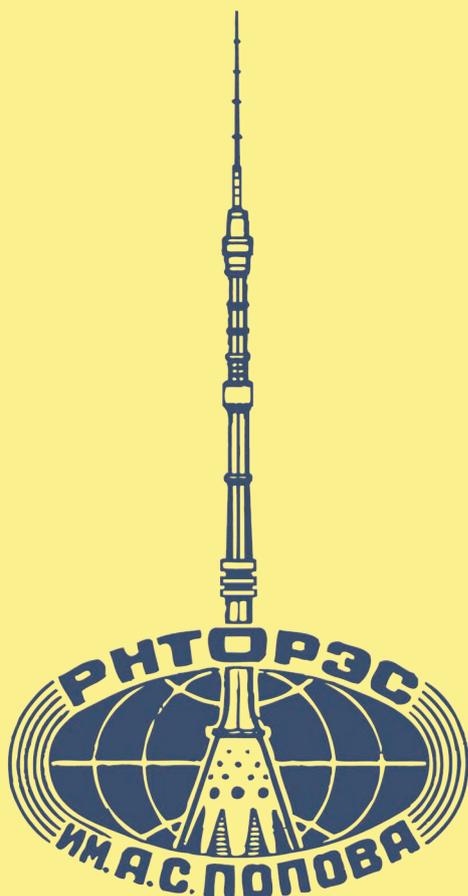


# ТРУДЫ

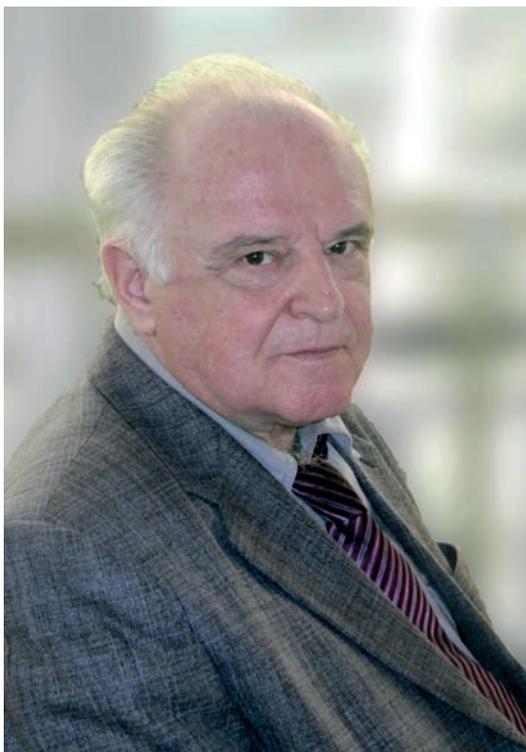
Российского научно-технического  
общества радиотехники, электроники  
и связи имени А.С. Попова

Серия: АКУСТООПТИЧЕСКИЕ  
И РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ  
ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ

Выпуск: XII



Москва, 2019



## К 80-ЛЕТИЮ

Заслуженного деятеля науки РФ, доктора физико-математических наук, профессора

## ВИКТОРА ФИЛИППОВИЧА КРАВЧЕНКО

Виктор Филиппович Кравченко — Заслуженный деятель науки РФ, доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник лаборатории 325 Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук.

Родился 5 октября 1939 года в г. Харькове в семье рабочего. Свою трудовую деятельность начал в 1957 г. с должности слесаря-монтажника кафедры теории авиадвигателей Харьковского высшего инженерно-военного авиационного училища. После успешного окончания в 1963 г. радиофизического факультета Харьковского госуниверситета им. А. М. Горького рекомендован Ученым советом факультета для поступления в аспирантуру и оставлен для работы ассистентом на кафедре радиоизмерений. С 1964 г. по 1967 г. — аспирант кафедры радиофизики ХИГМАВТ (ныне ХНУРЭ им. М. К. Янгеля). С 1968 г. — кандидат физико-математических наук. С 1969 г. по 1972 г. старший преподаватель, доцент кафедры теоретической и математической физики инженерно-физического факультета ХПИ им. В. И. Ленина. С 1972 г. по 1978 г. — начальник отдела теоретической и математической физики Харьковского государственного НИИ метрологии. С 1978 г. по 1982 г. — начальник лаборатории Харьковского приборостроительного завода им. Т. Г. Шевченко. В 1982 г. Министерством общего машиностроения СССР переведен на работу в НПО точных приборов (г. Москва), где по 1993 г. работал в должностях начальника сектора и Ученого секретаря института. С 1986 г. — доктор физико-математических наук, а с 1989 г. профессор. В 2005 г. присвоено почетное звание «Заслуженный деятель науки РФ».

В 1993 г. переведен на должность ведущего научного сотрудника ИРЭ РАН. С 1996 года главный научный сотрудник лаборатории 138, а с 2002 г. — 325.

В. Ф. Кравченко — крупный специалист в области системного анализа современных информационных технологий, прикладной математики и информатики, вычислительных методов, цифровой обработки сигналов и изображений, радиофизики. Автор и соавтор 28 монографий, более 975 научных работ, 11 изобретений. Им создана научная школа: подготовлено 11 докторов и 18 кандидатов наук.

В. Ф. Кравченко — заместитель главного редактора журнала «**Физические основы приборостроения**», Editor-in-Chief of the «**Journal of Measurement Science and Instrumentation**» (China), член редколлегии журнала «**Радиофизика и электроника**» (НАН Украины), член редколлегии журнала «**Telecommunications and Radio Engineering**» (Begell House inc, USA), член докторских Ученых советов НТЦ УП РАН и ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН. В течение более 30 лет ведет активную научно-педагогическую деятельность на кафедре «Высшая математика» ФН-1 МГТУ им. Н. Э. Баумана.

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

ISBN 978-5-905278-40-2

DOI: 10.25210/armimp-2019

**Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации:**  
Материалы 12-й Международной научно-технической конференции / Российское НТОРЭС  
им. А.С. Попова. Москва. Россия. 2019.

**Рецензенты:** проф. Боголюбов А.Н., проф. Кравченко В.Ф.

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

13 – 16 октября 2019, Москва, Россия

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

October 13 – 16, 2019, Moscow, Russia

**СБОРНИК ДОКЛАДОВ**

**PROCEEDINGS**

**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



ARMIMP-2019:  
<http://www.armimp.ru>

**ИНФОРМАЦИОННАЯ ПОДДЕРЖКА:**

Журнал «Физические основы  
приборостроения»  
jfop.ru

Авторы несут юридическую  
ответственность за содержание  
материалов, представленных в докладах

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

# СОДЕРЖАНИЕ ♦ CONTENTS

<b>ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ .....</b>	<b>7</b>
<b>Использование весовых функций Кравченко для помехоустойчивой обработки сигналов при наличии сосредоточенных по спектру помех</b> <i>Назаров Л.Е., Кравченко В.Ф., Пустовойт В.И. ....</i>	<b>8</b>
<b>Математическое моделирование задачи дифракции на цилиндре с рёбрами</b> <i>Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Ровенко В.В., Светкин М.И. ....</i>	<b>11</b>
<b>Бистатистическая локация поверхности моря с использованием СВЧ-радиоизлучения Солнца</b> <i>Данилычев М.В., Кутуза Б.Г., Саворский В.П., Смирнов М.Т., Ермаков Д.М. ....</i>	<b>14</b>
<b>СЕКЦИЯ 1, 2. МЕТОДЫ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ОПТИКЕ И РАДИОЛОКАЦИИ. R-ФУНКЦИИ, АТОМАРНЫЕ ФУНКЦИИ, ВЕЙВЛЕТЫ, ФРАКТАЛЫ И ХАОС .....</b>	<b>19</b>
<b>Скейлинг в характеристиках фракталоподобных многослойных систем с метаматериалами</b> <i>Аверочкин Е.П., Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. ....</i>	<b>20</b>
<b>Аппроксимация финитных сплайнов и атомарных функций рациональными дробями</b> <i>Будунова К.А. ....</i>	<b>23</b>
<b>Исследование конической безэховой камеры методами математического моделирования</b> <i>Кузьмич Т.А., Шапкина Н.Е., Балабуха Н.П. ....</i>	<b>26</b>
<b>Математическое моделирование электродинамических систем на основе метаматериалов</b> <i>Боголюбов А.Н., Мухартова Ю.В., Боголюбов Н.А., Мартынов Д.П. ....</i>	<b>29</b>
<b>Применение градиентных методов для оптимизации многослойных дифракционных решеток</b> <i>Петухов А.А., Артемьева М.В. ....</i>	<b>32</b>
<b>Задача поиска оптимальных параметров зеркального коллиматора со скругленными краями</b> <i>Хлебников Ф.Б., Коняев Д.А., Боголюбов А.Н., Шапкина Н.Е. ....</i>	<b>34</b>
<b>Регистрация сейсмических волн цунами с использованием многопозиционных интерферометрических радиолокационных систем зондирования поверхности океана с геосинхронной орбиты Земли</b> <i>Прилуцкий А.А., Переслегин С.В., Петров А.С., Сидорчук Е.А. ....</i>	<b>37</b>
<b>Задачи электромагнитной дифракции на телах с коническими точками</b> <i>Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Ровенко В.В. ....</i>	<b>42</b>
<b>Дипольные отклики диэлектрических сферических метаатомов</b> <i>Боголюбов А.Н., Рыбина А.В., Домбровская Ж.О. ....</i>	<b>44</b>
<b>Математическое моделирование импедансных волноводов</b> <i>Боголюбов А.Н., Ерохин А.И., Светкин М.И. ....</i>	<b>47</b>

<b>Метод конечных элементов, учитывающий особенности решения эллиптических задач в окрестностях угловых точек границы</b> <i>Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Светкин М.И., Ровенко В.В.</i> .....	50
<b>Проекционный метод расчета электромагнитного профиля цилиндрического волновода с импедансной границей</b> <i>Быков А.А.</i> .....	53
<b>Структура пространственных спектров фракталоподобных объектов</b> <i>Короленко П.В., Зотов А.М., Мишин А.Ю.</i> .....	56
<b>Хаотизация измерений в радиолокации</b> <i>Горбунов Ю.Н., Абакумова А.Ю.</i> .....	59
<b>Детектирование терагерцевых электромагнитных волн антиферромагнитными наноструктурами</b> <i>Габриелян Д.А., Стремоухов П.А., Сафин А.Р.</i> .....	63
<b>Генератор с выделенной инерционностью в микроволновом диапазоне длин волн</b> <i>Савельев С.В., Морозова Л.А.</i> .....	66
<b>Измерение и обработка электромагнитных сигналов биологических и водных сред</b> <i>Савельев С.В., Морозова Л.А.</i> .....	69
<b>Генерирование и излучение коротких импульсов молниевым разрядом</b> <i>Петров Н.И., Петрова Г.Н.</i> .....	71
<b>СЕКЦИЯ 3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ</b> .....	<b>75</b>
<b>Снижение размерности спектральных данных в фурье-спектроскопии</b> <i>Вагин В.А., Краснов А.Е., Никольский Д.Н.</i> .....	76
<b>Исследование технологических способов управления свойствами сегнетоэлектрической керамики системы ЦТС</b> <i>Мараховский М.А., Панич А.Е., Мараховский В.А., Панич Е.А.</i> .....	80
<b>Зависимость эффективности АО дифракции терагерцевого излучения в сжиженном элегазе от температуры и давления</b> <i>Никитин П.А.</i> .....	84
<b>Поляризатор терагерцевого излучения на основе взвешенных углеродных нанотрубок</b> <i>Никитин П.А., Герасимов В.В., Никитин А.К.</i> .....	86
<b>Методика идентификация молекул-биомаркеров в составе выдыхаемого человеком воздуха</b> <i>Фуфурин И.Л., Небритова О.А., Табалина А.С.</i> .....	89
<b>Интерферометр общего пути для цифровой голографии</b> <i>Власова А.Г., Мачихин А.С., Польщикова О.В., Пожар В.Э.</i> .....	92
<b>Особенности разработки моноимпульсных лазеров 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> ..	95
<b>Применение принципа причинности для преобразования оптических характеристик веществ</b> <i>Фуфурин И.Л., Табалина А.С., Голяк Иг.С., Морозов А.Н., Башкин С.В.</i> .....	98

<b>Автоматизация юстировки Фурье-спектрометра трассового типа</b> <i>Демкин П.П.</i> .....	101
<b>Метод диагностики состояния капиллярного русла при различных заболеваниях у детей</b> <i>Бережанский П.В., Турчанинов С.О.</i> .....	104
<b>Применение соотношений Крамерса-Кронига для анализа спектров рассеяния молекул, описываемых как ансамбль гармонических осцилляторов</b> <i>Фуфурин И.Л., Анфимов Д.Р.</i> .....	106
<b>Получение и исследование оптических свойств графитоподобного нитрида углерода</b> <i>Богомолов А.Б., Штельман Л.В., Зинин П.В., Кутвицкий В.А., Булатов М.Ф.</i> .....	109
<b>Возможности неинвазивного мониторинга артериального давления по данным регистрации сигнала пульсовой волны трехканальным датчиком нового типа</b> <i>Мансуров Г.К., Анциперов В.Е., Данилычев М.В., Бугаев А.С.</i> .....	112
<b>Использование пневматического датчика со встроенным каналом ЭКГ для неинвазивного измерения скорости распространения пульсовой волны артериального давления</b> <i>Анциперов В.Е., Мансуров Г.К., Данилычев М.В., Бугаев А.С.</i> .....	117
<b>Генерализация участков коры головного мозга как mesh-сети сообщающихся нейронов</b> <i>Анциперов В.Е., Кершнер В.А.</i> .....	121
<b>Дистанционный анализ веществ с применением динамического фурье-спектрометра</b> <i>Голяк И.С., Балашов А.А., Морозов А.Н., Хорохорин А.И.</i> .....	124
<b>Измерение деформаций по ультразвуковым данным при акустомикроскопических исследованиях механики разрушений композитов</b> <i>Титов С.А., Левин В.М., Петронюк Ю.С., Мороков Е.С.</i> .....	127
<b>Обработка сигналов фазированной ультразвуковой решетки с целью фокусировки в слоистых объектах</b> <i>Титов С.А., Зинин П.В.</i> .....	130
<b>Исследование спектров поглощения растительных объектов с помощью акустооптического видеоспектрометра</b> <i>Штельман Л.В., Егоров Д.П., Гапонов М.И.</i> .....	133
<b>Бесконтактный метод измерения распределения температуры по поверхности микрообъекта</b> <i>Баландин И.А., Батшев В.И.</i> .....	136
<b>Расчет оптической системы акустооптического видеоспектрометра, работающего в ближнем инфракрасном диапазоне</b> <i>Батшев В.И., Мачихин А.С., Пожар В.Э., Боритко С.В.</i> .....	138
<b>Двухканальный акустооптический фильтр для стереоскопического видеоспектрометра</b> <i>Батшев В.И., Мачихин А.С., Пожар В.Э.</i> .....	140
<b>Интерференционная установка для контроля формы выпуклых асферических зеркал диаметром до 250 мм</b> <i>Гавлина А.Е., Батшев В. И., Новиков Д.А.</i> .....	141
<b>Использование мощных лазеров для лазерного нагрева в ячейках высокого давления</b> <i>Быков А.А., Булатов К.М., Зинин П.В., Кутуза И.Б.</i> .....	143

<b>Применение зондовой видеоспектрометрической системы для теплового контроля труднодоступных объектов</b> <i>Быков А.А., Хохлов Д.Д., Мачихин А.С., Волков М.В.</i> .....	145
<b>Оценка применимости дифференциального АО спектрометра для определения положения линий в перекрывающихся спектрах</b> <i>Карандин А.В., Боритко С.В., Пожар В.Э.</i> .....	147
<b>Представление зависимости коэффициента излучения от длины волны в полиномиальном виде методом наименьших квадратов для измерения распределения излучательной способности</b> <i>Мантрова Ю.В., Зинин П.В., Булатов К.М., Быков А.А.</i> .....	151
<b>Исследование возможности применения акустооптической цилиндрической линзы для управления параметрами лазерного излучения</b> <i>Быханов А.Н.</i> .....	154
<b>Изображающий спектрометр на базе перестраиваемого акустооптического фильтра для полевой съемки</b> <i>Мартынов Г.Н., Гапонов М.И., Фомин Д.С., Ременникова М.В.</i> .....	156
<b>Электронная система, обеспечивающая эквидистантность точек регистрации интерферограммы в фурье-спектрометре</b> <i>Вагин В.А., Хорохорин А.И.</i> .....	158
<b>Влияние распространения потоков квазичастиц в твердотельном слое на потоки носителей заряда</b> <i>Керими М.Б.</i> .....	162
<b>Моделирование согласующих цепей на связанных линиях для широкополосного согласования низкоомных пьезопреобразователей акустооптических фильтров</b> <i>Наумович Н.М., Юбко А.П., Давыдов М.В., Мальцев О.С.</i> .....	165
<b>Лазерная система на АИГ:Nd<sup>3+</sup>, стабилизированная по энергии моноимпульсов излучения</b> <i>Бирюкова П.С., Ляшенко А.И.</i> .....	169
<b>Метод повышения резкости и контрастности деталей рентгеновских изображений</b> <i>Староверов Н.Е., Грязнов А.Ю., Потрахов Н.Н., Холопова Е.Д.</i> .....	172
<b>Антропоморфное нейромышечное управление протезами</b> <i>Кобелев А.В., Щукин С.И.</i> .....	175
<b>Разработка биотехнической системы распознавания биологических тканей при проведении хирургических операций</b> <i>Бычков Е.А., Кудашов И.А., Щукин С.И., Симакин С.Б., Митрофанов Е.А.</i> .....	177
<b>Метод гиперспектральной съемки в дифференциальной диагностике хронической спонтанной крапивницы и уртикарного васкулита</b> <i>Данилычева И.В., Катунина О.В., Борбат А.М., Данилычев М.В., Мачихин А.С., Польщикова О.В., Широков С.В., Шульженко А.Е.</i> .....	183
<b>АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ</b> .....	169



# ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

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

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

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕСОВЫХ ФУНКЦИЙ КРАВЧЕНКО ДЛЯ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ПО СПЕКТРУ ПОМЕХ

д.ф.-м.н. Назаров Л.Е.<sup>1</sup>, д.ф.-м.н., проф. Кравченко В.Ф.<sup>2,3</sup>,  
академик РАН Пустовойт В.И.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН

<sup>3</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

levnaz2018@mail.ru, kvf-ok@mail.ru

Приведено описание сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов и помехоустойчивых кодов, устойчивых к влиянию сосредоточенных по спектру помех. Дано описание алгоритма приема этих сигнальных конструкций с использованием весовых функций. Дан критерий оптимальности весовых функций. Показано, что ряд весовых функций Кравченко на основе атомарных функций относится к практически оптимальным окнам. Приведены вероятностные характеристики при приеме рассматриваемых сигнальных конструкций.

**Ключевые слова:** OFDM сигналы, сосредоточенные по спектру помехи, окна Кравченко, атомарные функции

В теории цифровой обработке сигналов широко применяются весовые функции (весовые окна) - с их использованием решается ряд проблем, связанных с разрешением сигналов, со снижением эффективности межканальных помех, с повышением помехоустойчивости передачи информации по каналам с сосредоточенными по спектру помехами (СПП) [1]. Поиск конструктивных решений для последней из этих проблем составляет самостоятельное научное направление в теории связи [2,3].

Методы снижения искажающего влияния СПП основаны на увеличении базы сигналов и на компенсации помех с использованием весовых функций [2-5]. В работах [3-5] приведены описания сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов (orthogonal frequency division multiplexing), разработанные алгоритмы их приема реализуют данное направление. Снижение действия СПП зависит от используемых весовых функций. Актуальными являются проблемы определения критериев их оптимальности и их практический выбор, определяющих максимальную помехоустойчивость передачи информации, а также анализ помехоустойчивости при приеме исследуемых сигнальных конструкций при наличии СПП.

В работах [3-5] показано, что весовые функции Хэмминга, Кайзера, Дольфа-Чебышева являются эффективными для обработки рассматриваемых сигналов. В докладе приведены результаты детального исследования класса весовых окон Кравченко на основе атомарных функций [2,6], составляющих альтернативу этим весовым функциям, даны результаты моделирования алгоритмов приема с использованием этих функций.

OFDM-сигналы  $\dot{s}(t)$  представляют сумму  $N$  парциальных гармонических сигналов на интервале опре-

деления  $T$  и задаются соотношением  $\dot{s}(t) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m=0}^{N-1} \dot{\alpha}_m \exp(j2\pi f_m t)$ , символы  $\dot{\alpha}_m$  задаются информаци-

онными последовательностями длительностью  $L = N \log_2 J$  с учетом сигнальных "созвездий" объемом  $J$  используемых сигналов.

СПП подобны по структуре парциальным сигналам, что обуславливает их эффективность по снижению помехоустойчивости по сравнению с моделью помехи в виде аддитивного белого гауссовского шума (АБГШ) [3]. Количественной мерой помехоустойчивости является вероятность ошибки на бит  $P_b$  при приеме сигналов.

Известные методы снижения эффективности СПП основаны на использовании методов их компенсации и на увеличении базы  $B$  сигналов [3]. При использовании сигналов с базой  $B$  вероятность  $P_b$  зависит от отношения  $\sqrt{BP_c / P_n}$  - происходит снижение эффективности СПП в  $B$  раз, здесь  $P_c$ ,  $P_n$  - мощности сигналов и СПП. При условии  $P_n / P_c > B$  снижается помехоустойчивость передачи информации. В этом случае повышение надежности передачи возможно обеспечить, используя OFDM-сигналы с увеличением базы  $B$  [3].

Формирование сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов [3-5], устойчивых к СПП, заключается в следующем. Информационные символы объемом  $K$  битов поступают на вход кодера помехоустойчивого кода. Выходная последовательность двоичных кодовых символов  $(\vec{\alpha}')$  с объемом

$K/R$  ( $R$  - кодовая скорость кода) поступает на вход перемежителя, каждый символ  $\vec{\alpha}_{n,i}$  с его выхода отображается в последовательность  $(\dot{\alpha}_{n,i}\dot{p}_0(i), \dots, \dot{\alpha}_{n,i}\dot{p}_{l-1}(i))$  длительностью  $l$  действием генератора удлиняющей последовательности. Здесь  $\dot{p}_j(i)$ ,  $j = 0, 1, \dots, l-1$  - символы последовательности с компонентами  $\pm 1$ . Последовательность символов длительностью  $Kl/R$  поступает на вход модулятора, реализующего обратное БПФ размерностью  $N$  и формирующего последовательность  $L = Kl/RN$  OFDM-сигналов. Для фиксированной частотной полосы удлиняющая последовательность увеличивает базу сигналов по отношению к базе исходных OFDM-сигналов в  $l$  раз.

