение дифференциального КПД. Расхождение характеристик при больших токах накачки происходит за 2...3 минуты после включения лазера.

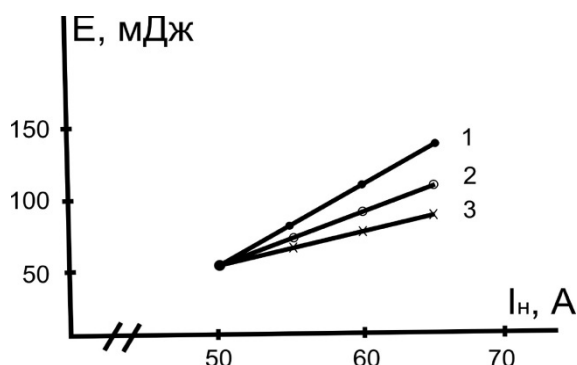


Рис. 2. Энергия импульсов излучения лазера на АИГ: Nd<sup>3+</sup> в режиме свободной генерации  $E$  от тока накачки  $I_n$  при частотах повторения импульсов  $F_{\text{и}}$ : 10 Гц(1), 20 Гц(2), 30 Гц(3).

Подобные колебания эффективности накачки особенно опасны в лазере, работающем в режиме модуляции добротности резонатора, так как в первые минуты работы повышенная энергия моноимпульсов, а точнее повышенная максимальная плотность энергии моноимпульсного излучения, может превысить порог разрушения оптических компонентов лазера. Такая же опасность существует в лазере при низких температурах окружающей среды и при низких частотах повторения импульсов.

Для предотвращения разрушений оптических компонентов лазер был переведен в режим включения добротности резонатора после окончания свободной генерации, в котором максимальная плотность энергии и энергия моноимпульсов излучения не может превысить заданный уровень [9].

Оперативный контроль за уровнем энергетических параметров моноимпульсов излучения на длине волны генерации с  $\lambda_1=1064$  нм удобнее всего проводить по измерениям энергии моноимпульсов излучения 2-й гармоники ( $\lambda_2=532$  нм) при внерезонаторном преобразовании излучения в элементе из кристалла КТР. Оперативный контроль эффективности системы накачки удобнее всего проводить по измерениям длительности импульсов свободной генерации на экране осциллографа, на вход которого подавался сигнал с фотодиода ФД-9. Результаты измерений представлены на рис. 3 в виде частотных характеристик энергии моноимпульсов 2-й гармоники излучения и длительности импульсов свободной генерации.

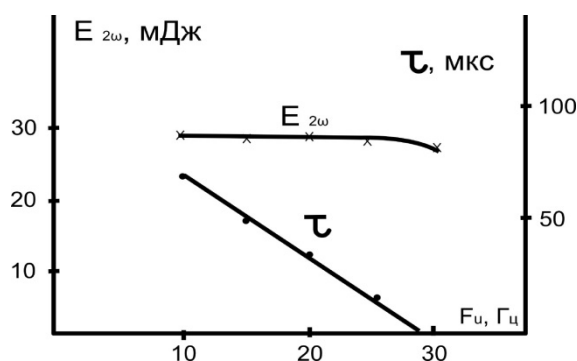


Рис. 3. Энергия моноимпульсов  $E_{2\omega}$  и длительности импульсов свободной генерации  $\tau$  2-й гармоники излучения лазера, работающего в режиме включения добротности резонатора после окончания свободной генерации, от частоты повторения импульсов  $F_{\text{и}}$ .

При увеличении частоты повторения импульсов от 10 до 30 Гц энергия моноимпульсов излучения 2-й гармоники практически не меняется, что свидетельствует о высокой стабильности энергетических параметров излучения с  $\lambda_1$ .

Длительность импульсов свободной генерации при этом заметно уменьшается, что свидетельствует о сильных изменениях эффективности системы накачки.

## Заключение

Результаты исследований, представленные в настоящей статье, могут быть использованы при создании лазеров, отличающихся стабильностью энергетических параметров моноимпульсов излучения при накачке многоспектральными решетками лазерных диодов без их прецизионного термостатирования, что позволяет уменьшить габариты и вес излучателя, а также уменьшить время готовности лазера к работе.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-02-2018-155).