Обработка входной реализации  $\vec{z}$  при приеме включает следующие этапы [3]: умножение отсчетов  $\vec{z}$  на весовую функцию; вычисление множества спектральных составляющих с использованием БПФ с размерностью  $N$  для взвешенной реализации; компенсацию рассматриваемых помех путем нелинейного преобразования частотных составляющих, в частности, ограничение частотных составляющих с амплитудой, превышающей порог  $P$ ; демодуляция OFDM-сигналов; дегермежевание отсчетов с выхода демодулятора и декодирование с их использованием.

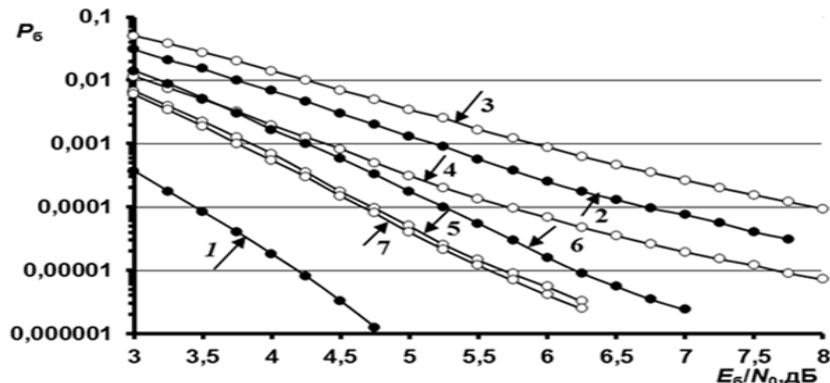
Оптимальность весовых функций при решении рассматриваемой задачи основывается на следующих критериях [5]:

- обеспечение минимальных значений боковых лепестков функций в частотной области;
- достижение минимума энергии спектра частотной характеристики функций за пределами задаваемой полосы;
- минимизация энергетических потерь по отношению к согласованной фильтрации;
- обеспечение максимальной ортогональности для парциальных сигналов с весовой обработкой.

Анализ показывает существование ряда весовых функций Кравченко со свойствами, практически удовлетворяющими сформулированным критериям оптимальности и сравнимых по этим свойствам с функцией Кайзера. В этот ряд входят функции Кравченко с параметрами  $n = 1$  и  $n = 2$ . Коэффициенты  $w(k)$  функций Кравченко задаются соотношением  $w(k) = ch_{a,n}(sk) / ch_{a,n}(0)$ ,  $s = (a-1)/n$ . Атомарные функции  $ch_{a,n}(t)$  с параметрами  $a, n$  определяются как финитные решения [2,6]

$$y^{(n)}(t) = a^{n+1} 2^{-n} \sum_{k=0}^n C_n^k y(at + n - 2k).$$

На рис. 1 приведены вероятностные кривые для сигнальных конструкций при наличии комплекса помех СПП и АБГШ, полученных путем моделирования разработанных алгоритмов приема, варьируемым параметром является сигнал/помеха  $E_6/N_0$  для АБГШ. Кривая 1 соответствует наличию лишь АБГШ - задаваемая вероятность ошибки  $P_6 = 10^{-4}$  обеспечивается при  $E_6/N_0 = 3.5$  дБ. Кривые 2, 3 и 4 соответствуют функции Кайзера, функциям Кравченко с параметрами  $n = 2$ ,  $a = 9.5$  и с параметрами  $n = 1$ ,  $a = 3.0$  для  $l = 2$ . Видно, что наиболее эффективной является функция Кравченко с параметрами  $n = 1$ ,  $a = 3.0$  - задаваемая вероятность ошибки достигается при  $E_6/N_0 = 5.75$  дБ и энергетические потери по отношению к кривой 1 не превышают 2.25 дБ. Для функции Кайзера задаваемая вероятность ошибки достигается при  $E_6/N_0 = 6.75$  дБ и энергетические потери по отношению к кривой 1 достигают 3.25 дБ. Функция Кравченко с параметрами  $n = 2$ ,  $a = 9.5$  характеризуется меньшей эффективностью - задаваемая вероятность ошибки обеспечивается при  $E_6/N_0 = 8.0$  дБ и энергетические потери по отношению к кривой 1 достигают 4.5 дБ.



**Рис. 1.** Вероятностные кривые для сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов при наличии АБГШ и СПП: кривая 1 – сверточный код при наличии АБГШ; кривая 2 – окно Кайзера ( $\beta = 6$ ,  $l = 2$ ); кривая 3 – окно Кравченко ( $n = 2$ ,  $a = 9.5$ ,  $l = 2$ ); кривая 4 – окно Кравченко ( $n = 1$ ,  $a = 3.0$ ,  $l = 2$ ); кривая 5 – окно Кравченко ( $n = 2$ ,  $a = 9.5$ ,  $l = 4$ ); кривая 6 – окно Кайзера ( $\beta = 6$ ,  $l = 4$ ); кривая 7 – окно Кравченко ( $n = 1$ ,  $a = 3.0$ ,  $l = 4$ ).

При увеличении значений  $l$  эффективность подавления ССП увеличивается. Кривые 5, 6 и 7 соответствуют параметру  $l = 4$  для рассмотренных выше функций. В этом случае вероятностные кривые для функций Кравченко с параметрами  $n = 1, a = 3.0$  и  $n = 2, a = 9.5$  практически совпадают - задаваемая вероятность ошибки обеспечивается при  $E_c / N_0 = 4.75$  дБ и энергетические потери по отношению к кривой  $l$  достигают 1.25 дБ. Функция Кайзера характеризуется меньшей эффективностью - задаваемая вероятность ошибки при его применении обеспечивается при  $E_c / N_0 = 5.25$  дБ и энергетические потери по отношению к кривой  $l$  достигают 2.25 дБ.

Анализ результатов моделирования показывает, что для рассматриваемой модели помех СПП весовая обработка с использованием функций Кравченко на основе атомарных функций с оптимальными параметрами  $n = 1, a = 3.0$  является наиболее эффективной по отношению к известным весовым функциям, включая функции Хэмминга, Кайзера, Дольфа-Чебышева.

#### Список литературы

1. Оппенгейм А., Шафер Р. Цифровая обработка сигналов. М.: Техносфера. 2006.
2. Кравченко В.Ф., Коновалов Я.Ю., Пустовойт В.И. Новый класс окон на основе семейства атомарных функций  $ch_{a,n}(x)$  и его применение в цифровой обработке сигналов // Радиотехника и электроника, 2015, т. 60, № 9, с. 931–943.
3. Назаров Л.Е., Зудилин А.С. Эффективность окон Кайзера и Кравченко-Кайзера при приеме сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов, устойчивых к сосредоточенным по спектру помехам // Физические основы приборостроения. 2018. Т.7, №3(29), стр.26-36.
4. Назаров Л.Е. Сигнальные конструкции на основе OFDM-сигналов, устойчивые к влиянию сосредоточенных по спектру помех. // Радиотехника и электроника, 2019, №8, стр. 787-795.
5. Кравченко В.Ф., Назаров Л.Е., Пустовойт В.И. Исследование эффективности весовых окон Кравченко при приеме сигнальных конструкций на основе OFDM-сигналов при наличии сосредоточенных по спектру помех // Радиотехника и электроника, 2019, т.64, №10, с. 976-983.
6. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018.

## THE APPLICATION OF KRAVCHENKO WEIGHT WINDOWS FOR NOISE-IMMUNE COMMUNICATION FOR CHANNELS WITH BAND CONCENTRATED INTERFERENCES

Nazarov L.E., Kravchenko V.F., and Pustovoit V.I.

levnaz2018@mail.ru, kvf-ok@mail.ru

The description of signal constructions based on OFDM-signals and noise-resistant codes, resistant to the influence of spectrum-concentrated noise, is given. The description of the algo-rhythm of reception of these signal constructions with the use of weight functions is given. The criterion of optimality of weight functions is given. It is shown that a number of Kravchenko weight functions based on atomic functions belong to almost optimal Windows. The reliability characteristics of the reception of the considered signal constructions are given.

**Key words:** OFDM, noise reduction, narrow-band noise, Kravchenko widows, atomic functions



# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ НА ЦИЛИНДРЕ С РЁБРАМИ

д.ф.-м.н., проф. Боголюбов А.Н., к.ф.-м.н., доцент Могилевский И.Е.,  
аспирант Ровенко В.В., аспирант Светкин М.И.<sup>1</sup>.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
bogan7@yandex.ru, imogilevsky@mail.ru,  
rovenko.vladimir@physics.msu.ru, mihail-svetkin@mail.ru

В докладе рассматривается математическое моделирование задачи дифракции на цилиндрическом объекте с кусочно-гладкой границей. Численное моделирование проведено с помощью модифицированного метода конечных элементов с выделением асимптотического разложения решений в окрестности особых точек.

**Ключевые слова:** математическое моделирование, численное моделирование, задачи дифракции, модифицированный метод конечных элементов.

## Введение

В настоящее время большой интерес представляют задачи дифракции, связанные с минимизацией рассеянного излучения от исследуемого объекта. Изучение этих задач может помочь, например, при конструировании маскирующих оболочек различных типов, авиастроении и построении волноведущих систем различных типов. В работе [1] при определённых частотах падающего излучения был получен эффект резонансного снижения рассеиваемого поля от гофрированного цилиндра с гладкой границей. Выясним наличие похожего эффекта при рассмотрении в качестве облучаемого объекта цилиндра с кусочно-гладкой границей, в частности, так называемый «ёжик» (рисунок. 1 в конце тезисов).

### 1. Постановка задачи

Рассматривается задача о падении плоской монохроматической волны  $\{\bar{E}_0 = \bar{E}e^{-i\omega t}, \bar{H}_0 = \bar{H}e^{-i\omega t}\}$  на цилиндр радиуса  $R_c$  при отсутствии 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  $\Sigma$ . Третье условие в системе (1) мы будем использовать в зависимости от удобства. Также нас будет интересовать поведение поля в окрестности точек излома границы.

Для данной задачи выполнены все условия представления компонент электромагнитного поля через две скалярные функции — функции Борнуса  $U$  (для поля электрического типа) и  $U'$  (для поля магнитного типа). Обе функции в цилиндрической системе координат удовлетворяют уравнению:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial \varphi} \right) + \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial U}{\partial \rho} \right) \right] + k^2 U = 0 \Rightarrow \Delta U + k^2 U = 0 \quad (2)$$

С помощью парциальных условий излучения на воображаемой поверхности  $\Sigma_{r=R>R_c}$ , а на поверхности проводящего цилиндра поставим условия первого рода  $U(P)|_{P \in \Sigma} = 0$  для поля электрического типа и условия второго рода  $\frac{\partial U(P)}{\partial n} \Big|_{P \in \Sigma} = 0$  для поля магнитного типа [3]. С добавлением парциальных условий излучения система уравнений для функций Борнуса  $\tilde{U}(r, \varphi)$  внутри поверхности  $\Sigma_R$  примет вид (зависимость от координаты  $z$  отсутствует):

$$\Delta \tilde{U} + k^2 \tilde{U} = 0 \text{ внутри } \Sigma_R \quad (3.1)$$

$$\tilde{U}(P)|_{P \in \Sigma} = 0 \text{ (эл. тип)} \quad \frac{\partial \tilde{U}(P)}{\partial n} \Big|_{P \in \Sigma} = 0 \text{ (магн. тип)} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{U}(r, \varphi)}{\partial r} = & \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_m(r) \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{U}(r, \varphi') e^{-im\varphi'} d\varphi' \right\} e^{im\varphi} + \frac{\partial U_0(r, \varphi)}{\partial r} - \\ & - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \gamma_m(r) \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} U_0(r, \varphi') e^{-im\varphi'} d\varphi' \right\} e^{im\varphi} \end{aligned} \quad (3.3)$$

## Модифицированный метод конечных элементов

Метод конечных элементов (МКЭ) [4] применяется для численного решения широкого класса краевых и начально-краевых задач математической физики в областях с различной геометрией, а также типами граничных условий. Эффективность МКЭ, как и у многих других численных методов, зависит от гладкости решения исходной задачи. В нашем случае сложной негладкой границы и при разрывных коэффициентах уравнений точность и скорость сходимости численного решения может существенно упасть. Для преодоления этой проблемы в данной работе предлагается метод конечных элементов с выделением асимптотического разложения решений в окрестности особых точек:

1. Выделяются окрестности особых точек;

2. Строятся аналитические решения внутри этих окрестностей в виде асимптотических разложений;
3. Полученные решения сшиваются с основным решением на сетке.

Таким образом, особенности решения в особых точках переносятся в виде условий сопряжения на границы выделенных окрестностей. Рассмотрим применение изложенного метода к задаче дифракции плоской волны на идеально проводящем теле, содержащим входящие углы, на которых могут возникать особенности градиента решения. Обозначим  $\Omega_c$  – рассматриваемое тело (цилиндр с кусочно-гладкой границей радиуса  $R_c$  – "ёжик") (Рисунок.1),  $\Omega$  – внешняя область. Выделим отдельно бесконечную точку, окружив ее окрестностью  $\Omega_o$  в виде внешней части круга радиуса  $R$ , и выделим окрестности всех входящих углов  $\{\Omega_n\}, n = 1 \dots N$ . Таким образом, с учётом вида падающей плоской волны и условий Зоммерфельда полное поле в  $\Omega_o$  представимо в виде:

$$U^{(0)}(r, \varphi) = e^{ikr} + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} D_m^{(0)} H_m^{(1)}(kr) e^{im\varphi}. \quad (4)$$

Окрестность входящего угла иголок "ежа"  $\Omega_n$  имеет вид сектора круга с раствором  $\omega_n > 3\pi/2$ . Решением уравнения Гельмгольца в  $\Omega_n$  с условием ограниченности в вершине угла и граничными условиями Неймана на лучах угла являются функции Бесселя нецелого порядка:

$$U^{(n)}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} D_m^{(0)} J_{\nu_{mn}}(kr) \cos(\nu_{mn}\varphi), \nu_{mn} = \pi m / \omega_n. \quad (5)$$

Здесь угол  $\varphi$  отсчитывается от одного из лучей угла,  $D_m^{(0)}$  – произвольные коэффициенты.

Аналогичная ситуация и в случае с условиями Дирихле:

$$U^{(n)}(r, \varphi) = \sum_{m=0}^{\infty} D_m^{(0)} J_{\nu_{mn}}(kr) \sin(\nu_{mn}\varphi), \nu_{mn} = \pi m / \omega_n \quad (6)$$

С помощью асимптотических представлений (4-6) находится решение исходной задачи для уравнения Гельмгольца на сетке и в окрестностях особых точек. Отдельно для случаев электрического и магнитного типов.

### Результаты моделирования

Программа реализована в пакете MATLAB. Отметим, что в случае условий Дирихле (поле электрического типа) будем численно использовать приближённые условия 3-го рода (так называемые "stiff springs", в силу  $c = 0$ ). Полученная программа позволяет находить картину распределения полного и дифрагированного полей, а также диаграммы направленностей рассеяния для функций Борнуса электрического (ЭТ) и магнитного типов (МТ) в случаях без выделения (БВО) и с выделением (СВО) окрестностей углов (рис. 1).

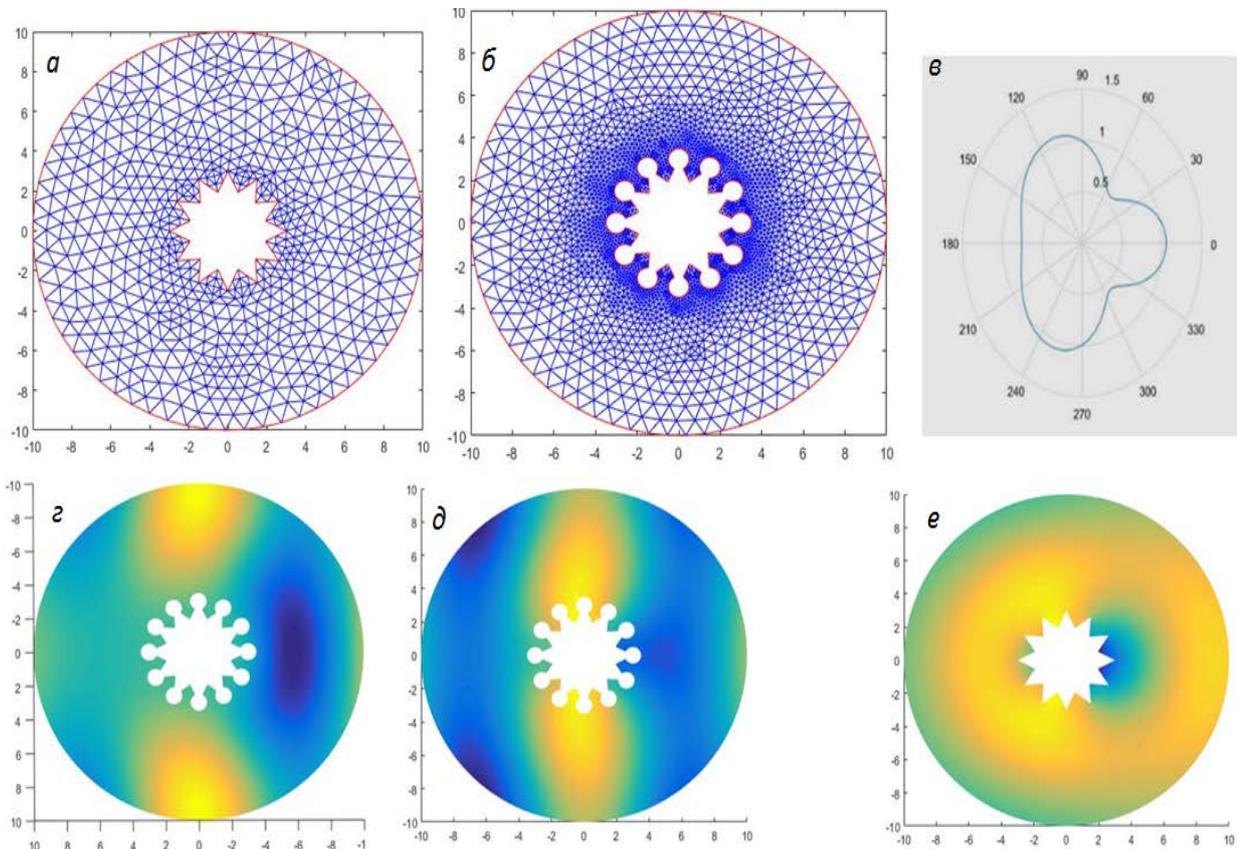


Рис. 1. Сетка БВО (а) и СВО (б). Диаграмма рассеяния для поля ЭТ БВО (в).  
Полные поля ЭТ (г) и МТ (д) СВО. Дифрагированное поле ЭТ БВО (е).

## Выводы

Проведено исследование задачи дифракции на цилиндре с кусочно-гладкой границей. При численном моделировании использован модифицированный метод конечных элементов с выделением асимптотического разложения решений в окрестности особых точек. Полученная программа позволяет находить картину распределения полного и дифрагированного полей, а также диаграммы направленностей рассеяния для функций Борнуса электрического (ЭТ) и магнитного типов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 19.01.00593, 18-31-00377 мол\_а.

## Список литературы

1. Боголюбов А.Н. и др. Волновое обтекание и резонансное снижение радиационной заметности протяженных гофрированных рассеивателей. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, издательство. Изд-во Моск. ун-та (М.), 2018.
2. Будаков Б. М., Самарский А. А., Тихонов А.Н. Сборник задач по математической физике / М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 688 с.
3. Свешников А. Г., Могилевский И. Е. Избранные математические задачи теории дифракции / Москва 2012, 239с.
4. Калиткин Н. Н., Альшина Е. А. Численные методы в двух книгах.// Кн. 1: Численный анализ. Москва: «Академия», 2013, 304 с.

## MATHEMATICAL MODELING OF DIFFRACTION PROBLEM ON A CYLINDER WITH EDGES

doctor, professor Bogolyubov A.N., doctor, associate professor Mogilevsky I.E.,  
post-graduate student Rovenko V.V., post-graduate student Svetkin M.I.

*Lomonosov Moscow State University, faculty of physics*  
bogan7@yandex.ru, imogilevsky@mail.ru,  
rovenko.vladimir@physics.msu.ru, mihail-svetkin@mail.ru

This report deals with mathematical modeling of the diffraction problem on a cylindrical object with a piecewise smooth boundary. Numerical simulation is carried out using a modified finite element method with the selection of asymptotic expansion of solutions in the vicinity of singular points.

**Keywords:** mathematical modeling, numerical simulation, diffraction problems, modified finite element method.



# БИСТАТИЧЕСКАЯ ЛОКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СВЧ-РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА

с.н.с., к.ф.-м.н. Данилычев М.В.<sup>1</sup>, г.н.с., д.ф.-м.н., проф. Кутуза Б.Г.<sup>1</sup>,  
в.н.с., к.ф.-м.н., доцент Саворский В.П.<sup>2</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н. Смирнов М.Т.<sup>2</sup>,  
в.н.с., д.ф.-м.н. Ермаков Д.М.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова РАН

dan496@yandex.ru, bkutuza@cplire.ru, savor@inbox.ru,  
msmirnov@mail.ru, pldime@gmail.com

**Аннотация.** В докладе рассматриваются результаты прямых и косвенных наблюдений по рассеянию СВЧ радиоизлучения Солнца на шероховатостях взволнованной поверхности моря. Делается вывод о ценности такого рода наблюдений для совершенствования радиационно-геофизической модели морской поверхности. Даются рекомендации по приборному обеспечению и методике бистатической локации поверхности моря с использованием СВЧ радиоизлучения Солнца.