## Литература

1. Дьякова Ю.Г., Куратов И.И., Мирошниченко Т.А. Твердотельные лазеры с накачкой лазерными диодами — перспективные источники когерентного излучения.- М.:ЦНИИ «Электроника», 1989. 72 с. (Обзор по электронной технике. Сер.11 Лазерная техника и оптоэлектроника: Вып. 6).
2. Кравцов Н.В. Основные тенденции развития твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой. Квантовая электроника. 2001. Т. 31 №8. с.661
3. Дураев В.П., Мармалюк А.А., Падалица А.А., и др. Влияние особенностей формирования квантоворазмерных гетероструктур InGaAs/(Al)GaAs на спектральные характеристики лазерных диодов, изготовленных на их основе //Квантовая электроника. 2008. №2. С. 97-102
4. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах и их применение. М. «Радио и связь», «Рикел», 1994. С. 269-280.
5. Гречин С.Г., Николаев П.П. Квантроны твердотельных лазеров с поперечной полупроводниковой накачкой. Квантовая электроника. 2009. Т. 39. №1. С. 1-17.
6. Gail Overton. Laser- diode arrays: multicolour uncooled diode array efficiently pumps Nd:YAG laser. Laser focus world. 1 August 2007.
7. Moon, H.-J., Yi, J., Han, J., Cha, B., Lee, J. Efficient diffusive reflector- type diode side- pumped Nd:YAG rod laser with an optical slope efficiency of 55% // Applied Optics. 1999. Vol. 38. No. 9. P.1772-1776.
8. Казаков А.А., Ляшенко А.И., Струкова В.В. Импульсный твердотельный лазер с генерацией высших гармоник. Патент РФ №2325021 от 06.09.2006.
9. Ляшенко А.И. Стабилизация энергетических параметров моноимпульсного многомодового излучения лазера на АИГ: Nd<sup>3+</sup> в режиме включения добротности резонатора после окончания свободной генерации. Физические основы приборостроения. 2017. Т.6. №3(25). С. 38-47.

## MONOPULSE ND:YAG WITH DIODE SIDE PUMP OF ACTIVE ELEMENT

Dr., s.c.c Garmash V.M., p.s. Volodina E.M., PhD(Eng), s.c.c. Lyashenko A.I.,  
PhD(Eng), ChD. Sapozhnikov S.M., ChS. Podkopaev A.V.

<sup>1</sup>Scientific and Technological Centre of Unigue Instrumentation RAS,

<sup>2</sup>AO Polyus Research Institute of M.F. Stelmakh  
garmash1@mail.ru, volodina.keit@mail.ru,  
alexs1407@yandex.ru, polus.354@mail.ru

Problems with development of monopulse diode pumped Nd:YAG laser operated in electrooptical Q-switch regime are considered. Development concept of kvantron with one-side interal pump by multicolor diode arrays, optical resonator scheme and laser operation are suggested. We investigated termal effects in arrays and active element and their influence on output laser parameters.

**Keywords:** monopulse solid-state laser, electrooptic Q-switch, multicolor diode array.



# **АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ**



## Авторский указатель

Анохин А.С.	147	Ефременков С.А.	58
Анциперов В.Е.	140	Жмуров А.А.	77
Апельцин В.Ф.	17	Зайцев А.В.	58
Балабуха Н.П.	55	Зинин П.В.	97, 101, 147, 151
Балашов А.А.	193	Зыкова Л.А.	137
Батанов В.В.	75	Ильинский А.В.	114, 184
Батшев В.И.	119, 122, 123, 127, 129, 132, 153	Карандин А.В.	91, 176
Баулин Ф.Б.	38	Каратеева А.А.	42
Бирюкова П.С.	196	Качурин Ю.Ю.	42
Боголюбов А.Н.	8, 12, 14, 33	Кашичкин А.С.	186
Богомолов А.Б.	151	Кашницкий А.В.	86
Боритко С.В.	176	Кинжагулов И.Ю.	111
Бородачев Л.В.	12	Кичулкин Д.А.	58
Будунова К.А.	19	Ковалевич А.С.	111
Булатов К.М.	109, 147	Коваленко И.Б.	77
Булатов М.Ф.	73	Коновалов С.Г.	144
Бурмак Л.И.	137	Коновалов Я.Ю.	23
Бурый Е.В.	38	Коняев Д.А.	33
Быков А.А.	14, 36, 122, 147	Коняев Д.А.	55
Бышевский-Конопко О.А.	91	Короленко П.В.	45
Вагин В.А.	162	Косых А.В.	51
Васильев Н.С.	49	Красавцев О.О.	58
Великовский Д.Ю.	91	Краснов И.О.	184
Винтайкин И.Б.	171	Краснов И.О.	114
Володина Е.М.	199	Крюков А.В.	123
Вольпян О.Д.	180	Кубанов Р.Т.	45
Гавлина А.Е.	119	Кузьмичёв А.И.	180
Гармаш В.М.	199	Кулаков С.А.	151
Голяк Иг.С.	193	Купрейчик М.И.	158
Голяк Ил.С.	193	Кутвицкий В.А.	151
Горевой А.В.	129	Кутуза И.Б.	86, 104, 147, 176
Гудимчук Н.Б.	77	Ломоносов А.М.	97
Гусаров А.И.	166	Львович И.Я.	51
Данилычев М.В.	65, 86, 140	Ляшенко А.И.	135, 196, 199
Дёмкин П.П.	189	Мазур М.М.	176
Дмитриев И.В.	135	Мансуров Г.К.	140
Егоров Р.А.	114	Мантрова Ю.В.	173
		Манцевич С.Н.	155