**Ключевые слова:** бистатическая локация, СВЧ излучение, морская поверхность, Солнце, радиационно-геофизическая модель

Расчет взаимодействия радиоволн с морской поверхностью представляет собой весьма сложную задачу. Этому вопросу посвящено значительное количество статей, докладов и монографий [1-5]. Для микроволновой радиометрии требование аккуратного учета влияния поверхностного волнения с его шероховатостью, пенным покровом и рядом других специфических факторов имеет особое значение. Постоянная необходимость качественного улучшения методик восстановления пространственного распределения значений параметров системы “океан-атмосфера” означает, в свою очередь, необходимость учета всех природных и антропогенных компонент, дающих вклад в измеряемую антенную температуру [2]. В отличие от активной радиолокации, в случае ее пассивного аналога, т.е. СВЧ или микроволновой радиометрии у нас нет возможности минимизировать относительную величину вклада сторонних источников за счет увеличения мощности зондирующего сигнала. 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 направления. В первом случае наиболее часто используется модифицированный тем или иным образом метод Кирхгофа (МК) [1,2]. В этом методе в расчет принимаются только “достаточно крупные” поверхностные волны, чьи размеры и кривизна удовлетворяют следующим соотношениям:

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

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 мелкомасштабные 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 мелкомасштабной 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]:

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

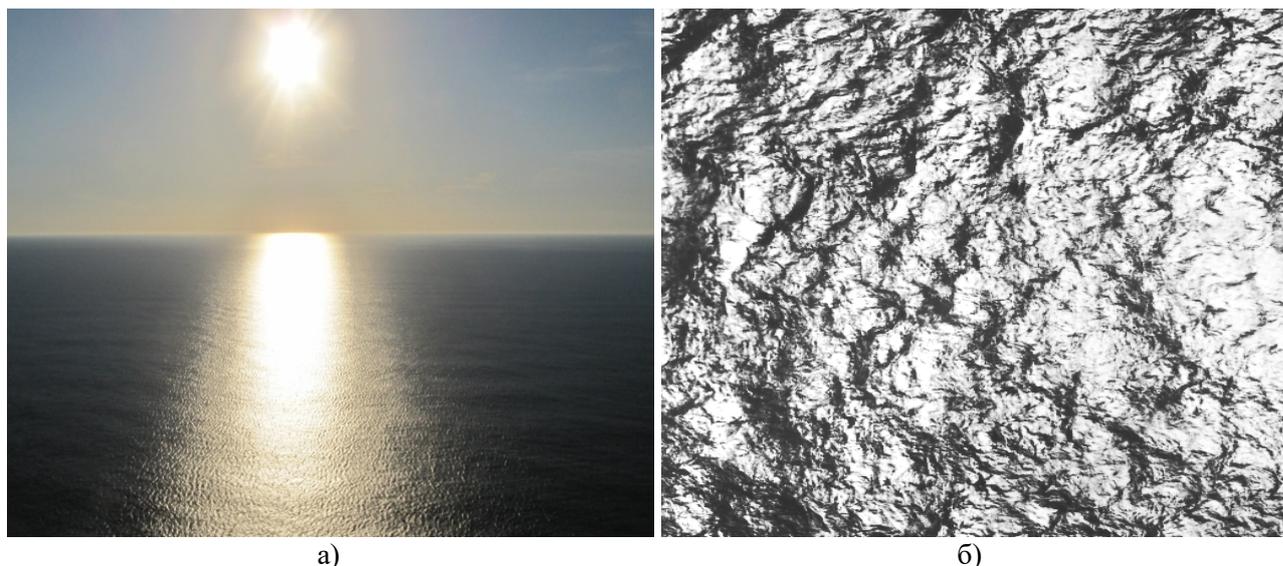
где  $\sigma_h$  – среднеквадратичное отклонение высот неровностей.

Иногда используется несколько иные формулировки этих ограничений, например:

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

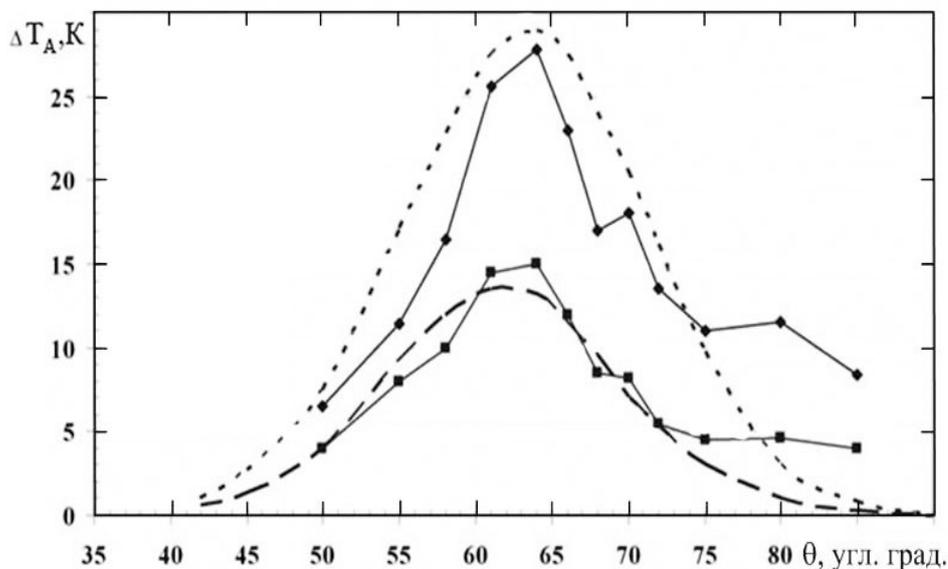
при этом под характерным продольным размером неровностей  $l_h$  здесь понимают величину  $\Lambda$ ,  $\Lambda / 2$  или близкий по значению радиус поверхностной корреляции этих мелкомасштабных неровностей [1,2]. Принципиальным моментом при практическом применении, как вариантов метода Кирхгофа, так и его двухмасштабных аналогов [1,2] является конкретное количественное определение теоретических соотношений типа (1) и (2). Помимо этого, приходится “расширять” и другие многочисленные “узкие” места. Ни одна из существующих в настоящее время радиационных моделей не может полностью удовлетворить потребностям дистанционного зондирования. Для совершенствования уже существующих или разработки новых радиационно-геофизических моделей необходимо последовательно улучшать качество и наращивать объем выполняемых эталонных измерений. По целому ряду причин, представляется весьма важным выполнение эталонных экспериментов по бистатической локации поверхности моря мощным малоразмерным (по угловой величине) источником шумового сигнала. В качестве такового разумно использовать наиболее мощный из имеющихся вокруг нас природных источников – наше Солнце. При наличии волнения и, в зависимости от высоты Солнца над горизонтом, возможны 2 сценария: 1) при высоте Солнца над горизонтом до 40-45 угловых градусов (зенитный угол более 50 градусов) реализуется режим “солнечная дорожка” с ярко выраженной азимутальной структурой (см.рис.1а); 2) при “высоком” Солнце дорожка трансформируется в сильно размытое пятно, которое стремится занять все поле зрения (см.рис.1б).

Анализ физических, геометрических и временных характеристик позволил сделать вывод о возможности выделения подсвета от рассеянного солнечного излучения на фоне собственного излучения системы “океан- атмосфера” путем использования режима “солнечная дорожка”. В этом режиме при “почти фиксированном” положении Солнца (незначительном изменении зенитного и азимутального углов) возможно выделение подсвета от Солнца методом азимутального сканирования при пошаговом изменении надирного угла приемной антенны. Подобная работа была проведена в ИРЭ им.В.А.Котельникова РАН в 1989-90 гг. в рамках подготовки программы подспутниковых экспериментов по проекту “Природа” [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. Полученные результаты позволили существенно уточнить методику расчета в области квазизеркального рассеяния для радиоволн в диапазоне 3-50 ГГц (см.рис.2).

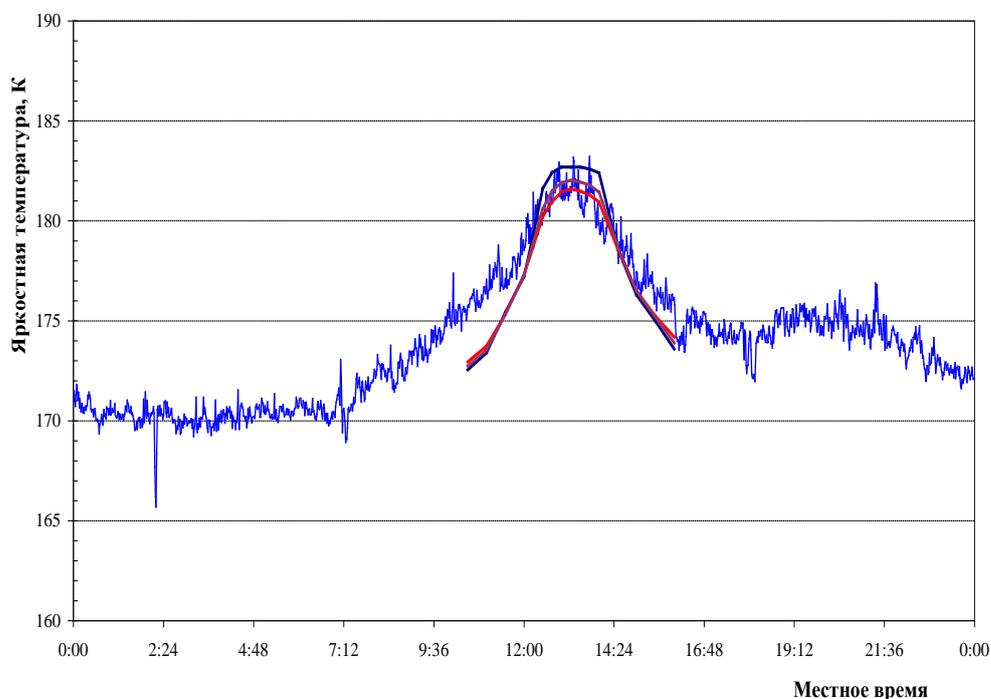


**Рис. 1.** а) Вид в оптическом диапазоне области квазизеркального рассеяния типа “солнечная дорожка” (при низких и средних углах Солнца над горизонтом).  
 б) Съемка в оптическом диапазоне из космоса поверхности океана в зоне обширного “солнечного блика”. Ориентация “в надир”, безоблачно, высокое положение Солнца.

В 2007-2010гг. в ходе экспериментов на этой же платформе, проводимых М.Т.Смирновым и коллегами [7-9], были получены попутные результаты, которые подтверждали разработанную ранее [6] методику расчетов в квазизеркальной области и для случая дециметровых волн. В отличие от экспериментов 1989-90гг. эти работы проводились в годы спокойного Солнца. Были использованы 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 и имела вертикальную поляризацию. Ширина диаграммы направленности на частоте 1.423 ГГц (длина волны 21.1см) составляла примерно  $34^\circ$  по уровню половинной мощности (очень широкая ДНА!).



*Рис. 2. "Подгонка" теоретических кривых величины вклада Солнца в измеряемую антенную температуру к экспериментальным данным по "разрезу" вдоль солнечной дорожки при зенитном угле Солнца  $\sim 61^\circ$  ( $\lambda = 6.0$  см,  $h$ - и  $v$ -поляризации).*



*Рис. 3. Сравнение теоретически рассчитанных и экспериментальных данных по прохождению отраженного Солнца через диаграмму направленности приемной антенны (23 октября 2009г.,  $\lambda = 21.1$  см,  $v$ - поляризация).*

Модельные расчеты вклада Солнца в принимаемое излучение были выполнены описанным в данной работе вариантом метода Кирхгофа. На рис.3 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). 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.

Данный эксперимент показал достаточно небольшое расхождение по величине максимального вклада между различными “ветровыми кривыми” – в пределах 2К при переходе от 5 к 15 м/с. Это объясняется прежде всего выбором вертикальной поляризации и конкретного угла наблюдения (около  $57^\circ$ ) для центрального луча, широкой (очень!) и симметричной ДНА и стабильно малым значением потока (~56 СЕП) спокойного Солнца во время измерения. Тем не менее, эта работа имела важное следствие – мы снова обратились к идее использования Солнца для бистатической локации поверхности моря и получения экспериментальных данных для совершенствования радиационной модели поверхности во всем диапазоне углов рассеяния. Независимый анализ полученных результатов привел к следующим выводам: 1) разработанная ранее [6] технология расчета по методу Кирхгофа демонстрирует хорошее совпадение с данными экспериментов по рассеянию в квазизеркальной области для радиоволн в диапазоне 1-50 ГГц; 2) необходимо доработать существующую модель расчетов путем аккуратного учета диаграммы направленности антенны [10]; 3) для устранения выявленных расхождений между результатами расчетов и экспериментом на склонах “солнечного пика” необходимо получение качественных данных о рассеянии в диффузной и переходной от нее к квазизеркальной областях. Схему проведенного эксперимента, после надлежащей доработки, можно рекомендовать как один из основных способов получения данных о характере рассеяния радиоволн СВЧ-диапазона морской поверхностью в широком диапазоне углов зондирования. При этом наиболее предпочтительным выглядит использование диапазона длин радиоволн от 2 до 6 см, направленных антенн с шириной ДНА  $\sim 10-15^\circ$  по уровню половинной мощности и выполнение измерений в годы спокойного Солнца. Метеоподдержка, включая волнографическое обеспечение, является обязательной.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках Государственного задания по теме №0030-2019-0008.

### Список литературы

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. Запевалов А.С. Влияние уклонов длинных волн на взаимодействие радиоволн с морской поверхностью //Журнал радиоэлектроники, 2017, №7, с.3-15 (1-13).
5. Кравченко В.Ф., Луценко В.И., Луценко И.В. Рассеяние радиоволн морем и обнаружение объектов на его фоне // М.: Физматлит, 2015, 448с.
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. А.В.Кузьмин, Ю.А.Горячкин, Д.М.Ермаков и др. Морская гидрографическая платформа “Кацивели” как подспутниковый полигон на Черном море //Иссл. Земли из космоса, 2009, №1, с.31–44.
10. Ключко В.К., Макарова О.Н. Влияние характеристик антенной системы радиометра на точность восстановления изображений //Вестник Рязанского ГРТУ, 2016, №57, с.16-20.

**BISTATIC LOCATION OF THE SEA SURFACE  
USING MICROWAVE RADIATION FROM THE SUN**

senior researcher, Ph.D. Danilychev M.V.<sup>1</sup>, chief researcher, D.Sc., professor Kutuza B.G.<sup>1</sup>,  
leading researcher, Ph.D., associate professor Savorskiy V.P.<sup>2</sup>,  
leading researcher, Ph.D. Smirnov M.T.<sup>2</sup>, leading researcher, D.Sc. Ermakov D.M.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS*

<sup>2</sup>*Fryazino branch of Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS*  
dan496@yandex.ru, bkutuza@cplire.ru, savor@inbox.ru,  
msmirnov@mail.ru, pldime@gmail.com

**Annotation.** The report discusses the results of direct and indirect observations of the scattering of microwave radiation of the sun on the roughnesses of rough sea surface. The conclusion is drawn on the value of such observations for improving the radiation-geophysical model of the sea surface. Recommendations are given on instrumentation and the bistatic location technique for the surface of the sea using microwave radiation from the sun.

**Key words:** bistatic location, microwave radiation, sea surface, the sun, radiation-geophysical model



**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**

# СКЕЙЛИНГ В ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФРАКТАЛОПОДОБНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ СИСТЕМ С МЕТАМАТЕРИАЛАМИ

студент Аверочкин Е.П.<sup>1</sup>, доцент, д.п.н., к.ф.-м.н. Рыжиков С.Б.<sup>2</sup>,  
ведущий н.с., к.ф.-м.н. Рыжикова Ю.В.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра оптики, спектроскопии и физики наносистем

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей физики  
ryzhikovaju@physics.msu.ru

В работе рассматриваются масштабные свойства спектральных характеристик фракталоподобных многослойных систем с метаматериалами имеющих потери поглощения. С помощью численного моделирования проанализирована устойчивость формы модельных образований в спектрах пропускания структур с фрактальными свойствами.

**Ключевые слова:** скейлинг, фракталы, многослойные системы, метаматериалы, паттерны, спектры пропускания

## Введение

В настоящее время существует обширная литература [1-3], посвященная изучению разнообразных свойств и возможностей практического использования фрактальных структур [4]. В частности, проводятся многочисленные исследования, посвященные изучению спектральных характеристик многослойных структур с фрактальными признаками [5-6]. Перспективным для разработки современных приборов, базирующихся на новых физических принципах – является изучение свойств многослойных структур с вставками из метаматериалов. Их совершенствование связано с разработкой и улучшением диагностических методик, позволяющих определять структурные особенности и оценивать качество рассматриваемых систем. Полезные для практики свойства таких систем во многом связаны с наличием устойчивых запрещенных зон к изменению наклона падающих световых волн. Это позволяет создавать оптические переключатели, высокочувствительные сенсоры и другие приборы. Поскольку свойственная многим из них фрактальность в значительной степени определяет их оптико-физические свойства, существует необходимость в определении степени влияния различных факторов (наличие метаматериалов, изменение геометрии системы и др.) на скейлинг их характеристик. В настоящей работе проводится анализ скейлинга фракталоподобных многослойных структур с метаматериалами на основе паттерного анализа [7] с учетом поглощения в метаслоях.

## 1. Модельные приближения

Литературные сведения [8-9] указывают на наличие устойчивых параметров – коэффициентов скейлинга, устанавливающих функциональное соответствие между структурными особенностями фрактальных объектов и их спектральными характеристиками. Расчет коэффициентов скейлинга связан с учетом специфики фрактальных объектов [8]. Условно их можно разбить на три группы. Фрактальные структуры первой группы характеризуются наличием одного постоянного коэффициента скейлинга как в структуре, так и в их спектральных характеристиках. Ко второй группе относятся фракталоподобные объекты, обладающие внутренней симметрией самоподобия. Структуры этой группы характеризуются наличием фрактальности спектров пропускания с одним значением коэффициента скейлинга. Фракталы третьей группы отличаются от первых двух тем, что им присуще различие коэффициентов скейлинга в геометрии фрактала и его спектральных характеристик.

В настоящей работе многослойные структуры (МС) с фрактальными элементами первой и второй группы задавались в виде блоков элементов  $A$  и  $B$ , чередующихся по определенному закону и соответствующих различным уровням генерации [5, 9]. Например, начальные уровни фракталоподобной системы Фибоначчи состоят из элементов:  $S_0 = B, S_1 = A, S_2 = AB$ . При переходе к более высокому структурному уровню используются правила замещения:  $A \rightarrow AB, B \rightarrow A$ . Величины  $A, B$  и порядок их следования определяют в МС чередование слоев с разными показателями преломления  $N_A$  и  $N_B$ . Слои  $A$  выполнены

из метаматериала, который в определенном спектральном диапазоне характеризуется отрицательным показателем преломления. При этом слои  $B$  выполнены из пористого кварца с показателем преломления  $n_B$ . Толщины слоев задавались равными  $d_A = 0.6$  см и  $d_B = 1.2$  см [10]. Диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_A$  и магнитная восприимчивость  $\mu_A$  метаматериала удовлетворяла дисперсионным соотношением [11]:

$$\varepsilon_A(f) = 1 + \frac{5^2}{0.9^2 - f^2 - if\gamma} + \frac{10^2}{11.5^2 - f^2 - if\gamma},$$

$$\mu_A(f) = 1 + \frac{3^2}{0.902^2 - f^2 - if\gamma},$$

где  $f$  – частота электромагнитного излучения,  $i$  – мнимая единица,  $\gamma$  – величина, характеризующая потери (величины  $f$  и  $\gamma$  записаны в ГГц). Дискретизация величины  $f$  задается с помощью соотношения  $f_k = 1.5(1 + 0.0033k)$ , где  $k = 0 \dots \tilde{N}_{\max}$  – коэффициенты дискретизации,  $\tilde{N}_{\max}$  – заданное дискретное значение, ограничивающее частотный интервал. Параметры окружающей среды принимались равными  $\varepsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ .

В ходе расчетов спектральных характеристик МС  $r(k)$  применяется матричный подход [12], учитывая закон Френеля для метаматериалов [13]. Для определения самоподобных фрагментов спектральных характеристик – паттернов, применялось логарифмическое представление спектров пропускания.

## 2. Результаты численного моделирования

Проведенные расчеты показали, что внесение метаматериалов значительно видоизменяет структуру спектральных характеристик многослойных систем. Эти изменения анализировались на основе использования паттерного подхода [7, 14] структур и характеристик рассматриваемых распределений. Регистрируя наличие и форму того или иного паттерна в спектральных характеристиках фракталоподобных систем, можно определить их геометрические особенности (тип структуры, наличие метаслоев, дефектов и др.).

В ходе исследований спектральных характеристик фракталоподобных МС различной геометрии было установлено, что формирование паттернов при отрицательных показателях преломления свойственно лишь структурам, у которых количество слоев с разными показателями преломления неодинаково. Это связано с тем, что в системах с одинаковым числом слоев  $A = B$  проявляется эффект фазовой компенсации, характерный для спектров пропускания периодических систем с метаматериалами [10].

На рис. 1 представлен пример фрагмента спектральной характеристики  $r(k)$  для Фибоначчи при изменении поглощения  $\gamma$  с учетом дисперсионных эффектов. Паттерн обозначен  $acdb$ . Приведенный фрагмент  $ab$  является наиболее устойчивой частью спектра к сохранению скейлинга при изменении поглощения до  $\gamma = 0.55$  ГГц. Для остальных участков спектра  $r(k)$  фиксация паттерных образований с некоторыми искажениями возможна при  $\gamma \leq 0.1$  ГГц. Определяемый из соотношения расстояний между максимумами паттерна  $ab$ , локальный коэффициент скейлинга имеет значение  $\zeta = ab / ad \approx 1.62$  близкое к коэффициенту золотого сечения.

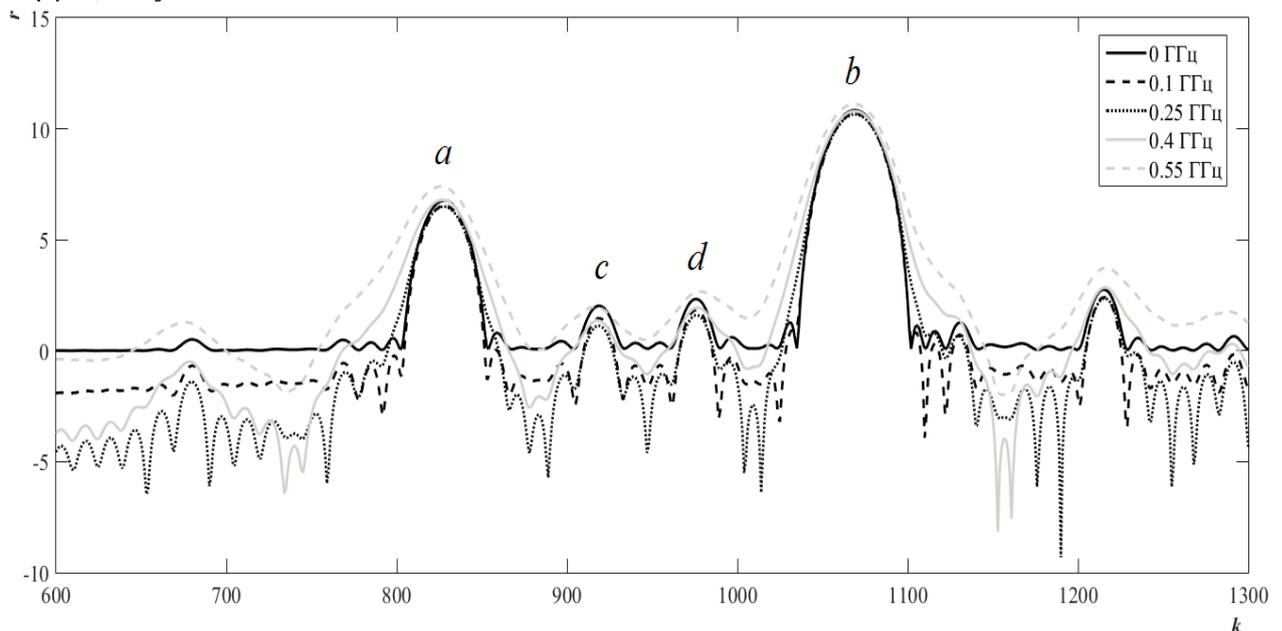


Рис. 1. Спектральные характеристики многослойной структуры Фибоначчи с метаслоями  $r(k)$  с учетом потерь на поглощение.  $acdb$  – область паттерна.

Результаты моделирования показали, что наличие поглощения метаслоев оказывает существенное сглаживающее влияние на самоподобные свойства спектральных характеристик фракталоподобных МС разной геометрии.

### **Выводы**

Выполненный анализ характеристик фракталоподобных многослойных структур с метаматериалами указывает на возможность установления взаимно однозначной связи между их структурными особенностями и спектрами пропускания на основе выявления паттерных образований и определения коэффициентов скейлинга в узком интервале изменения потерь на поглощение  $\gamma$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-01-00723 а).

### **Список литературы**

1. Боголюбов А.Н., Петухов А.А., Шапкина Н.Е. Оптическая дифракция на фрактальных решетках. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. Т. 63. № 2. 2008. С. 11-14.
2. Rotarov A.A., Ushakov P.A., Gil'mutdinov A.Kh. Elements, Devices, and Methods for Fractal Communication Technology, Electronics, and Nanotechnology. // Phys. Wave Phenom. V. 18(2). 2010. P. 119 – 142.
3. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в задачах физики и техники. М.: Техносфера, 2018.
4. Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. М.: Институт компьютерных исследований, 2002.
5. Negro L.D. Optics of Aperiodic Structures – Fundamentals and Device Applications. CRC Press Taylor & Francis Group, 2014.
6. Ryzhikova Yu., Mukhartova Iu., Ryzhikov S. Scaling properties of fractal-like structures. // Journal of Physics: Conference Series. V. 1141. 2018. P. 012059 (1-8).
7. Korolenko P.V., Ryzhikov S.B., Ryzhikova Yu.V. Pattern stability in diffraction of light from structures with self-similarity symmetry // Phys. Wave Phenom. V. 21. №. 4. 2013. P. 256-260.
8. Гридчина В.В., Короленко П.В., Рыжикова Ю.В. // Известия РАН. Серия физическая. Т. 79. №12. 2015. С. 1691-1694.
9. Короленко П.В., Логачев П.А., Рыжиков С.Б., Рыжикова Ю.В. Оптическая диагностика аппроксимантов 1D и 2D аperiodических структур. // Физические основы приборостроения. Т.3. №3. 2014. С. 66-71.
10. Daninthe H., Foteinopoulou S., Soukoulis C.M. Omni-Reflectance and Enhanced Resonant Tunneling from Multilayers Containing Left-Handed Materials. // Photon. Nanostruct. Fundam. Appl. №4. 2006. P. 123-131.
11. Aghajamali A., Javanmardi B., Barati M., Wu C.-J. Defect modes properties in periodic lossy multilayer containing negative index materials with symmetric and asymmetric geometric structures. // Optik. V. 125. 2014. P. 839-843.
12. Путилин Э.С. Оптические покрытия: Учебное пособие. / СПб.: СПбГУИТМО, 2010.
13. Веселаго В.Г. Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления. // УФН. Т. 173. № 3. 2003. С. 790-794.
14. Davydova M.G., Korolenko P.V., Ryzhikov S.B., Ryzhikova Yu.V. Pattern analysis of fractal properties in multilayer systems with metamaterials. // Phys. Wave Phenom. №1. V. 24. 2016. P. 17-21.

## **SCALING IN THE CHARACTERISTICS OF FRACTAL-LIKE MULTILAYER SYSTEMS WITH METAMATERIALS**

student, Averochkin E.P.<sup>1</sup>, docent, Dr. pedagogical sciences, Ph.D., Ryzhikov S.B.<sup>2</sup>,  
Leading Researcher, Ph.D., Ryzhikova Yu.V.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of optics, spectroscopy and nanosystems physics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University. Moscow

<sup>2</sup> Department of general physics, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State  
ryzhikovaju@physics.msu.ru

In this paper, the scaling properties of the spectral characteristics of fractal-like multilayer systems with metamaterials with absorption losses are considered. The stability of the pattern formations shape in the transmission spectra of structures with fractal properties is analyzed by means of numerical simulation.

**Keywords:** scaling, fractals, multilayer systems, metamaterials, patterns, transmission spectra



# АППРОКСИМАЦИЯ ФИНИТНЫХ СПЛАЙНОВ И АТОМАРНЫХ ФУНКЦИЙ РАЦИОНАЛЬНЫМИ ДРОБЯМИ

инж. Будунова К.А.

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

Впервые представлены формулы аппроксимации атомарных функций и сплайнов рациональными дробями. Предложено два метода построения приближений. В первом методе используются свертки функций Баттерворта. Полученные функции выражаются кратными суммами простейших дробей и являются монотонными на полуоси. Второй метод, пригодный для построения приближений произвольных финитных кусочно-полиномиальных функций, предполагает суммирование сдвинутых функций Баттерворта разного порядка. Показана возможность построения функции передачи физически реализуемых фильтров на основе полученных выражений.

**Ключевые слова:** атомарные функции, дробно-рациональная аппроксимация, теорема Кравченко-Котельникова, фильтры низких частот

## Введение

Эффективность применения обобщенной теоремы Котельникова на основе спектров атомарных функций с целью восстановления сигналов была показана во множестве работ. Практическим воплощением теоремы являются методы фильтрации. Ранее в работе [1] были построены цифровые КИХ-фильтры, частотные характеристики которых приближают функцию  $h_a(x)$  [2]. Их построение не сложно и может быть получено путем преобразования коэффициентов Фурье функции  $h_a(x)$ . Однако для получения цифровых БИХ-фильтров уже необходим некоторый аналоговый фильтр-прототип. Отсутствие «атомарных аналоговых фильтров» не позволяет также реализовывать формулу разложения Кравченко-Котельникова в цифро-аналоговом преобразовании.

## 1. Аппроксимация атомарных функций $h_a(x)$ и $B$ -сплайнов свёртками функций Баттерворта

Пусть  $P(x)$  – прямоугольный импульс,

$$P(x) = \begin{cases} 1, & |x| < 1, \\ 1/2, & |x| = 1, \\ 0, & |x| > 1, \end{cases}$$

$x$  – действительная переменная, а  $C$  – некоторый замкнутый контур, пересекающий действительную ось в точках  $z = \pm 1$  и ограничивающий односвязную область на комплексной плоскости, содержащую все точки интервала  $(-1, 1)$ . Нетрудно убедиться, что

$$\frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{dz}{z + \omega} \equiv P(\omega), \quad \omega \in \mathbb{R}.$$

Выберем в качестве  $C$  окружность единичного радиуса с центром в начале координат, сделаем замену  $z = e^{i\varphi}$  и вычислим интеграл приближенно по формуле прямоугольников, используя  $2n$  значений угла  $\varphi$

$$\frac{1}{2\pi i} \oint_C \frac{dz}{z + \omega} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{i\varphi} d\varphi}{e^{i\varphi} + \omega} \approx \frac{1}{2n} \sum_{l=0}^{2n-1} \frac{e^{i\varphi_l}}{e^{i\varphi_l} + \omega}, \quad \varphi_l = \frac{\pi}{2n} + l\Delta\varphi, \quad \Delta\varphi = \frac{\pi}{n}. \quad (1)$$

Вычисляя сумму дробей в (1), получим функцию Баттерворта

$$\frac{1}{2n} \sum_{l=0}^{2n-1} \frac{e^{i\varphi_l}}{e^{i\varphi_l} + \omega} = \frac{1}{1 + \omega^{2n}}. \quad (2)$$

Представление (2) может быть использовано для вычисления обратного преобразования Фурье функции Баттерворта. Известно, что

$$F^{-1}[1/(b \pm i\omega)] = \theta(\pm x)e^{\mp bx}, \quad b > 0.$$

Преобразуем сумму в левой части (2) и вычислим обратное преобразование Фурье

$$\begin{aligned} F^{-1} \left[ \sum_{l=0}^{2n-1} \frac{e^{i\varphi_l}}{e^{i\varphi_l} + \omega} \right] &= F^{-1} \left[ \sum_{l=0}^{n-1} \frac{-ie^{i\varphi_l}}{\sin \varphi_l - i(\omega + \cos \varphi_l)} + \sum_{l=n}^{2n-1} \frac{ie^{i\varphi_l}}{-\sin \varphi_l + i(\omega + \cos \varphi_l)} \right] = \\ &= -\theta(-x) \sum_{l=0}^{n-1} ie^{i\varphi_l} e^{-ie^{i\varphi_l} x} + \theta(x) \sum_{l=n}^{2n-1} ie^{i\varphi_l} e^{-ie^{i\varphi_l} x}. \end{aligned} \quad (3)$$

Формула (3) позволяет осуществлять всевозможные свёртки функций Баттерворта, и таким образом, приближать сплайны. Рассмотрим сначала сплайны  $B^{(N)}(x)$ , которые являются  $N$ -кратными свертками прямоугольных импульсов

$$B^{(N)}(x) = \underbrace{P(2x) * \dots * P(2x)}_{N+1}$$

Вычислим обратное преобразование Фурье свертки  $N+1$  функций Баттерворта

$$F^{-1} \left[ \frac{1}{1+(2\omega)^{2n}} * \dots * \frac{1}{1+(2\omega)^{2n}} \right] = \frac{\pi^N}{2^N n^N} \left( -\theta(-x) \sum_{l=0}^{n-1} i e^{i\varphi_l} e^{-i e^{i\varphi_l} x/2} + \theta(x) \sum_{l=n}^{2n} i e^{i\varphi_l} e^{-i e^{i\varphi_l} x/2} \right)^N =$$

$$= \frac{i^N \pi^N}{2^N n^N} \left( (-1)^N \theta(-x) \sum_{l_1, \dots, l_N=0}^{n-1} e^{i(\varphi_{l_1} + \dots + \varphi_{l_N})} e^{-i(e^{i\varphi_{l_1}} + \dots + e^{i\varphi_{l_N}})x/2} + \theta(x) \sum_{l_1, \dots, l_N=n}^{2n} e^{i(\varphi_{l_1} + \dots + \varphi_{l_N})} e^{-i(e^{i\varphi_{l_1}} + \dots + e^{i\varphi_{l_N}})x/2} \right).$$

Осуществляя прямое преобразование Фурье, получим аппроксимацию  $B$ -сплайна

$$B^{(N-1)}(\omega) \approx \frac{i^{N+1} \pi^{N-1}}{2^{N+1} n^N} \left( \sum_{l_1, \dots, l_N=0}^{n-1} \frac{(-1)^N e^{i(\varphi_{l_1} + \dots + \varphi_{l_N})}}{\omega + (e^{i\varphi_{l_1}} + \dots + e^{i\varphi_{l_N}}) / 2} - \sum_{l_1, \dots, l_N=n}^{2n-1} \frac{e^{i(\varphi_{l_1} + \dots + \varphi_{l_N})}}{\omega + (e^{i\varphi_{l_1}} + \dots + e^{i\varphi_{l_N}}) / 2} \right). \quad (4)$$

Построим таким же образом приближение атомарной функции  $h_a(x)$  [2]. Известно, что данная атомарная функция является пределом последовательности  $M$ -кратных частичных свертков [2]

$$h_a(x) \approx h_a^{(M)}(x) = \left( \frac{a}{2} P(ax) \right) * \left( \frac{a^2}{2} P(a^2 x) \right) * \dots * \left( \frac{a^M}{2} P(a^M x) \right).$$

Осуществляя обратное преобразование Фурье свертки функций Баттерворта, преобразовывая выражение и вновь переходя в частотную область, получим формулу

$$h_a^{(M)}(\omega) \approx \frac{i^{M+1} \pi^{M-1}}{2^{M+1} n^M} \left( \sum_{l_1, \dots, l_M=0}^{n-1} \frac{(-1)^M e^{i(\varphi_{l_1} + \dots + \varphi_{l_M})}}{\omega + (e^{i\varphi_{l_1}} / a + \dots + e^{i\varphi_{l_M}} / a^M)} - \sum_{l_1, \dots, l_M=n}^{2n-1} \frac{e^{i(\varphi_{l_1} + \dots + \varphi_{l_M})}}{\omega + (e^{i\varphi_{l_1}} / a + \dots + e^{i\varphi_{l_M}} / a^M)} \right). \quad (5)$$

Графики некоторых построенных по формулам (4), (5) рациональных функций приводятся на рис. 1. Среднеквадратическая погрешность приближения сплайна  $h_3^{(1)}(\omega)$  по формуле (5) при  $n = 20$  составила 0.00567, абсолютная 0.04.

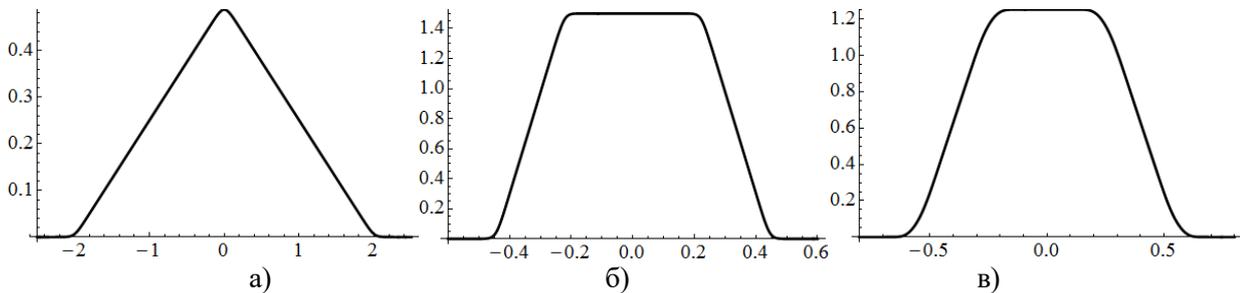


Рис. 1. Аппроксимация сплайна  $B^{(1)}(\omega)$  по формуле (4) (а), сплайнов  $h_3^{(2)}(\omega)$  (б) и  $h_{2.5}^{(3)}(\omega)$  (в) по формуле (5) при  $n = 20$ .

Функция вида (5) на первый взгляд содержит слишком много нулей и полюсов, что усложняет ее практическое применение для построения фильтров. Однако формула может быть усовершенствована. Так, для  $M = 2$ ,  $a = 3$  нули и полюсы, лежащие в открытом круге радиуса  $1/a + 1/a^2$ , при  $n \rightarrow \infty$  взаимно сокращаются. Оставшиеся полюсы лежат на кривой, приближающейся при больших  $n$  к окружности радиуса  $1/a + 1/a^2$ . Несокращающиеся нули располагаются на нескольких эллипсах и прямой  $\text{Re } \omega = 0$  (рис. 2).

Модуль частотной характеристики физически реализуемого фильтра, аппроксимирующий атомарную функцию  $h_a(\omega)$ , может быть получен путем отброса нулей и полюсов, лежащих в нижней полуплоскости и удвоения их кратности в верхней полуплоскости.

## 2. Приближения финитных сплайнов сдвигами функций Баттерворта с весом

Пусть  $x_0 < x_1 < \dots < x_L$  – последовательность точек на оси абсцисс,  $f_1(x), \dots, f_L(x)$  – полиномы, а  $f(x)$  – кусочно-полиномиальная функция из  $L$  кусков, определяемая формулой

$$f(x) = \sum_{l=1}^L f_l(x) P((2x - x_{l-1} - x_l) / (x_l - x_{l-1})). \quad (6)$$

Очевидно, что функцию  $f(x)$  можно аппроксимировать, заменяя в (6)  $P(x)$  функцией Баттерворта. Экспериментально было установлено, что, если брать функции Баттерворта одного порядка, последовательность взвешенных сумм сходится к  $f(x)$  в смысле среднего квадратического, но не равномерно.

Равномерно сходящуюся последовательность удалось получить, меняя порядок функции Баттерворта в зависимости от длины участка. Полагая  $s_l = x_l - x_{l-1}$ , выберем  $s_0 = \max_{l=1, \dots, L} s_l$ . Приближение функции  $f(x)$  имеет вид

$$f(x) \approx \sum_{l=1}^L f_l(x) \left( 1 + ((2x - x_{l-1} - x_l) / s_l)^{2n_l} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где  $n_l = [s_l n / s_0]$ ,  $[\cdot]$  – целая часть числа,  $n$  – порядок функции Баттерворта, аппроксимирующей прямоугольный импульс на отрезке  $[x_{l-1}, x_l]$ .

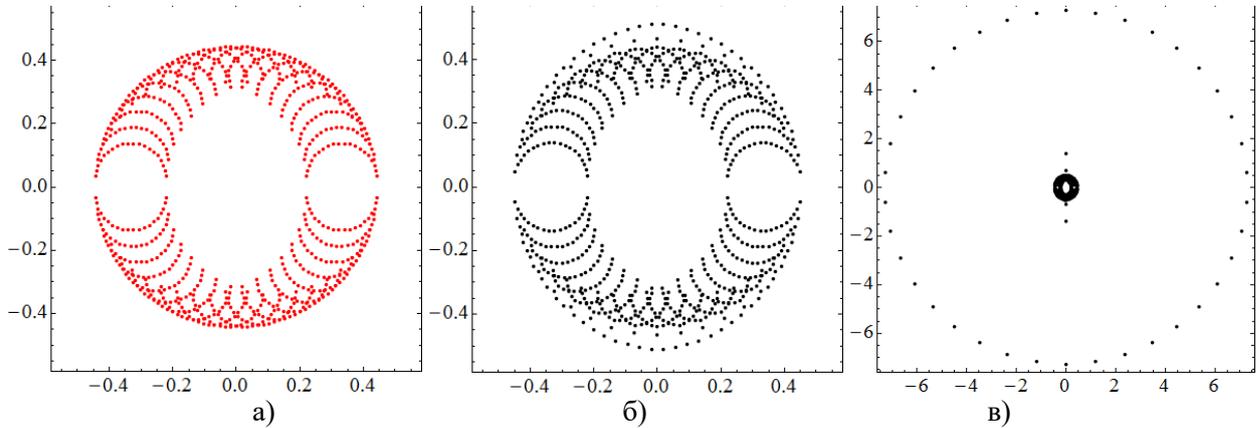


Рис. 2. Расположение на комплексной плоскости полюсов (а) и нулей (б), (в) рациональной функции, приближающей сплайн  $h_3^{(2)}(\omega)$  по формуле (5) при  $n = 20$ .

Используем описанный метод для построения фильтра низких частот с АЧХ, приближающей сплайн  $h_3^{(2)}(\omega)$ . Формулу (7) применим к функции  $(h_3^{(2)}(\omega))^2$

$$(h_3^{(2)}(\omega))^2 \approx \sum_{l=1}^L f_l(\omega) \left( 1 + ((2\omega - \omega_{l-1} - \omega_l) / s_l)^{2n_l} \right)^{-1} = |H(j\omega)|^2,$$

где  $|H(j\omega)|$  – АЧХ искомого фильтра,  $j$  – мнимая единица. Числитель и знаменатель функции  $|H(j\omega)|^2$  – положительные многочлены переменной  $\omega^2$  с вещественными коэффициентами. Переходя к переменной  $s = j\omega$  и выбирая полюсы и нули, лежащие в левой полуплоскости, получим физически реализуемый фильтр с АЧХ  $|H(j\omega)| \approx h_3^{(2)}(\omega)$  (рис. 3а). Нули и полюсы  $|H(j\omega)|^2$  показаны на рис. 3б.

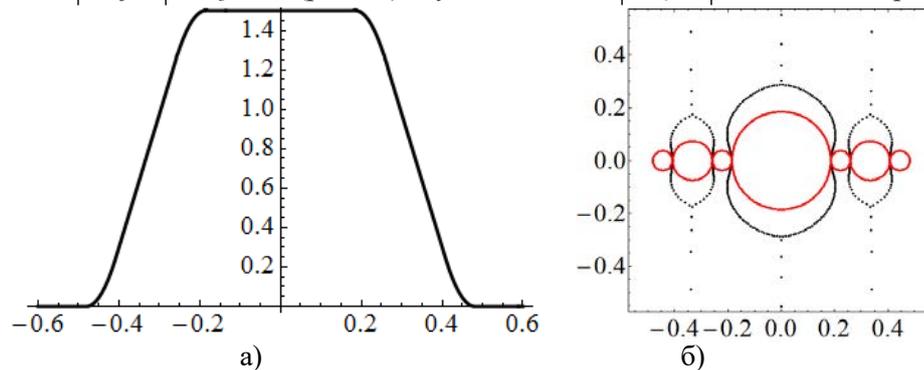


Рис. 3. Функция  $|H(j\omega)|$  при  $n = 100$  (а), нули (черным) и полюсы (красным) функции  $|H(j\omega)|^2$  при  $n = 100$  (б).