Мачихин А.С.	86, 122, 127, 129, 135, 153	Ружицкая Д.Д.	45
Мельситов О.А.	144	Русов Ю.С.	63
Могилевский И.Е.	8, 12	Рыжикова Ю.В.	45
Морозов А.Н.	93, 193	Саворский В.П.	86
Назаров Л.Е.	75	Савченко Е.В.	86
Назарова З.Т.	75	Сапожников С.М.	199
Науменко И.А.	104	Свешников А.Г.	14
Наумов А.А.	129	Смирнов А.А.	118
Новиков Д.А.	119	Соловьев В.А.	58
Ножкина А.В.	147	Степанова К.А.	111, 184
Носов П.А.	132, 186	Табалина А.С.	93
Обод Ю.А.	180	Тамбовцев Г.А.	51
Ольнев А.А.	118	Титов С.А.	97, 101, 104
Орехов Ф.С.	77	Фадеев А.В.	176
Панова О.Ю.	86	Федоров В.А.	77
Перфилов А.М.	122	Филоненко В.П.	147
Петров А.С.	27	Фуфурин И.Л.	93
Петухов А.А.	31	Хасанов И.Ш.	162
Пичугина Ю.В.	153	Хлебников Ф.Б.	33
Подкопаев А.В.	199	Холина Е.Г.	77
Подчапаев И.О.	123	Хорохорин А.И.	162, 193
Пожар В.Э.	176	Хохлов Д.Д.	122, 127, 153
Польщикова О.В.	127, 135	Царегородцев Е.Л.	58
Преображенский А.П.	51	Чопоров О.Н.	51
Прилуцкий А.А.	27	Чуриков Д.В.	69, 73
Проклов В.В.	82, 91	Шапкина Н.Е.	33, 55
Пропастин А.А.	63	Шерышев А.Е.	176
Пупырёв П.Д.	97	Шитикова К.М.	55
Рамазанова А.Г.	135	Шорин В.Н.	176
Резвов Ю.Г.	82	Штельман Л.В.	176
Ровенко В.В.	8, 12	Яблокова А.А.	132



## Научное издание

### Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации

Материалы 11-й Международной научно-технической конференции  
ARMIMP-2018  
Суздаль, 7 – 10 октября 2018 г.

<http://armimp.ru>

#### Исполнительная Дирекция РНТОРЭС

---

Телефоны:		E-mail:
+7 (903) 201-53-33	организация	<a href="mailto:rntores@mail.ru">rntores@mail.ru</a>
+7 (985) 733-91-91	доклады	<a href="mailto:doklad-rntores@mail.ru">doklad-rntores@mail.ru</a>
+7 (903) 221-79-79	финансы	<a href="mailto:vznos-rntores@mail.ru">vznos-rntores@mail.ru</a>
Сайт: <a href="http://www.rntores.ru">http://www.rntores.ru</a>		

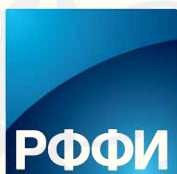
Отпечатано по заказу РНТОРЭС им. А.С. Попова  
107031, Москва, К-31, ул. Рождественка, д.:6/9/20 стр.1  
в типографии «DC Print», г. Москва,  
3-й Нижнелихоборский проезд, д. 1А, стр. 3, оф. 3  
25.09.2018, тираж 100 экз.