## Выводы

Впервые предложены формулы аппроксимации B-сплайнов и атомарных функций рациональными дробями. Представленные методы найдут свое применение в задачах цифровой и аналоговой фильтрации.

## Список литературы

1. Будунова К.А., Кравченко В.Ф., Пустовойт В.И. Цифровые низкочастотные фильтры на основе спектров атомарных функций. Радиотехника и электроника, 2019, т. 64, № 10. DOI: 10.1134/S0033849419100036
2. Кравченко В.Ф., Кравченко О.В. Конструктивные методы алгебры логики, атомарных функций, вейвлетов, фракталов в физике и технике / Под ред. В.Ф. Кравченко. М.: Техносфера, 2018.

## APPROXIMATION OF COMPACTLY SUPPORTED SPLINES AND ATOMIC FUNCTIONS WITH RATIONAL FRACTIONS

Eng. K.A. Budunova

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

Formulae for approximation of atomic functions and splines with rational fractions are presented. Two methods of constructing approximations are proposed. The first method uses convolutions of the Butterworth functions. The resulting functions are expressed as multiple sums of elementary fractions and are monotone on the semi-axis. The second method, suitable for constructing approximations of arbitrary finite piecewise polynomial functions, involves the summation of shifted Butterworth functions of different order. The possibility of constructing the transfer function of physically realizable filters based on the obtained expressions is shown.

**Keywords:** atomic functions, rational approximation, generalized sampling theorem, low pass filter



## ИССЛЕДОВАНИЕ КОНИЧЕСКОЙ БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЫ МЕТОДАМИ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Кузьмич Т.А.<sup>1</sup>, к.ф.-м.н. Шапкина Н.Е.<sup>1,2</sup>, к.ф.-м.н. Балабуха Н.П.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В.Ломоносова

<sup>2</sup>ИТПЭ РАН

kuzmich.ta16@physics.msu.ru

Для измерения рассеивающих свойств объектов при частотах менее 500 МГц используются рупорные безэховые камеры пирамидальной или конической формы. В работе построена и проанализирована математическая модель конической безэховой камеры с цилиндрическим продолжением. На первом этапе стенки камеры считаются идеально проводящими. В этом случае рассчитано электрическое и магнитное поле в апертуре камеры. Далее получено распределение электромагнитного поля в конической безэховой камере с радиопоглощающим материалом на стенках. Также проанализированы решения при разных положениях и характеристиках источника.

**Ключевые слова:** математическое моделирование, безэховая камера, радиопоглощающий материал

### Введение

Для анализа рассеяния и излучения электромагнитных волн на частотах от 100 МГц до 40 ГГц используются закрытые измерительные комплексы – компактные полигоны. Однако, на частотах менее 500 МГц все чаще используются рупорные БЭК различной формы. Такие безэховые камеры представляют собой металлическую конструкцию, состоящую из волновода переменного сечения, имеющего обычно пирамидальную или коническую форму, которая завершается прямоугольной или цилиндрической частью, где размещается исследуемый объект. Внутренняя поверхность камеры покрыта радиопоглощающим материалом, источник помещается вблизи вершины рупора.

### 1. Построение математической модели (случай идеально проводящей поверхности)

В работе рассматривается концепция безэховой камеры конической формы с цилиндрическим продолжением (рис. 1а). В качестве источника используется электрический диполь, расположенный на оси симметрии камеры перпендикулярно ей. Частота излучения – 300 МГц. Расстояние от вершины конуса до апертуры камеры – 15м. Источник располагается на расстоянии  $3\lambda$ .

Сначала рассматривается дифракция электромагнитного поля внутри идеально проводящего полубесконечного конуса. Используется сферическая система координат, начало которой совпадает с вершиной

конуса. Система уравнений Максвелла сводится к уравнениям волнового типа для вспомогательных потенциалов, для которых решается скалярная краевая задача. Граничные условия формулируются исходя из условий на идеально проводящей поверхности. Таким образом, для электрического потенциала  $U$  получена следующая краевая задача

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} \right) + k^2 U = 0, \\ U|_{\theta=\gamma} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Для магнитного потенциала задача ставится аналогично

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial V}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 V}{\partial \varphi^2} \right) + k^2 V = 0, \\ \frac{\partial V}{\partial n} \Big|_{\theta=\gamma} = 0. \end{cases} \quad (2)$$

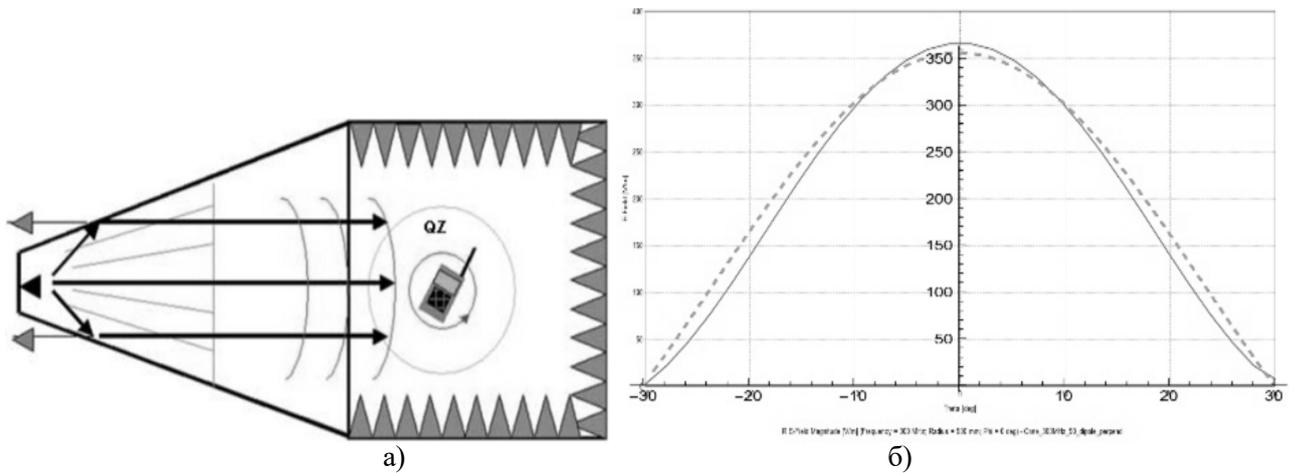


Рис. 1. Схема конической БЭК (а), сравнение результатов численного и аналитического анализа (б)

## 2. Аналитическое решение

Аналитическое решение получается методом разделения переменных. Коэффициенты разложения рассчитываются из леммы Лоренца, в силу довольно быстрой сходимости ряда ограничиваемся первыми тремя членами. Собственные значения в соответствующей задаче Штурма-Лиувилля для угловой части являются нецелыми, поэтому были найдены численно, итерационным методом. Радиальная часть представляется через сферические функции Бесселя и Ханкеля.

Общее решение можно представить в виде двух волн: бегущей волны  $U_1, V_1$ , распространяющейся от источника к открытому концу, и стоячей волны  $U_2, V_2$  между вершиной конуса и источником:

$$U_1 = \sum_s C_s U_s, U_s = \zeta_{\nu_{mn}} P_{\nu_{mn}}^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, V_1 = \sum_s C_s V_s, V_s = \zeta_{\mu_{mn}} P_{\mu_{mn}}^m(\cos \theta) e^{im\varphi},$$

$$U_2 = \sum_s C_{-s} U_{-s}, U_{-s} = \psi_{\nu_{mn}} P_{\nu_{mn}}^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, V_2 = \sum_s C_{-s} V_{-s}, V_{-s} = \psi_{\mu_{mn}} P_{\mu_{mn}}^m(\cos \theta) e^{im\varphi}, m \in (-\infty, +\infty),$$

Далее это решение сравнивается с получаемым численно с помощью вычислительного пакета FEKO. (рис. 1б).

## 3. Решение, полученное с помощью вычислительного пакета FEKO

Для более сложных структур используется численное решение уравнений Максвелла, в частности, методом интегральных уравнений. Показано, что для БЭК с идеально проводящими стенками результаты, полученные аналитически с помощью решения с использованием FEKO, находятся в хорошем соответствии.

Для получения лучшего распределения электромагнитного поля стенки безэховой камеры покрывают радиопоглощающим материалом. Рассматривается модель камеры, стенки которой покрыты диэлектриком толщиной  $d=300$  мм с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon=1,512+i 1,23$ ; параметры покрытия выбраны таким образом, чтобы лучше передать свойства радиопоглощающего материала. В этом случае расчеты производились с помощью вычислительного пакета FEKO.

На характер поля в апертуре камеры также оказывает влияние расположение источника относительно вершины конической поверхности. Исследовано поведения при выдвигении источника до  $5\lambda$ .

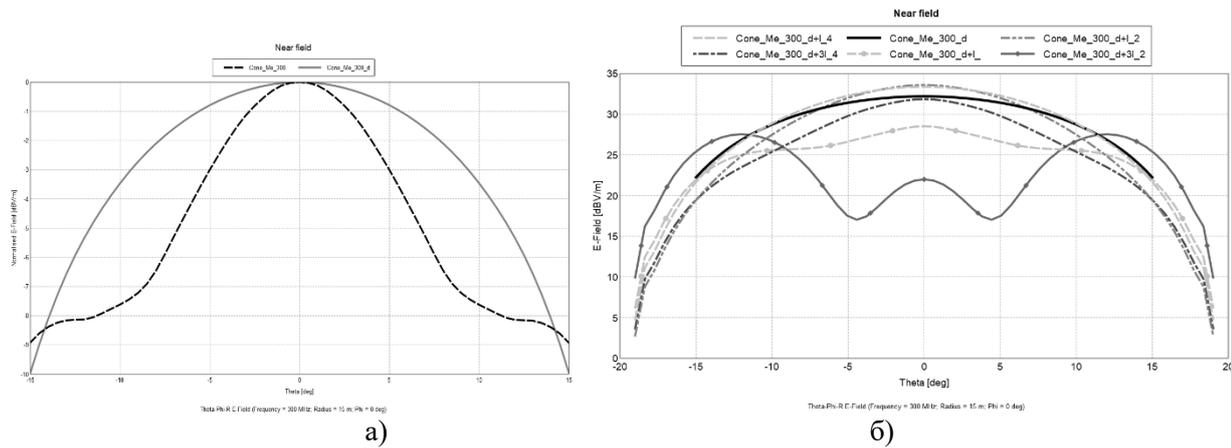


Рис. 2. Сравнение диаграмм направленности с и без РПМ (а), сравнение результатов при разных положениях источника (б)

## Выводы

С помощью аналитических вычислений получено электромагнитное поле в апертуре безэховой камеры с идеально проводящими стенками. Проверена корректность триангуляции при численном анализе. Исследовано изменение диаграммы направленности при покрытии стенок БЭК радиопоглощающим материалом. Также установлено, что переотражение источника начинает оказывать существенное влияние на распределение амплитуды поля при его выдвигении на  $\lambda$  и далее от вершины конуса.

## Список литературы

1. Вайнштейн Л.А., Электромагнитные волны, Радио и связь, 1988.
2. Банков С.Е., Курушин А.А., Расчет излучаемых структур с помощью FEKO, ЗАО «НПП «РОДНИК», 2008.
3. V. Rodriguez // ACES JOURNAL, Vol. 28, No. 12, 2013
4. Кузьмич Т.А., Шапкина Н.Е., Балабуха Н.П. «Математическая модель конической безэховой камеры», Волны-2019
5. Кузьмич Т.А., Математическое моделирование безэховой камеры конической формы, Ломоносов - 2019

## ANALYSIS OF THE TAPERED ANECHOIC CHAMBER APPLYING MATHEMATICAL MODELING

Kuzmich T.A.<sup>1</sup>, Cand. Sci. (Phys.-Math) Shapkina N., E.<sup>1</sup>, Cand. Sci. (Phys.-Math) Balabukha N.P.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Lomonosov Moscow State University

<sup>2</sup>Institute of Theoretical and Applied Electrodynamics RAS

kuzmich.ta16@physics.msu.ru

For measuring the scattering properties of objects at frequencies below 500 MHz, tapered anechoic chambers are constructed either with a square-based pyramidal shaped taper, or with a conical one. A mathematical model of a cone-shaped tapered anechoic chamber with a cylindrical continuation is considered. Firstly, the walls of the chamber are considered perfectly conductive. In this case the electric and magnetic field in the aperture of the chamber are calculated. Further, radiation patterns for conical anechoic chamber with radio absorbing material on the walls are found. Also solutions for different positions and characteristics of the source are analyzed.

**Keywords:** mathematical modeling, anechoic chamber, radio absorbing material

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

проф., д.ф.-м.н. Боголюбов А.Н.<sup>1</sup>, доцент, к.ф.-м.н. Мухартова Ю.В.<sup>1</sup>,  
м.н.с., к.ф.-м.н. Боголюбов Н.А.<sup>1</sup>, студ. Мартынов Д.П.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет  
bogan7@yandex.ru

Реализуется алгоритм усреднения характеристик метаматериалов, позволяющий полностью характеризовать эффекты частотной дисперсии, магнитоэлектрическую связь и пространственную дисперсию материала даже в области запрещенных частот или при наличии потерь.

**Ключевые слова:** метаматериалы, пространственная дисперсия, зонная структура

## Введение

Интерес к разработке и исследованию свойств метаматериалов увеличивается с каждым годом [1, 2]. Для моделирования процессов распространения электромагнитных волн в метаматериалах удобно использовать их эффективные параметры [3]. Многие практически значимые метаматериалы даже при низких частотах характеризуются сильной пространственной дисперсией [4], что не учитывается в большинстве существующих процедур усреднения. В данной работе реализуется алгоритм усреднения, позволяющий полностью характеризовать эффекты частотной дисперсии, магнитоэлектрическую связь и пространственную дисперсию даже в области запрещенных частот или при наличии потерь в материале [3].

## 1. Формулировка алгоритма усреднения

Рассмотрим частотно-зависимые уравнения Максвелла в немагнитной среде:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_d + \varepsilon_0 i\omega \mathbf{E}. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{E}$  – микроскопическое электрическое поле,  $\mathbf{B}$  – микроскопическое поле магнитной индукции,  $\mathbf{J}_e$  – плотность приложенного электрического тока (источник полей),  $\mathbf{J}_d = \varepsilon_0 (\varepsilon_r - 1) i\omega \mathbf{E}$  – индуцированный в среде-носителе микроскопический ток,  $\varepsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость периодических вставок.

При наличии пространственной дисперсии наиболее удобная формулировка макроскопических уравнений Максвелла основана на использовании феноменологических материальных уравнений, в которых все слагаемые, возникающие при усреднении микроскопических токов, включены в определение электрического смещения  $\mathbf{D}_g$  без введения магнитного вектора (здесь индекс «g» использован, чтобы подчеркнуть отличие от классического определения смещения). Поля  $\mathbf{D}_g$  и  $\mathbf{E}_{av}$  (усредненное электрическое поле) связаны уравнением типа свертки [5], но в пространстве образов Фурье материальные уравнения принимают достаточно простую форму:

$$\tilde{\mathbf{D}}_g = \overline{\overline{\varepsilon_{eff}}}(\omega, \mathbf{k}) \tilde{\mathbf{E}}_{av}, \quad \tilde{\mathbf{H}}_g = \frac{\tilde{\mathbf{B}}_{av}}{\mu_0}, \quad (3)$$

где символ « $\sim$ » обозначает преобразование Фурье относительно пространственных координат,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор,  $\overline{\overline{\varepsilon_{eff}}}(\omega, \mathbf{k})$  – диадная функция относительной диэлектрической проницаемости, вычисление которой для данных  $(\omega, \mathbf{k})$  является основной целью работы. При таком подходе не нужно использовать тензор магнитной проницаемости. Все эффекты, включая эффекты мультиполей высокого порядка, учитываются с помощью функции  $\overline{\overline{\varepsilon_{eff}}}(\omega, \mathbf{k})$ , для которой имеет место формула:

$$\overline{\overline{\varepsilon_{eff}}}(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{E}_{av} = \varepsilon_0 \mathbf{E}_{av} + \mathbf{P}_g, \quad \mathbf{P}_g = \frac{1}{i\omega V_{cell}} \int_{\Omega} \mathbf{J}_d e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3\mathbf{r}, \quad (4)$$

где  $V_{cell}$  – объем элементарной ячейки  $\Omega$  рассматриваемой периодической структуры. При этом  $\overline{\overline{\varepsilon_{eff}}}(\omega, \mathbf{k})$  можно рассчитывать даже в тех случаях, когда материалы имеют потери, или в полосах частот, лежащих в запрещенной зоне.

Введем регуляризованную формулировку задачи, позволяющую избежать ситуации, когда (1)-(2) при произвольном  $\mathbf{J}_e$  не имеет решения в случае  $\mathbf{k}$ , соответствующего электромагнитной моде периодической среды.

Для этого свяжем приложенный вектор поляризации  $\mathbf{P}_e$  со средним электрическим полем  $\mathbf{E}_{av}$  и вектором наведенной поляризации  $\mathbf{P}_g$ :

$$\frac{\mathbf{P}_e}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\beta^2 V_{cell}} \overline{\overline{\mathbf{G}}_0^{-1}}(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{E}_{av} - \frac{\mathbf{P}_g}{\varepsilon_0}, \quad (5)$$

где  $\beta = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ , и использована диада

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}_0}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{\beta^2 V_{cell}} \frac{\beta^2 \overline{\overline{\mathbf{I}}} - \mathbf{k}\mathbf{k}}{k^2 - \beta^2}, \quad \overline{\overline{\mathbf{G}}_0^{-1}}(\omega, \mathbf{k}) = -V_{cell} \left\{ (\beta^2 - k^2) \overline{\overline{\mathbf{I}}} + \mathbf{k}\mathbf{k} \right\}.$$

Введем следующие обозначения:

$$\frac{\hat{\mathbf{P}}(\mathbf{E})}{\varepsilon_0} = \frac{\mathbf{P}_g}{\varepsilon_0} = \frac{1}{V_{cell}} \int_{\Omega} (\varepsilon_r(\mathbf{r}) - 1) \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3\mathbf{r}, \quad \frac{\hat{\mathbf{P}}_{av}(\mathbf{E}_{av})}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\beta^2 V_{cell}} \overline{\overline{\mathbf{G}}_0^{-1}}(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{E}_{av}.$$

Используя уравнение (5) для вектора  $\mathbf{P}_e$  и условие, что возбуждающий ток  $\mathbf{J}_e = \mathbf{J}_{e,av} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$  пространственно однородный ( $\mathbf{J}_{e,av}$  – постоянный вектор), получаем выражение для плотности тока:

$$\mathbf{J}_e = i\omega \left( \hat{\mathbf{P}}_{av}(\mathbf{E}_{av}) - \hat{\mathbf{P}}(\mathbf{E}) \right) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (6)$$

Формула (6) означает, что  $\mathbf{J}_e$  является функцией наведенного макроскопического поля  $\mathbf{E}_{av}$  и, следовательно, функцией микроскопического поля  $\mathbf{E}$ , то есть ток  $\mathbf{J}_e$ , являясь источником микроскопических полей, сам становится функцией микроскопических полей. Этот механизм обратной связи предотвращает возбуждение резонанса, когда  $(\omega, \mathbf{k})$  соответствует электромагнитной моде, и регуляризирует процесс усреднения.

Подставив (6) в уравнения (1)-(2), получим систему уравнений:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B}, \quad (7)$$

$$\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} = i\omega \left( \hat{\mathbf{P}}_{av}(\mathbf{E}_{av}) - \hat{\mathbf{P}}(\mathbf{E}) \right) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \varepsilon_0 \varepsilon_r i\omega \mathbf{E}. \quad (8)$$

Системы (1)-(2) и (7)-(8) имеют разные нулевые пространства, и, следовательно, согласно альтернативе Фредгольма, система (7)-(8) будет разрешима единственным образом и в том случае, когда  $\mathbf{k}$  связан с электромагнитной модой периодической среды. При этом  $\overline{\overline{\varepsilon}}_{eff}(\omega, \mathbf{k})$ , полученное путем решения уравнений (1)-(2), совпадает с  $\overline{\overline{\varepsilon}}_{eff}(\omega, \mathbf{k})$ , полученным путем решения уравнений (7)-(8).

Система уравнений (7)-(8) сводится к интегральному уравнению:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{av} e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \int_{\Omega} \overline{\overline{\mathbf{G}}_{p0}}(\mathbf{r}|\mathbf{r}') \beta^2 (\varepsilon_r(\mathbf{r}') - 1) \mathbf{E}(\mathbf{r}') d^3\mathbf{r}', \quad (9)$$

где диадная функция Грина определяется с помощью формулы

$$\overline{\overline{\mathbf{G}}_{p0}}(\mathbf{r}|\mathbf{r}') = \overline{\overline{\mathbf{G}}_p}(\mathbf{r}|\mathbf{r}') - \overline{\overline{\mathbf{G}}_0} e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')},$$

а функция  $\overline{\overline{\mathbf{G}}_p}(\mathbf{r}|\mathbf{r}')$  является решением уравнения

$$\nabla \times \nabla \times \overline{\overline{\mathbf{G}}_p} - \beta^2 \overline{\overline{\mathbf{G}}_p} = \overline{\overline{\mathbf{I}}} e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')} \sum_1 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \mathbf{r}_1).$$

Для решения уравнения (9) используем сеточный метод [6]. Введем по трем координатам равномерные сетки с целочисленными узлами  $x_n, y_m, z_p$  и дробными (промежуточными) узлами  $x_{n+0.5}, y_{m+0.5}, z_{p+0.5}$ , позволяющими разнести точки  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{r}'$  в диадной функции Грина и тем самым избежать появления сингулярностей, и заменим интеграл в (9) квадратурой. В результате перейдем от интегрального уравнения к линейной системе:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{E}_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_1^{av} \mathbf{exp} \\ E_2^{av} \mathbf{exp} \\ E_3^{av} \mathbf{exp} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{C}_{11} & \mathbf{C}_{12} & \mathbf{C}_{13} \\ \mathbf{C}_{21} & \mathbf{C}_{22} & \mathbf{C}_{23} \\ \mathbf{C}_{31} & \mathbf{C}_{32} & \mathbf{C}_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{E}_3 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

где  $\mathbf{E}_j, j=1,2,3$ , и  $\mathbf{exp}$  – столбцы размерности  $N_x N_y N_z$  значений  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  и  $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}$  в целых узлах, а  $\mathbf{C}_{ij}$  – матрицы размерности  $N_x N_y N_z \times N_x N_y N_z$ , где  $N_x, N_y, N_z$  – число узлов по направлениям  $x, y, z$  соответственно. Систему (10) можно переписать в виде  $\mathbf{E} = \hat{\mathbf{W}} \mathbf{E}_{av}$ , где

$$\hat{\mathbf{W}} = \begin{bmatrix} (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{11} \mathbf{exp} & (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{12} \mathbf{exp} & (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{13} \mathbf{exp} \\ (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{21} \mathbf{exp} & (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{22} \mathbf{exp} & (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{23} \mathbf{exp} \\ (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{31} \mathbf{exp} & (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{32} \mathbf{exp} & (\hat{\mathbf{M}}^{-1})_{33} \mathbf{exp} \end{bmatrix}, \quad \hat{\mathbf{M}} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} - \mathbf{C}_{11} & -\mathbf{C}_{12} & -\mathbf{C}_{13} \\ -\mathbf{C}_{21} & \mathbf{I} - \mathbf{C}_{22} & -\mathbf{C}_{23} \\ -\mathbf{C}_{31} & -\mathbf{C}_{32} & \mathbf{I} - \mathbf{C}_{33} \end{bmatrix}.$$

Подставляя найденный вектор  $\mathbf{E}$  в равенство (4) и заменяя в нем соответствующий интеграл по ячейке  $\Omega$  квадратурной формулой, получим конечное выражение для нахождения  $\varepsilon_{eff}(\omega, \mathbf{k})$ .

## 2. Расчет конкретной системы

Разработанный алгоритм был применен для расчета эффективной диэлектрической проницаемости фотонного кристалла: периодического немагнитного метаматериала с диэлектрическими вставками в форме шара диаметра  $d$  в центрах элементарных ячеек линейного размера  $a$ . Диаметр шаровых вставок был выбран равным  $0.5a$ . Эффективная диэлектрическая проницаемость вычислялась при различных частотах, абсолютных значениях и направлениях волнового вектора, а также при различных соотношениях диэлектрической проницаемости вставок и основной среды.

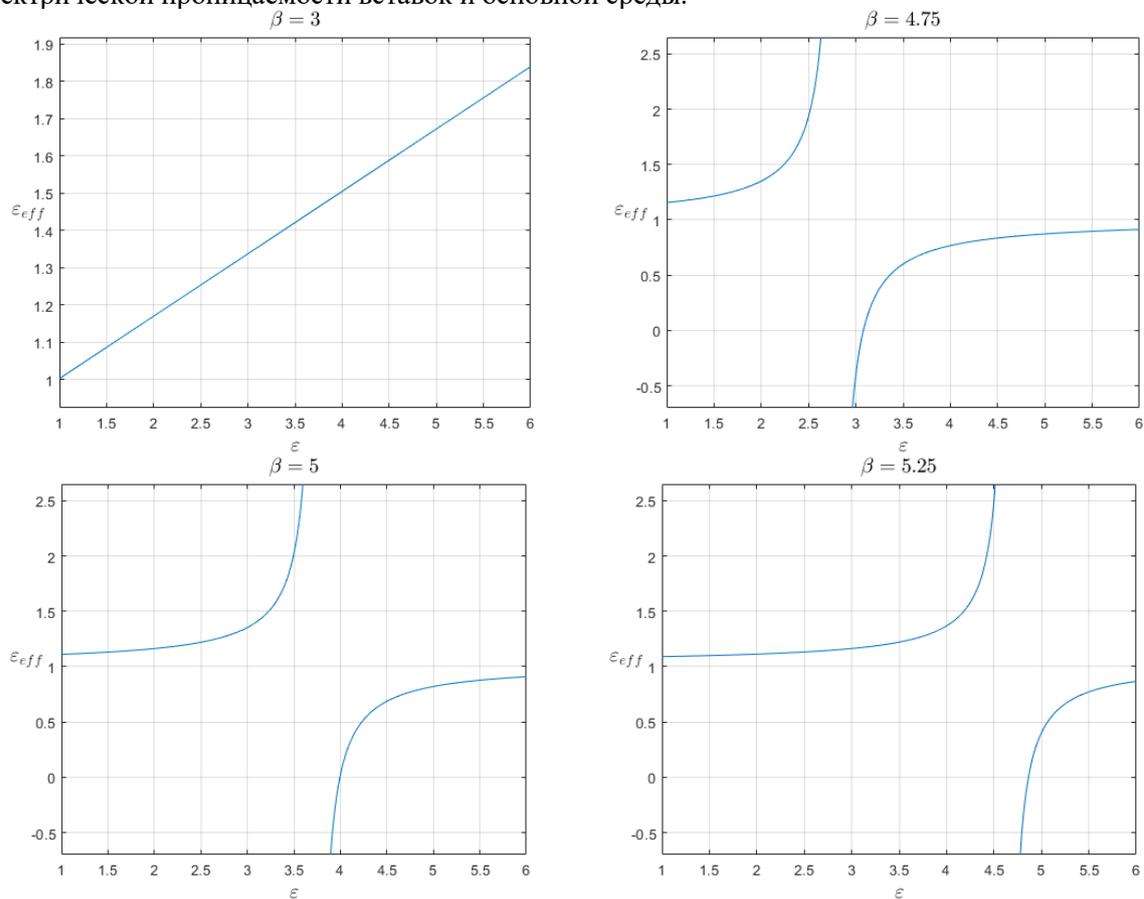


Рис. 1. Зависимость  $\varepsilon_{eff}(\omega, \mathbf{k})$  от  $\varepsilon_r$  при различных частотах.

На «рис. 1» видно, что зависимость  $\varepsilon_{eff}(\omega, \mathbf{k})$  от величины диэлектрической проницаемости внутри вставки при коэффициенте  $\beta = 3$  имеет линейный характер, а с ростом  $\beta$  (при  $\beta = 4.75$ ,  $\beta = 5$  и  $\beta = 5.25$  соответственно) можно видеть появление зонной структуры, причём запрещенная зона смещается при изменении частоты.

## Выводы

Рассмотрен алгоритм усреднения полей, позволяющий рассчитывать эффективные параметры диэлектрических метаматериалов с учетом частотной и пространственной дисперсии. Алгоритм проиллюстрирован на примере метаматериала с периодическими шаровыми вставками.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-01-00593А)

## Список литературы

1. Laszlo Solymar and Ekaterina Shamonina, *Waves in metamaterial*. Oxford University Press, 2009.
2. A. N. Serdyukov, I. V. Semchenko, S. A. Tretyakov, and A. Sihvola, *Electromagnetics of Bi-Anisotropic Materials: Theory and Applications*. Gordon and Breach Science, Amsterdam, 2001.
1. M. G. Silveirinha, *Phys. Rev. B* 75, 115104 (2007).
2. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*. Москва: Наука, Гл.ред. физ.-мат. лит., 1965. — 376 с.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Том 8. Электродинамика сплошных сред*. М.: Физматлит, 2005 — 652 с.
4. А.А. Самарский. *Теория разностных схем*. М.: Наука, 1983— 616 с.

## MATHEMATICAL MODELING OF ELECTRODYNAMIC SYSTEMS ON BASIS OF METAMATERIALS

Professor, doctor of physics and mathematics Bogolyubov A.N., docent, candidate of physical and mathematical Sciences Mukhartova Yu.V., junior researcher, candidate of physical and mathematical Sciences Bogolyubov N.A., student Martynov D.P.

*Moscow State University, Faculty of Physics*  
bogan7@yandex.ru

The algorithm of homogenization of metamaterials parameters, allowing fully to characterize the effects of frequency dispersion, electro-magnetic coupling and spatial dispersion of material even in the area of forbidden frequencies or at presence of losses, is realized.

**Keywords:** metamaterials, spatial dispersion, energy band

---

## ПРИМЕНЕНИЕ ГРАДИЕНТНЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ МНОГОСЛОЙНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК

*ведущий программист Петухов А.А., студент Артемьева М.В.*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, кафедра математики*  
petukhov@physics.msu.ru, mir-ura@yandex.ru

В работе рассматривается применение градиентных методов оптимизации для решения задачи синтеза одномерных многослойных дифракционных решеток. Задача синтеза формулируется как задача оптимального управления и заключается в минимизации некоторого целевого функционала, зависящего от параметров решетки. Минимизация функционала осуществляется градиентными методами с вычислением градиента при помощи решения сопряженной задачи со специальными граничными условиями. Для решения прямой и сопряженной задач на каждом шаге алгоритма применяется комбинация неполного метода Галеркина и метода матриц рассеяния.

**Ключевые слова:** многослойная дифракционная решетка, задача синтеза, задача оптимального управления, градиентные методы, сопряженная задача, неполный метод Галеркина, метод матриц рассеяния.

Дифракционные решетки находят широкое применение в современных оптических устройствах [1]. Они используются в лазерной технике, спектроскопии, системах коммуникации, космических исследованиях и многих других областях науки и техники. При этом в различных устройствах к дифракционным решеткам предъявляются совершенно разные требования. Этот факт обуславливает необходимость перед созданием реальной дифракционной решетки в каждом случае оптимизировать ее параметры (материал, форму профиля, период и т.п.) таким образом, чтобы она обладала заданными характеристиками (например, имела заданный спектр пропускания и/или отражения, заданные значения дифракционных эффективностей в различных порядках дифракции и т.д.). Такого рода задачи оптимизации – задачи синтеза дифракционной решетки – традиционно решаются методами математического моделирования. В большинстве случаев при решении таких задач форма профиля решетки задается априори и является простой (например, прямоугольная, треугольная) [2-5]. В то же время может оказаться, что оптимальным выбором является решетка с более сложной формой профиля, рассмотрение которой даже не предусмотрено формулировкой задачи. Таким образом, является важным рассмотрение более общей постановки задачи синтеза дифракционной решетки, при которой не делается каких-либо специальных априорных предположений о форме профиля решетки (кроме практической реализуемости), а сама форма профиля может быть оптимизирована в результате решения этой задачи.

Математическую постановку соответствующей задачи синтеза обычно составляет задача поиска минимума некоторого целевого функционала, зависящего от параметров решетки, и по сути своей является задачей оптимального управления [6]. В тех случаях, когда форма профиля решетки задана априори, количество управляемых параметров обычно невелико, и для решения задачи минимизации соответствующего целевого функционала могут применяться методы нулевого порядка, например метод Нелдера-Мида [2,7]. Преимущество данного метода состоит в том, что он не требует вычисления производных целевого функционала по управляемым параметрам, однако он является устойчивым лишь при небольшом количестве этих параметров (не более трех-четырех) [7]. В случае, когда рассматривается решетка с произвольной формой профиля, количество требуемых для ее описания параметров существенно возрастает, и возникает необходимость использовать более устойчивые методы минимизации, например градиентные методы [6-7]. Они, как правило, оказываются более эффективными по сравнению с методами нулевого порядка, однако их применение сопряжено с определенными трудностями. Основную трудность представляет реализация алгоритма быстрого и точного вычисления градиента целевого функционала. Традиционно используемые методы конечно-разностного вычисления градиента имеют два существенных недостатка. Во-первых, эти методы являются приближенными, и их точность зависит от выбора шага по управляемым параметрам. Во-вторых, при таком подходе на каждом шаге минимизации количество вычислений целевого функционала соответствует числу оптимизируемых параметров и существенно возрастает с увеличением этого числа, что значительно увеличивает трудоемкость вычислений. Альтернативой представляется метод вычисления градиента функционала при помощи решения сопряженной задачи [3-4, 6]. Применение этого метода позволяет сократить количество вычислений целевого функционала на каждом шаге минимизации до двух, вне зависимости от количества управляемых параметров [6]. Таким образом, применение градиентных методов с вычислением градиента целевого функционала при помощи сопряженной задачи представляется наиболее оптимальным подходом для решения задач синтеза дифракционных решеток с большим числом оптимизируемых параметров.

В данной работе рассматривается применение градиентных методов минимизации функционала для решения задачи синтеза одномерных многослойных дифракционных решеток, состоящих из решетки с прямоугольным профилем штриха, подложки и некоторого числа однородных слоев, расположенных между ними. Синтезируемая решетка должна обеспечивать максимально близкую к 100% дифракционную эффективность в конфигурации Литтроу в минус первом порядке в некотором заданном диапазоне длин волн. Дифракционная решетка, удовлетворяющая таким требованиям, может быть использована в качестве зеркала внешнего резонатора полупроводникового лазера, обеспечивая стабилизацию длины волны излучения, а также подстройку лазера в заданном диапазоне длин волн. Математическая постановка задачи синтеза формулируется как задача минимизации целевого функционала, представляющего собой интегральную характеристику дифракционной решетки в заданном диапазоне длин волн в отношении квадратичного отклонения дифракционной эффективности в минус первом порядке в конфигурации Литтроу от желаемого значения (100%). Для решения задачи минимизации целевого функционала используются градиентные методы, причем вычисление градиента целевого функционала производится при помощи решения сопряженной задачи с выбранными специальным образом граничными условиями.

Математическая постановка прямой задачи дифракции плоской волны на многослойной решетке сводится к уравнению Гельмгольца, дополненному ограничивающими расчетную область парциальными условиями излучения и условиями сопряжения на границах между слоями решетки. Для решения прямой задачи на первом этапе применяется неполный метод Галеркина [8], что позволяет свести уравнение Гельмгольца к обыкновенному матрично-векторному дифференциальному уравнению с дополнительными условиями третьего рода для амплитудных коэффициентов в разложении по базису Галеркина. Полученная задача решается методом матриц рассеяния [8]. Для вычисления градиента целевого функционала формулируется задача, которая является сопряженной к задаче, полученной после применения неполного метода Галеркина, и для ее решения также применяется метод матриц рассеяния. Такой подход позволяет в целом повысить как точность, так и скорость вычислений.

В данной работе рассматривается применение описанных методов к решению задачи синтеза решетки с прямоугольной формой профиля, управляющим параметром которой является фактор заполнения. Обсуждается возможность обобщения этих методов на случай многопараметрической оптимизации решеток с произвольной формой профиля.

### **Список литературы**

1. Palmer Ch., Loewen E. Diffraction Grating Handbook. 6th edition. Newport Corporation. 2005.
2. Боголюбов А.Н., Петухов А.А., Трубецков М.К. Математическое моделирование многослойных дифракционных решеток // Физические основы приборостроения. 2014. Т.3. Вып.4. С.20-27.
3. Elschner J., Schmidt G. Analysis and numerics for the optimal design of binary diffractive gratings // WIAS preprint. 1997. WIAS Berlin.
4. Elschner J., Schmidt G. Numerical solution of optimal design problems for binary gratings // J. Comput. Phys. 1998. Vol. 146. P.603-626.
5. Feijóo G.R. Reconstruction of periodic structures from optical scattering measurements using adjoint equations // J. Opt. Soc. Am. A. 2008. Vol.25 №8. P.1906-1920.
6. Федоренко Р.П. Приближенное решение задач оптимального управления. М.: «Наука». 1978.
7. Химмельблау Д. Прикладное нелинейное программирование. М.: «Мир». 1975.
8. Петухов А.А. Совместное применение неполного метода Галеркина и метода матриц рассеяния для моделирования многослойных дифракционных решеток // Математическое моделирование. 2013. Т.25. №6. С.41-53.

## APPLICATION OF GRADIENT-BASED METHODS FOR MULTILAYER DIFFRACTION GRATING OPTIMIZATION

leading programmer Petukhov A.A., student Artem'eva M.V.

*Lomonosov Moscow State University,  
Faculty of Physics, Department of Mathematics  
petukhov@physics.msu.ru, mir-ura@yandex.ru*

In this work the application of gradient-based optimization technique for multilayer one-dimensional diffraction grating design is discussed. The grating design problem is formulated as an optimal control problem and requests minimizing some merit function which depends on the grating parameters. The merit function minimization is performed by means of gradient methods with the merit function gradient being computed through obtaining the solution of the adjoint problem with special boundary conditions. To solve both direct problem and adjoint problem a combination of the incomplete Galerkin's method and scattering matrix method is used.

**Keywords:** multilayer diffraction grating, synthesis problem, optimal control problem, gradient methods, adjoint problem, incomplete Galerkin's method, scattering matrix method.



## ЗАДАЧА ПОИСКА ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗЕРКАЛЬНОГО КОЛЛИМАТОРА СО СКРУГЛЕННЫМИ КРАЯМИ

*ведущий программист Хлебников Ф.Б.<sup>1</sup>, н.с., кф.-м.н. Коняев Д.А.<sup>1,2</sup>,  
проф., д.ф.-м.н. Боголюбов А.Н.<sup>1</sup>, доцент, к.ф.-м.н. Шапкина Н.Е.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup>*МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет*

<sup>2</sup>*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук  
mnfkh1@gmail.com*

На сегодняшний день существует достаточно большое количество различных типов коллиматоров для компактных полигонов. Наиболее распространены зеркальные коллиматоры, выполненные в виде несимметричного выреза параболоида вращения, в фокусе которого находится источник. Существенный вклад в неоднородность поля в рабочей зоне вносят дифракционные эффекты на краях коллиматора, для борьбы с которыми края параболических коллиматоров подвергаются различным модификациям. В работе рассматривается задача синтеза оптимальной формы скругленной кромки коллиматора на примере модели протяженного цилиндрического зеркала с сечением в виде отрезка параболы, дополненного краевыми скруглениями и замыкающей дугой в теневой области.

**Ключевые слова:** Математическое моделирование, компактный полигон, задача дифракции, прямая задача, задача синтеза

### Введение

Компактный полигон – это сравнительно небольшой измерительный стенд, внутри которого плоская волна формируется при помощи системы, состоящей из облучателя и коллиматора, преобразующего сферическую волну от источника в плоскую волну. Применение коллиматоров позволяет проводить эксперименты по дифракции и рассеянию плоской электромагнитной волны на объектах сложной формы внутри безэховой камеры, лишенной практически всех недостатков открытых полигонов, существенно повышая при этом точность измерений и снижая их стоимость. Наиболее распространены зеркальные коллиматоры, выполненные в виде несимметричной вырезки параболоида вращения, в фокусе которого находится источник излучения.

Одним из наиболее значительных источников неоднородности отраженного поля является дифракция волн на кромках коллиматора. Существует два основных подхода, призванных уменьшить влияние этого эффекта. Первый из них – применение зазубренных кромок зеркального коллиматора, рассеивающих поле, падающее на края коллиматора. Другим способом снижения неоднородности является скругление кромки коллиматора, что также позволяет перенаправить рассеянное поле[1].

В работе рассматривается задача синтеза оптимальной формы со скругленной кромки коллиматора на примере модели протяженного цилиндрического зеркала с сечением в виде отрезка параболы, дополненного краевыми скруглениями и замыкающей дугой окружности в теневой области.

### Математическая модель коллиматора

В работе рассматривается модель протяженного зеркала, представляющего собой цилиндрическую поверхность сложного поперечного сечения в виде фигуры, составленной из дуги параболы, скруглений на основе дуг эллипса и дополнительной гладкой кривой, замыкающей фигуру в области тени (рис. 1). В качестве материала зеркала рассматривается неидеальный проводник. Заранее потребуем, чтобы кривая, задающая сечение, была гладкой вплоть до второй производной. Это требование вытекает из физической постановки задачи [2]. Зеркало облучается протяженным источником, расположенным в фокусе параболической поверхности.

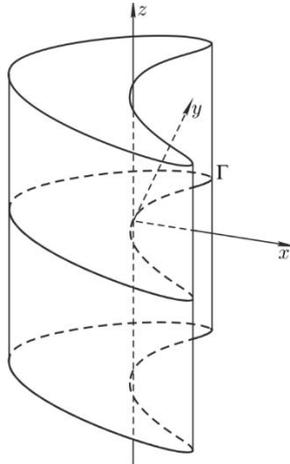


Рис. 1. Модель протяженного параболического коллиматора со скругленными краями.

Прямая задача моделирования электромагнитного поля в рабочей зоне коллиматора ставится следующим образом: протяженное зеркало сложной формы облучается источником, представляющим собой нить тока, расположенную в фокусе коллиматора. На поверхности коллиматора ставятся импедансные граничные условия. Рабочая зона находится на двойном фокусном расстоянии от коллиматора, за источником. Задача дифракции ставится во внешней по отношению к зеркалу области, причём рассматривается только отражённое от коллиматора поле в рабочей зоне.

В такой постановке внешняя задача дифракции на импедансном зеркале может быть сведена к паре двумерных скалярных задач для уравнения Гельмгольца относительно составляющих  $E_z$  и  $H_z$  электрического и магнитного полей, параллельных направляющей цилиндрической поверхности, с граничными условиями третьего рода и условиями излучения на бесконечности. Каждая из этих задач сводится к интегральному уравнению Фредгольма, которые решаются численно при помощи метода Крылова-Боголюбова [3].

### Задача оптимизации формы зеркала

Отдельный интерес представляет задача выбора оптимальных геометрических размеров скругления. Эта задача рассматривается как задача минимизации функционала, представляющего собой сеточную  $S$ -норму отклонения отраженного поля от поля плоской волны в рабочей зоне:

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

Здесь  $u_0$  — среднее значение рассчитанного поля на сетке, заданной в рабочей зоне, а  $N$  — количество узлов сетки. В настоящей работе параметрами функционала служат геометрические размеры скругления  $a$  и  $b$ , характеризующие его ширину и толщину, хотя разработанная методика позволяет выбрать и другие параметры оптимизации.

На основе описанного алгоритма был реализован вычислительный комплекс, предназначенный для решения прямой и обратной задачи расчёта поля в рабочей зоне. Были проведены серии расчётов по оптимизации формы зеркал с разными параметрами. По сравнению с начальными приближениями, поле построенных зеркал имеет гораздо более равномерную амплитуду, и более равномерную фазу, неравномерности этих величин не превышают нескольких процентов (Рис. 2).