**Информационная поддержка:  
Журнал “Физические основы приборостроения”  
ISSN 2225-4293 [jfop.ru](http://jfop.ru)**



**Подписка на журнал оформляется  
через подписное агентство «Книга-Сервис»  
и объединенный каталог «Пресса России»  
(подписной индекс 29196)**

**СПОНСОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ**



**Российский фонд фундаментальных  
исследований**  
<http://www.rfbr.ru>



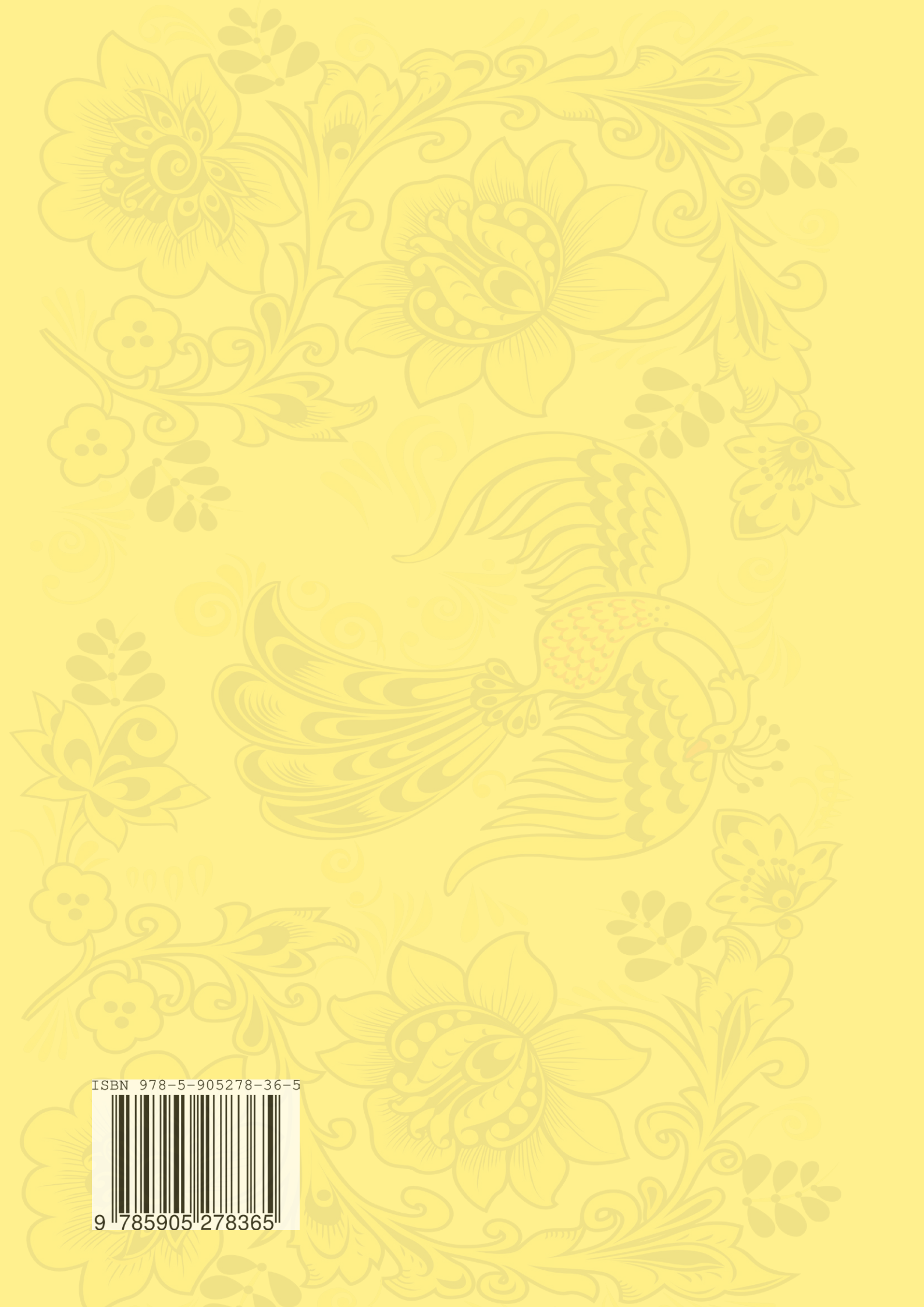
**Научно-технологический центр  
уникального приборостроения РАН**  
<http://ntcup.ru>



**Отделение нанотехнологий  
и информационных технологий РАН**  
<http://www.onit-ras.ru>



**ARMIMP-2018:**  
<http://www.armimp.ru>  
<http://rntores.ru/ARMIMP/ARMIMP.htm>



ISBN 978-5-905278-36-5



9 785905 278365