### Выводы

В работе была поставлена задача оптимизации поля зеркального коллиматора со скруглёнными краями. Были построены примеры зеркал с оптимизированной формой скруглений, которые позволяют получить в рабочей зоне электромагнитное поле, с очень высокой степенью точности совпадающее с полем плоской электромагнитной волны. Построенный алгоритм можно обобщить на целый ряд задач, связанных с оптимизацией коллиматора, внося поправки в функционал или используя другой набор варьируемых величин.

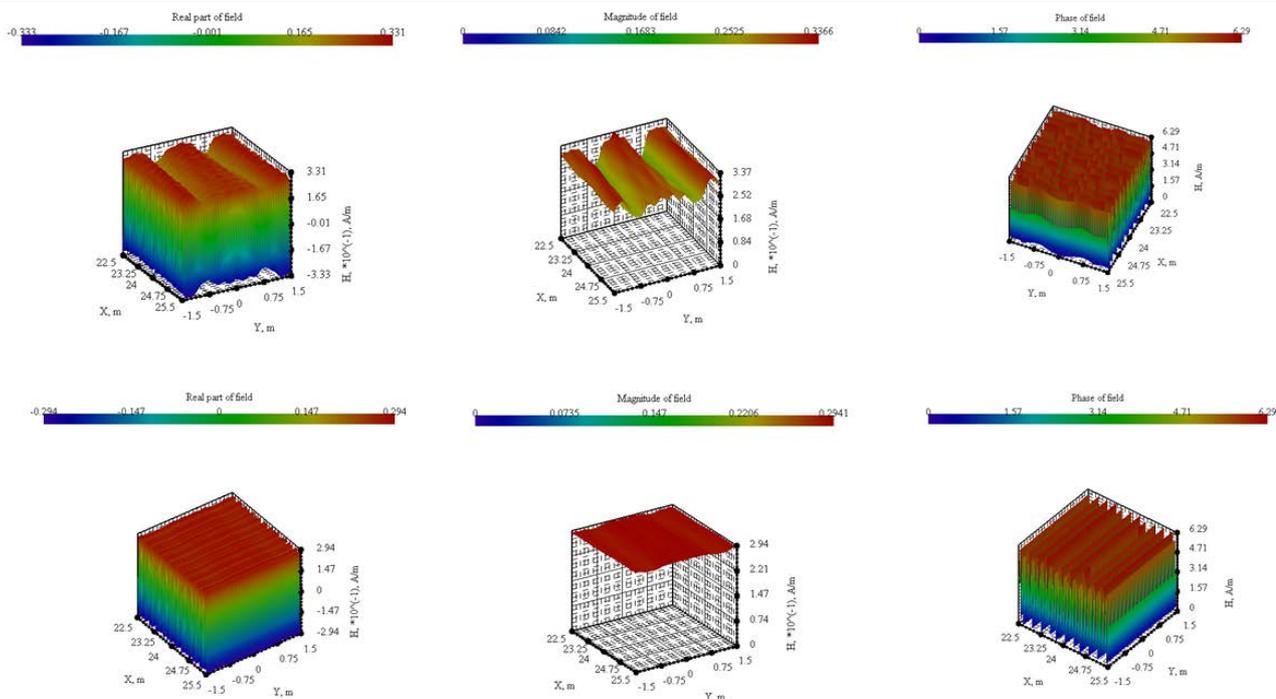


Рис. 2. Оптимизация параметров зеркала.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-31-00358.

#### Список литературы

1. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. // Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. М.: Наука, 2007.
2. Gupta I. J., Ericksen K. P., Burnside W. D. A method to design blended rolled edges for compact range reflectors // Antennas and Propagation, IEEE Transactions on. – 1990. – Т. 38. – №. 6. – С. 853-861.
3. Ф. Б. Хлебников, А. Н. Боголюбов, Д. А. Коняев, Н. Е. Шапкина Математическое моделирование электромагнитного поля в рабочей зоне компактного полигона // Физические основы приборостроения. 2018. № 2. С. 63–69.

## FINDING THE OPTIMAL PARAMETERS OF A MIRROR COLLIMATOR WITH ROLLED EDGES

Lead programmer F.B. Khlebnikov<sup>1</sup>, Researcher, Candidate of Physical and Mathematical Sciences  
D.A. Konyaev<sup>1,2</sup>, Professor, Doctor of Physical and Mathematical Sciences A.N. Bogolyubov<sup>1</sup>,  
Assistant professor, Candidate of Physical and Mathematical Sciences N.E. Shapkina<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Federal State Budgetary Institution of Science Institute of Theoretical and Applied  
Electrodynamics of the Russian Academy of Sciences (ITAE RAS)  
mnfkh@gmail.com

Nowadays, there are quite a number of different types of collimators for compact ranges. The most common are mirror collimators, shaped as an asymmetrical notch of a paraboloid, the focus of which is the source. Diffraction effects at the edges of the collimator make a significant contribution to the field heterogeneity in the working area, and to reduce it the edges of parabolic collimators should be modified. The paper deals with the problem of synthesizing the optimal shape of a collimator with rounded edges on the example of a model of an extended cylindrical mirror with a section in the form of a parabola segment, complemented by edge rounding and a closing arc in the shadow region.

**Keywords:** Simulation, compact range, diffraction problem, direct problem, synthesis problem.

# РЕГИСТРАЦИЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН ЦУНАМИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОПОЗИЦИОННЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИСТЕМ ЗОНДИРОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА С ГЕОСИНХРОННОЙ ОРБИТЫ ЗЕМЛИ

*начальник комплекса, д.ф.-м.н. Прилуцкий А.А.<sup>1</sup>,  
главный н.с., проф., д.ф.-м.н. Переслегин С.В.<sup>2</sup>,  
главный н.с., проф., д.т.н. Петров А.С.<sup>1</sup>, начальник отдела Сидорчук Е.А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>АО «НПО Лавочкина»

<sup>2</sup>Институт Океанологии РАН им. П.П. Ширшова  
prilutskiy59@gmail.com

Современные альтиметры космического базирования имеют точность измерения единицы сантиметров, но их полоса обзора не превышает 10 км. Поэтому требуются десятки спутников для оперативного обнаружения цунами в сейсмоопасных районах. Многопозиционные интерферометрические радиолокационные альтиметры позволяют измерять уровень океана и определять тип возмущения водной поверхности в полосе обзора, достигающей сотен километров, при зондировании с ГСО. Такие радиолокационные системы позволяют проводить зондирование как в режиме обратного, так и прямого (квазизеркального) рассеяния. Многократное увеличение эффективной площади рассеяния водной поверхности при наблюдении в квазизеркальном режиме позволяет использовать локатор с меньшей мощностью излучения, что особенно важно при его размещении на ГСО.

В работе представлен вариант баллистического размещения многопозиционных космических систем дистанционного зондирования на ГСО, обеспечивающий непрерывность зонального мониторинга и приводится оценка их эффективности.

**Ключевые слова:** цунами, альтиметр, интерферометрический РСА, уровень океана, ГСО, квазизеркальное, ЭПР

## Введение

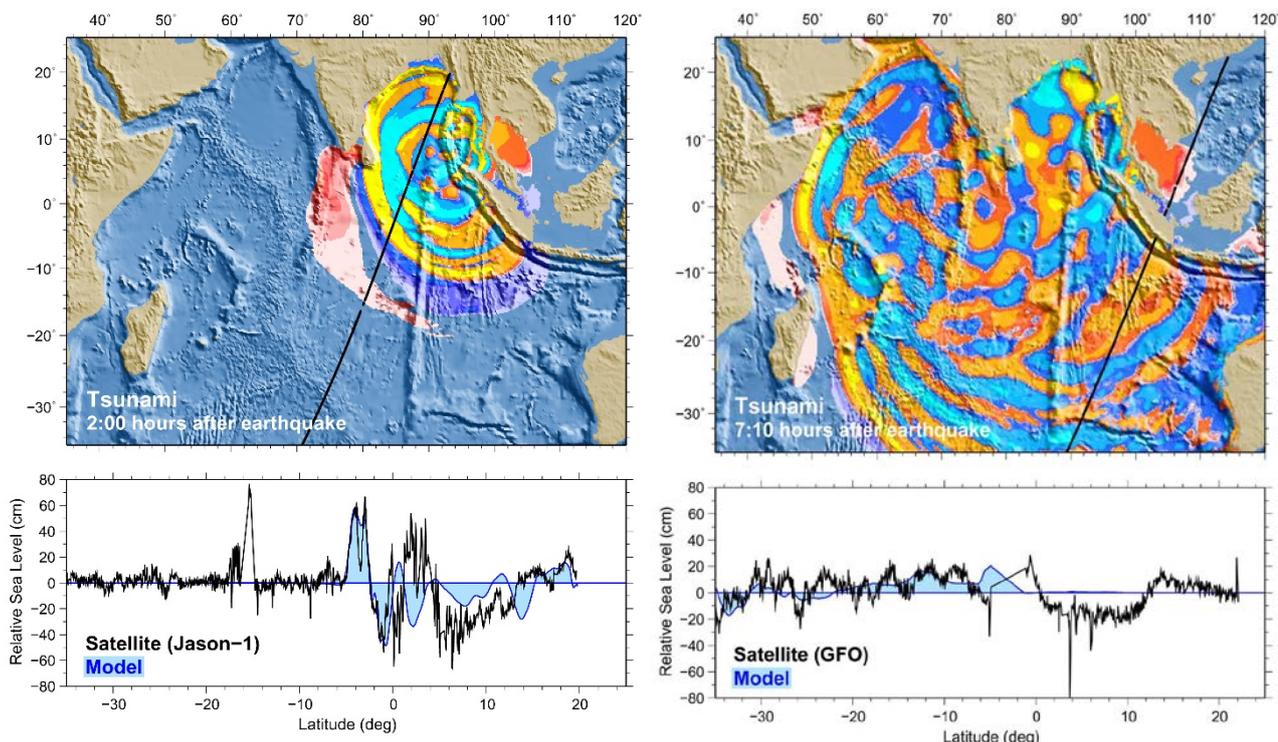
Единственным физическим фактором возникновения сейсмической волны при подводном землетрясении в океане, который может быть зарегистрирован радиофизическим методом, является динамическое изменение уровня океана. Для замера уровня океана с высокой точностью используют космические альтиметры. Примером успешного использования альтиметра может служить регистрация в индийском океане Цунами, возникшего в результате землетрясения на Суматре. Волна была зарегистрирована космическим альтиметром Jason1 и GFO. Трасса подспутниковой точки и профиль сейсмической волны представлены на рис. 1.

## 1. Методы зондирования уровня океана

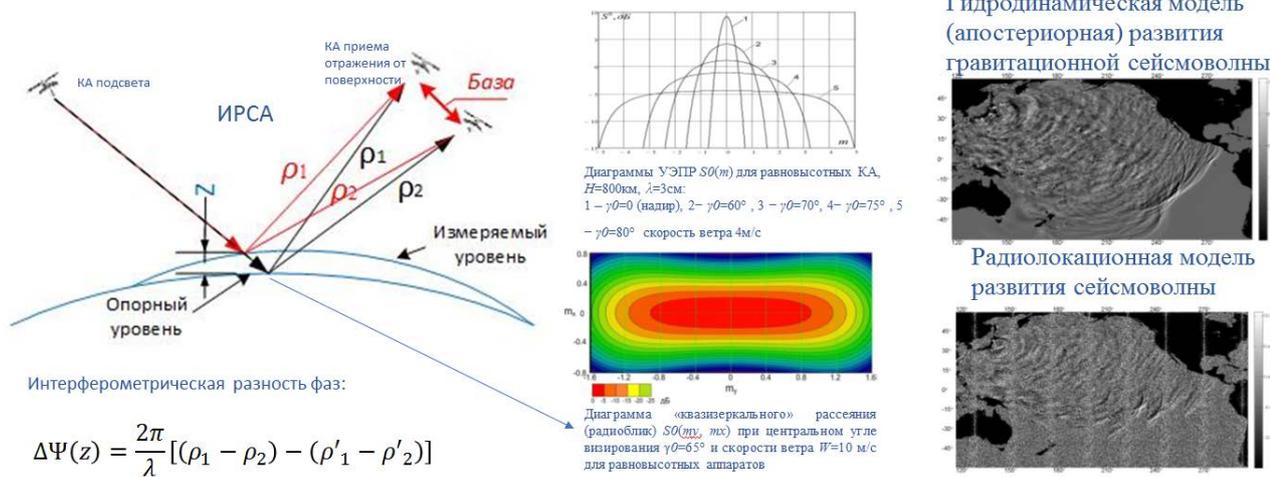
В настоящее время современные трассовые (надирные) альтиметры космического базирования на околоземной орбите, работающие в мм-диапазоне, позволяют проводить измерения уровня океана с точностью, равной единицам сантиметров и менее. Недостаток данных приборов — это малая полоса обзора поверхности (около 8-10 км). При использовании этого метода измерения для обеспечения оперативности наблюдения сейсмически опасных районов Тихого и Индийского океанов требуется космическая группировка, состоящая из десятков спутников, что делает задачу регионального мониторинга поверхности океана экономически неэффективной и практически не реализуемой.

В настоящее время на орбите находится меньше десятка таких приборов (в основном у США), используемых для научных целей. Самыми современными приборами, позволяющими измерять расстояние от спутника до поверхности с высокой точностью, являются космические альтиметры на базе интерферометрических РСА (радар с синтезированной апертурой), например, CryoSat 2, но они также имеют узкую полосу обзора. Решить эту проблему позволяет использование интерферометрических многопозиционных РСА (ИРСА), которые позволяют определять уровень океана, скорость течений и классифицировать тип волнения по характеру

поляризационного рассеяния [1 – 4]. В этом случае для создания интерферометрической базы используются разные аппараты, рис. 2.



**Рис. 1.** Регистрация сейсмической волны (цунами) землетрясения с использованием космического альтиметра Jason1 и GFO.



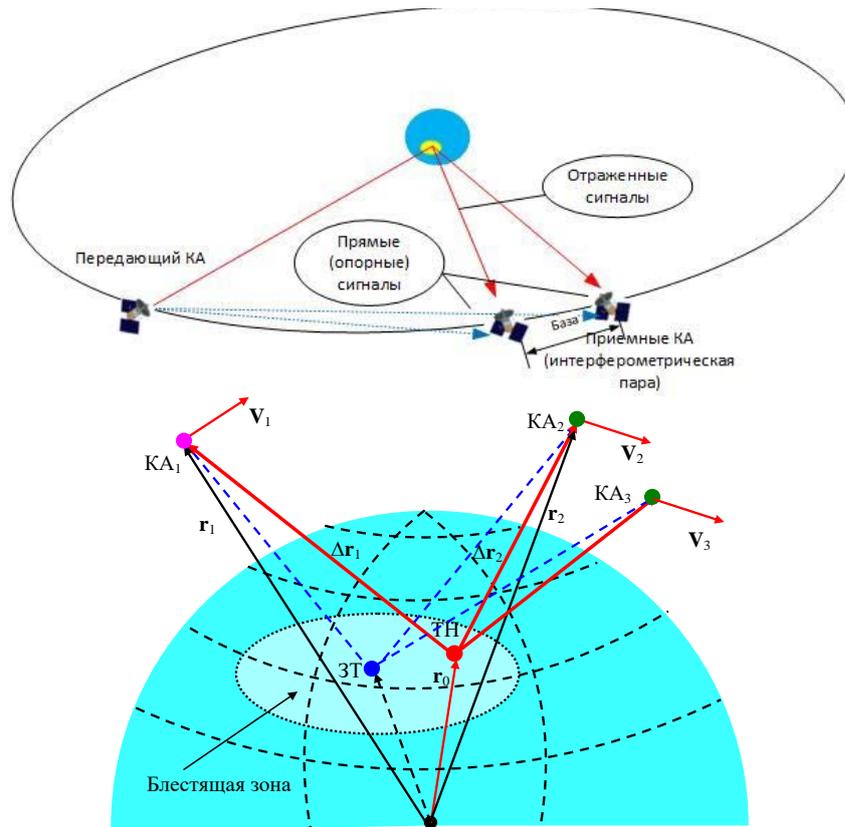
**Рис. 2.** Пояснение физического принципа интерферометрического метода измерения уровня океана при квазизеркальном рассеянии радиоволн.

Информацией об уровне океана является интерферометрическая разность фаз, измеренная многопозиционным интерферометром ИРСА. Такие интерферометры являются панорамными альтиметрами, обладающими широкими полосами обзора, достигающими сотен километров.

**2. Концепция создания космической радиолокационной системы предупреждения цунами**

Многопозиционные ИРСА, позволяют вести зондирование при квази-зеркальном рассеянии радиоволны, что позволяет существенно повысить чувствительность ИРСА, поскольку в этом случае удельная эффективная поверхность рассеяния (УЭПР) водной поверхности на три порядка выше УЭПР обратного рассеяния. Поэтому такие радары могут иметь более низкую излучающую микроволновую мощность, и как следствие, меньший вес, габариты, энергопотребление и стоимость, они могут размещаться на малых

космических аппаратах и выводиться легкими носителями [5 – 8]. Для обеспечения непрерывности регионального мониторинга ИРСА могут быть размещены на суточной геосинхронной орбите (ГСО), вариант размещения представлен на «рис. 3» и «рис. 4».



*Рис.3. Предлагаемое баллистическое построение космической системы ИРСА на ГСО.*

Такое построение орбитальной группировки ИРСА обладает рядом преимуществ:

- обеспечивается квазинепрерывное мезомасштабное наблюдение региона мирового океана, размеры наблюдаемой зоны могут достигать нескольких тысяч километров, полоса радиолокационного обзора достигает нескольких сотен километров;
- использования квази-зеркального рассеяния радиоволн от поверхности океана приводит к существенному снижению требований, предъявляемых к мощности сигнала «подсвечивающего» РСА (достаточно 1-2 кВт), что позволяет использовать задел по малым КА для создания космической системы (КС) на ГСО;
- большая база интерферометра (600 км) и широкая полоса зондирующего сигнала ( $\geq 200$  МГц) позволяют достичь флуктуационной чувствительности ИРСА к уровню океана, сопоставимой с низкоорбитальными альтиметрами (менее 10 см);
- космическая система на ГСО позволит не только обнаруживать цунами, но и давать оперативную штормовую обстановку в регионе.

Данные преимущества являются основанием для глубокой проработки и проектирования КС дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) на ГСО. Эти разработки должны опираться на задел Роскосмоса и ЕКА в части средств выведения, космических платформ для ГСО, целевой научной аппаратуры ДЗЗ и научно-технического задела институтов РАН по обработке и интерпретации результатов ДЗЗ.

Наряду, с очевидными преимуществами многопозиционной ИРСА на ГСО, существуют технические проблемы и риски для данного проекта:

- при наличии глубокой научной проработки радиолокации с геосинхронной орбиты, в мире (Китай, Европа), нет работающих КС ИРСА;
- существует проблема фазовой, временной синхронизации в многопозиционной системе ИРСА, хотя она решена в интерферометрической миссии TandemX для низких орбит;
- поскольку интерферометрическая разность фаз, при изменении уровня океана, составляет несколько десятков градусов, необходимо разработать систему внутренней и внешней калибровки ИРСА в многопозиционном исполнении, опыт решения такой задачи имеют институт немецкого космического агентства (theMicrowavesand Radar Institute of the German Aerospace Center - DLR) и ThalesAleniaSpace;
- для обработки результатов многопозиционного ИРСА необходимо высокоточное навигационное и баллистическое обеспечение. Этот вопрос требует серьезной проработки, DLR имеют опыт решения этой проблемы для низких орбит.

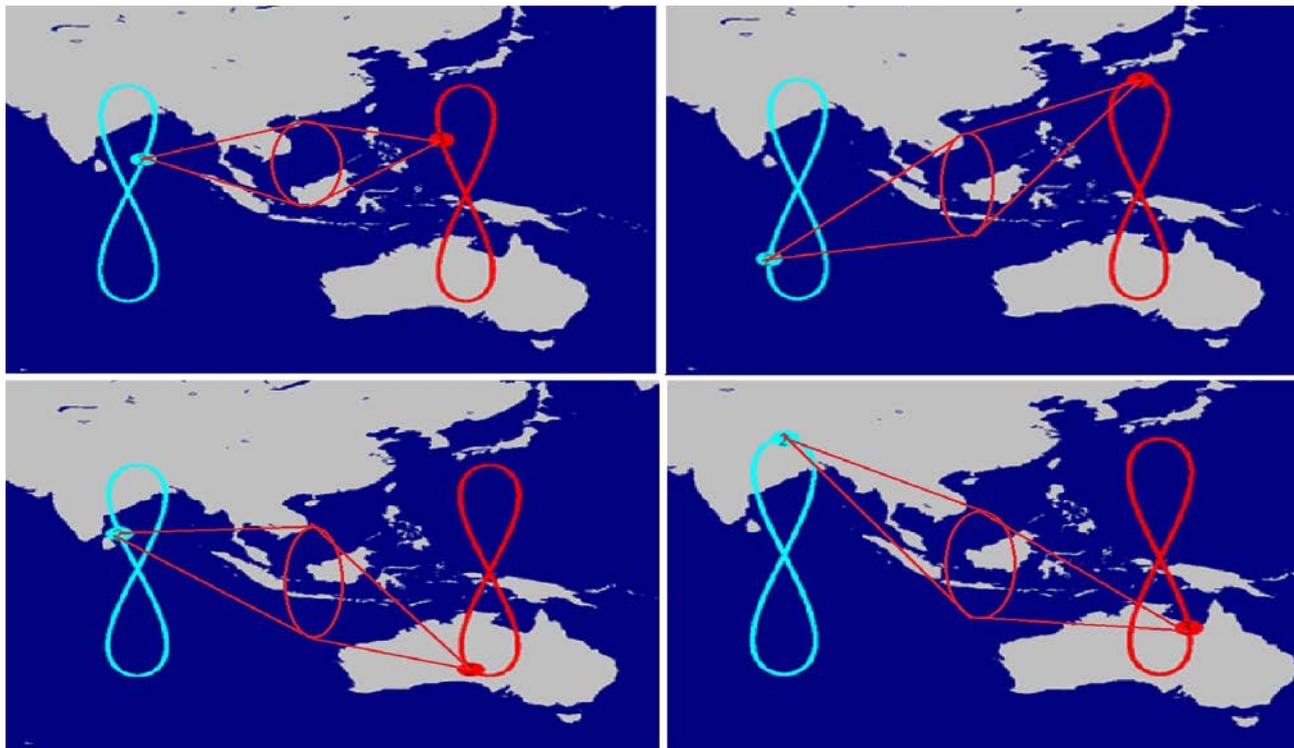


Рис. 4. Схема обеспечения непрерывности мониторинга при размещении ИРСА на ГСО.

### 3. Особенности квазизеркального рассеяния радиоволн на поверхности океана

Используя квази-зеркальный метод радиолокации [9 – 15], следует обратить внимание на следующее:

- УЭПР взволнованной морской поверхности в основном определяется френелевским коэффициентом отражения для плоской поверхности, который незначительно изменяется по наклонной дальности. При длине волны излучения  $\lambda=(0.03-1)$  м лишь часть спектра морских волн может быть использована. Дисперсия уклонов морских волн (зависящая от скорости ветра) также влияет на УЭПР;
- форма диаграммы рассеяния (величина УЭПР в координатах поверхности) говорит о сохранении размеров зоны обзора в широких пределах изменения скорости ветра и длины волны излучения;
- при размещении КА из состава ИРСА на одной высоте  $H$  и угле визирования (для примера)  $65^\circ$  длина «бликовой дорожки» составляет  $\sim 2H$ , а ширина  $\sim 0,4H$  (без учета кривизны Земли), что позволяет вести панорамное наблюдение поверхности.
- известный эффект расфокусировки ИРСА, обусловленный вариациями орбитальной скорости ветровых волн, при квазизеркальном зондировании существенно слабее, чем при береговом рассеянии.

#### Выводы

Проведенный анализ зависимости формы траектории подспутниковой точкой на земной поверхности от параметров орбиты КА, показал возможность организации квази-непрерывного мониторинга заданного района морской поверхности. Сделана оценка разрешения и радиометрической чувствительности для ИРСА, работающего на ГСО в квази-зеркальном режиме. Выявлены оптимальные позиции КА, при которых ИРСА позволяет длительное время вести наблюдение заданной зоны. Сделана обобщенная оценка таких параметров РСА, как площадь антенн, размер элемента разрешения и средняя мощность передатчика, которые обеспечивают заданный уровень радиометрической чувствительности.

Основным назначением ИРСА, работающего в квази-зеркальном режиме, должно быть формирование панорамных радиолокационных изображений (скорость течений и уровень поверхности), что позволяет обнаруживать цунами.

#### Список литературы

1. Халиков З.А. Диагностика волновых полей поверхности океана методами спутниковой радиолокации // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. М.: 2017. – 177 с.
2. Krieger G. and Moreira A., Fiedler H., Hajnsek I., Werner M., Younis M., Zink M. TanDEM-X: A Satellite Formation for High-Resolution SAR Interferometry // IEEE Transactions On Geoscience And Remote Sensing, 2007, Vol. 45, No. 11, pp. 3317–3341.
3. Krieger, G., Younis, M. Impact of oscillator noise in bistatic and multistatic SAR, IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, 2006, V.3, N. 3, pp. 424–428.
4. Khalikov Z.A. Bistatic quasi-mirror radar imaging of the sea surface // Report on the «Ocean SAR-2009» Workshop, Herrshing, Germany, Sept. 2009.

5. Tomiyasu K. Synthetic aperture radar in geosynchronous orbit // Dig. Int. IEEE Antennas and Propagation Symp., 1978, pp. 42-45.
6. Madsen S.N., Edelstein W., DiDomenico L.D., LabBrecque J. A geosynchronous synthetic aperture radar; for tectonic mapping, disaster management and measurements of vegetation and soil moisture // iProc. IGARSS 2001, pp. 447-449.
7. Петров А.С., Прилуцкий А.А., Волченков А.С. Методика расчёта зависимости базовых параметров космических радиолокаторов с синтезированной апертурой от высоты полёта и наклона плоскости орбиты носителя // Вестник НПО им. С.А. Лавочкина. 2018. №4. С. 80-87.
8. Переслегин С.В., Карпов И.О., Халиков З.А. Двухпозиционная кваззеркальная радиолокация земной поверхности: механизмы СВЧ-рассеяния и возможности решения океанологических задач из космоса // Океанология, 2017, том 57, №5, с. 710-719.
9. Bass F.G., Fuks I.M., Kalmykov A.I., Ostrovsky I.E., Rosenberg A.D. Very high frequency radio wave scattering by a disturbed sea surface (pt I. Scattering from a slightly disturbed boundary) // Transactions IEEE, 1968, AP-16, No 5, p.554- 559.
10. Переслегин С.В. Связь СВЧ рассеяния от морской поверхности с пространственно-временными характеристиками развитого волнения // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1975, т.11, № 5, с.481- 490.
11. Калмыков А.И., Лемента Ю.А., Островский И.Е., Фукс И.М.. Энергетические характеристики рассеяния радиоволн СВЧ диапазона взволнованной поверхностью моря / Препринт №71, ИПЭ АН УССР, Харьков, 1976, 60с.
12. Переслегин С.В., Достовалов М.Ю., Манаков В.Ю., Неронский Л.Б., Плосцев В.А. Формирование яркостных и скоростных изображений морской поверхности в радиолокаторах с синтезированной апертурой. // В сб. «Проявление глубинных процессов на морской поверхности». ИПФ РАН, Нижний Новгород, 2004, с.79-101.
13. Баскаков А.И., Мин-Хо Ка, Терехов В.А. Оценка ординат морских волн по взаимной двухчастотной корреляционной функции отраженных сигналов при надирном синтезировании апертуры антенны // Радиотехника. 2006. Вып. 12. С. 37-41.
14. Переслегин С.В. Статистические характеристики СВЧ рассеяния от морской поверхности с учетом конечного разрешения и фактора деполяризации // Известия АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1975, т.11, № 6, с.610 - 619.
15. Достовалов М.Ю., Неронский Л.Б., Переслегин С.В. Исследование поля скорости океанских течений по фазометрическим данным, полученным РСА космического аппарата ERS//Океанология,2003, т.43, № 3,с.473-480.

## **REGISTRATION OF SEISMIC WAVES TSUNAMIS USING MULTIPLE INTERFEROMETRIC RADAR SENSING OF THE OCEAN SURFACE FROM THE GEOSYNCHRONOUS ORBIT OF THE EARTH.**

head of the complex, Ph. D. A. A. Prilutsky<sup>1</sup>, chief researcher, Professor, Ph. D. S.V. Pereslegin<sup>2</sup>, chief researcher, Professor, Ph. D. A.S. Petrov<sup>1</sup>, head of Department E.A. Sidorchuk<sup>1</sup>

<sup>1</sup>«Lavochkin association»

<sup>2</sup>Russian Academy of Sciences P. P. Shirshov Institute of Oceanology  
prilutskiy59@gmail.com

Modern space-based altimeters have an accuracy of about a centimeter, but the field of view is not more than 10 km, so dozens of satellites are required to monitor the seismic area for tsunami detection. Multi-position interferometric radar altimeters allow to measure the ocean level and determine the type of disturbance of the water surface in the field of view, reaching hundreds of kilometers, when probing with GEO. Such radar systems allow for sensing as in the mode of back scattering and forward scattering (quasi-mirror). A multiple increase the radar cross section of the water surface during observation in the quasi-mirror mode allows the use of a locator with a lower radiation power, which is especially important when placing the locator on the GEO.

In this papersuggested a choice of ballistic placement of multi-position space remote sensing systems on GEO, ensuring the continuity of zone monitoring and provides an assessment of their effectiveness.

**Keywords:**tsunami,altimeters, interferometric SAR, ocean level, GEO, quasi-mirror, radar cross section



# ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИФРАКЦИИ НА ТЕЛАХ С КОНИЧЕСКИМИ ТОЧКАМИ

проф., д.ф.-м.н., проф. Боголюбов А.Н.,  
доцент, к.ф.-м.н Могилевский И.Е., аспирант Ровенко В.В.

МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра математики  
bogan7@yandex.ru, imogilevsky@mail.ru, rovenko.vladimir@physics.msu.ru

Рассматривается задача электромагнитной дифракции на идеально проводящем теле, содержащем конические точки. Строится асимптотическое представление электромагнитного поля в окрестности конической точки.

**Ключевые слова:** математическое моделирование, тела сложной формы, рёбра, кромки, особые точки, конические точки, асимптотическое разложение, численные методы, метод конечных элементов

## Введение

В работе рассматривается задача дифракции электромагнитного поля на идеально проводящем теле, имеющем коническую точку. Детально исследуется сингулярная часть поля в окрестности особой точки. В настоящее время весьма актуальными являются задачи скалярной и электромагнитной дифракции на сложных двумерных и трехмерных структурах, содержащих металлические и диэлектрические рёбра, угловые и конические точки [1,3-4]. Подобные задачи дифракции возникают во многих прикладных областях, например, при синтезе антенн, моделировании волноведущих систем в различных физических средах, при расчетах электронных устройств, таких как клистроны, при создании маскирующих оболочек [2,5].

Давно известно, что наличие ребер, кромок и конических точек приводит к появлениям сингулярностей у поля в их окрестностях [6,3,4,7-11], что существенно усложняет исследование подобных задач, а также ухудшает сходимость и точность численных методов, используемых для построения приближенного решения. Одним из весьма эффективных способов преодоления этих проблем является выделение особенности решения в явном виде, то есть построение асимптотического представления решения в окрестности особой точки границы. При этом существенно используются результаты по асимптотике решения эллиптических краевых задач, представленные в работах В.А. Кондратьева [1], а также С.А. Назарова и Б.А. Пламеневского [4].

## 1. Постановка задачи

Предполагается, что источники поля сосредоточены в конечной области  $D_0$ , находящейся вне тела. Рассматривается неоднородная система уравнений Максвелла, на поверхности тела ставятся однородные условия идеальной проводимости, на бесконечности — условия излучения Зоммерфельда. В окрестности конической точки ставится условие Мейкснера. Следует заметить, что при указанных условиях задача имеет единственное решение [3].

Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -ik\mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \operatorname{Supp} \mathbf{j} \subset D_0 \subset \mathbb{R}^3 \setminus \Omega,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = ik\mathbf{H},$$

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0.$$

Граничные условия

$$(\mathbf{H}, \mathbf{n})|_{\partial\Omega} = 0, [\mathbf{E}, \mathbf{n}]|_{\partial\Omega} = 0,$$

где  $\mathbf{n}$  — вектор нормали.

Условие Мейкснера в вершине конуса  $\mathbf{H} \in (L_2^{loc})^3, \mathbf{E} \in (L_2^{loc})^3$ .

## 2. Метод решения

Следуя В.А. Кондратьеву [1], сначала задача рассматривается для бесконечного конуса. Это позволяет в более простом виде записать граничные условия для компонент электромагнитного поля и сосредоточиться на выделении сингулярной части поля в окрестности конической точки. Также хорошо известно [3], что в сферической системе координат любое частное решение однородной системы уравнений Максвелла представимо в виде суперпозиции полей электрического и магнитного типов:

$$\mathbf{E} = \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\mathbf{e}_r U r) + ik \operatorname{rot}(\mathbf{e}_r V r),$$

$$\mathbf{H} = -ik \operatorname{rot}(\mathbf{e}_r U r) + \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\mathbf{e}_r V r),$$

где  $U$  и  $V$  — электрический и магнитный потенциалы Дебая.

Далее тем же способом, что ранее применялся авторами для скалярной задачи дифракции на теле с конической точкой в работе [11] удастся выделить сингулярную часть электромагнитного поля в окрестности конической точки.

### **Выводы**

В работе полученные результаты для скалярной задачи [11] распространяются на случай векторной задачи электромагнитной дифракции на идеально проводящем теле, содержащем коническую точку.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 19.01.00593, 18-31-00377 мол\_а.

### **Список литературы**

1. Кондратьев В.А. Краевые задачи для эллиптических уравнений в областях с коническими или угловыми точками // Тр. ММО, **16**, Издательство Московского университета, М., 1967, 209–292
2. Могилевский И. Е., Ровенко В.В. Математическое моделирование метода волнового обтекания в задачах маскировки // Физические основы приборостроения, том 3, № 4, с. 28-39, 2014.
3. Свешников А. Г., Могилевский И. Е. Избранные математические задачи теории дифракции. Москва 2012, 239 с.
4. Назаров С. А., Пламеневский Б. А. Эллиптические задачи в областях с кусочно-гладкой границей. Наука 1991.
5. Дубинов А. Е., Мытарева Л. А. Маскировка материальных тел методом волнового обтекания // УФН 2010. Т. 180. № 5. С. 475-493.
6. Meixner J. The behaviour of electromagnetic fields at edges // IEEE Trans. AP, 1972, 20 №4, P.442-446.
7. Боголюбов А. Н., Делицын А.Л., Могилевский И.Е., Свешников А.Г. Особенности нормальных волн неоднородного волновода с входящими ребрами // Радиотехника и электроника. 2003. Т.48. № 7. С.1-8.
8. Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е., Свешников А.Г. Асимптотическое представление электромагнитного поля диэлектрического волновода в окрестности угловой точки линии разрыва диэлектрической проницаемости // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 55:3 (2015). С. 446–459.
9. Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е. // Ученые Записки Физического Факультета МГУ 2017. № 4. С. 1740303–1-1740303–7.
10. Боголюбов А.Н., Могилевский И.Е. Математическое исследование особенности электромагнитного поля волновода в окрестности угловой точки линии разрыва диэлектрической проницаемости // Физические основы приборостроения 2016, том 5, № 2, С. 72-79.
11. Rovenko V.V., Mogilevsky I.E. Solution of boundary problems for elliptic equation in domains with conical or corner points // PIERS Proceedings 2017, IEEE Xplore [Piscataway, N.J.], United States, P. 2102-2105.

## **ELECTROMAGNETIC FIELD DIFFRACTION PROBLEMS ON THE BODIES HAVING CONICAL POINTS**

professor, phd, professor Bogolyubov A.N., docent, phd Mogilevskiy I.E.,  
Postgraduate student Rovenko V.V.<sup>3</sup>

*The Moscow State University, physics department, chair of mathematics*  
bogan7@yandex.ru, imogilevsky@mail.ru, rovenko.vladimir@physics.msu.ru

The problem relating to the electromagnetic field diffraction on the perfect conducting bodies having conical points is considered in this work. The electromagnetic field asymptotic representation in the conical point vicinity has been obtained.

**Keywords:** mathematical modelling, complicated shaped bodies, edges, special points, conical points, asymptotic representation, numerical methods, finite elements method



# ДИПОЛЬНЫЕ ОТКЛИКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕРИЧЕСКИХ МЕТААТОМОВ

проф., д.ф.-м.н. Боголюбов А.Н., студент Рыбина А.В., Домбровская Ж.О.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
rybina.av15@physics.msu.ru

Рассмотрены различные способы моделирования двумерной изотропной метаповерхности в рамках дипольного приближения. Получены уравнения зависимостей геометрических параметров метаатомов от материальных параметров для положений первых электрического и магнитного дипольных резонансов, а также для критерия применимости дипольного приближения.

**Ключевые слова:** метаматериалы, дипольное приближение

## Введение

В современной оптической технике для управления электромагнитным излучением широко применяются метаматериалы. В данной работе рассматриваются двумерные метаповерхности, состоящие из сферических диэлектрических частиц. Аналитическое моделирование таких поверхностей чаще всего производится в рамках дипольного приближения. Для корректности модели необходимо выбирать размер метаатомов таким, чтобы дипольное слагаемое в отклике было преобладающим. В работе [1] предлагается следующий критерий: дипольный вклад в полное рассеянное сечение должен составлять более 95% на всем частотном диапазоне. Для каждого материала, из которого изготовлен метаатом, нужно индивидуально рассчитывать и анализировать величину дипольного вклада в рассеянное излучение.

В данной работе рассматривается диапазон показателей преломления от 2 до 10. Для сферических частиц из таких материалов произведена процедура из [2] и найдены соответствующие соотношения между показателем преломления, радиусом и длиной волны.

## 1. Корректность аппроксимации

[3] предлагает способ аппроксимации сферических функций Бесселя-Рикатти, использующий разложение сферической функции Бесселя в ряд Вейерштрасса.

$\varphi_n^{(1)} = n + 1 + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2z^2}{z^2 - (r_{n,l})^2}$ , где  $r_{n,l}$  – первый нуль функции Бесселя порядка  $n$ .

Приближения, полученные для специальных функций, применяемых в теории рассеяния Ми, могут быть теперь использованы для поиска парциальных амплитуд рассеяния.

$$a_n^{(A1)} = \frac{(n+1)z^{2n+1} e^{-iz + \rho_n^h z^2}}{(2n+1)!! Q_n(z)} \times \frac{(\varepsilon - 1)[f_n(\varepsilon, z) - z_n^2]}{\varepsilon g_n(z) f_n(\varepsilon, z) - (n+1)}, \quad (1)$$

$$b_n^{(A1)} = \frac{z^{2n+1} e^{-iz + \rho_n^h z^2}}{(2n+1)!! Q_n(z)} \times \frac{(\varepsilon - 1)L_n(\varepsilon, z)}{\varepsilon L_n(\varepsilon, z) - (n+1) + \varphi_n^{(+)}(z)}, \quad (2)$$

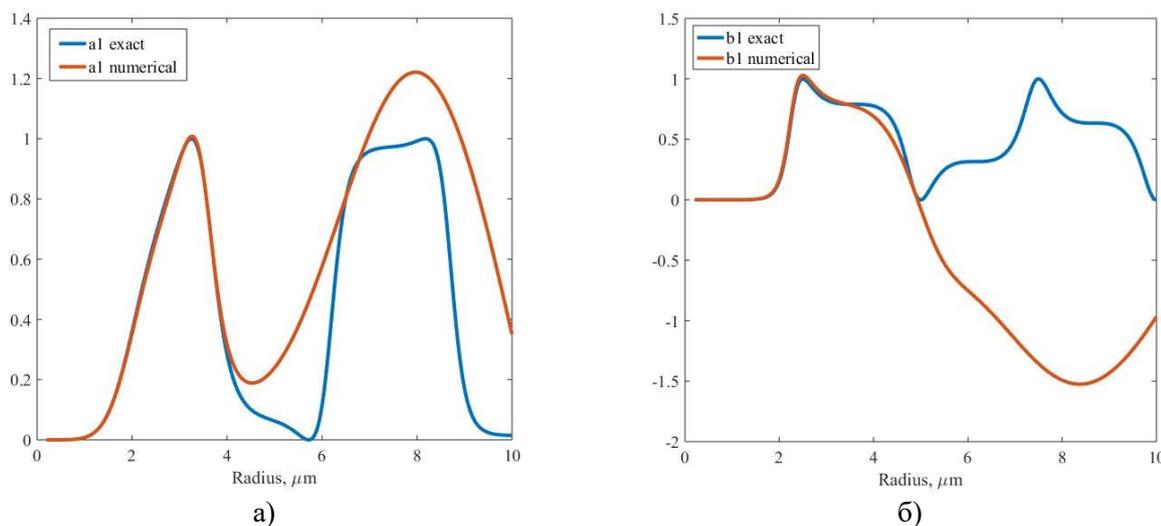


Рис. 1. Первые парциальные амплитуды рассеяния: (а) – электрическая, (б) – магнитная. Синяя линия – точные значения, красная линия – численные значения.

Подобные графики построены для численного и аналитического первых 5 амплитуд рассеяния. Выявлена тенденция: чем больше порядковый номер частичной амплитуды рассеяния, тем меньше максимальный радиус частицы, при котором обеспечена адекватная аппроксимация теоретических значений по формулам из [4,5].

$$C_{\text{sca}} = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{m=1}^{\infty} (2m+1) (|a_m|^2 + |b_m|^2), \quad (5)$$

$$a_m = \frac{n\psi_m(nx)\psi'_m(x) - \psi_m(x)\psi'_m(nx)}{n\psi_m(nx)\zeta'_m(x) - \zeta_m(x)\psi'_m(nx)}, \quad b_m = \frac{\psi_m(nx)\psi'_m(x) - n\psi_m(x)\psi'_m(nx)}{\psi_m(nx)\zeta'_m(x) - n\zeta_m(x)\psi'_m(nx)}, \quad (6)$$

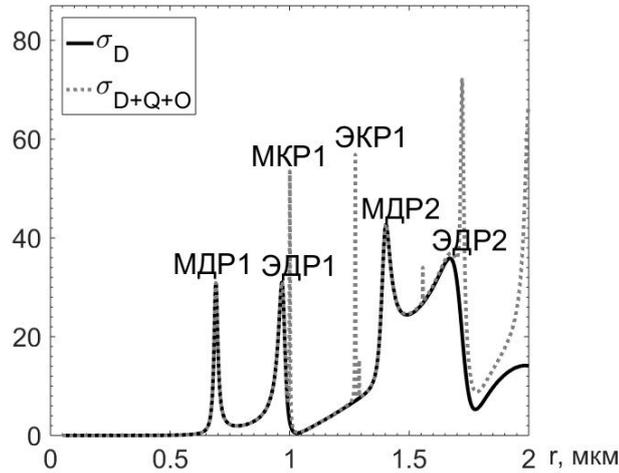


Рис. 2. Зависимость сечения рассеяния сферического метаатома из PbTe от радиуса r на длине волны  $\lambda = 8$  мкм. Сплошной линией отмечен дипольный вклад.

## 2. Диапазон показателей преломления

Аналогичные графики были построены для диапазона показателей преломления, после чего численно были определены положения дипольных резонансов [6].

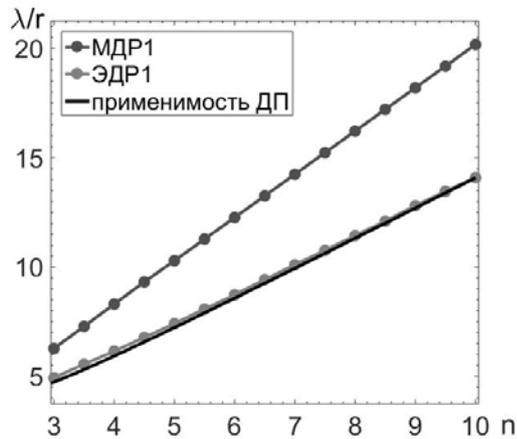


Рис. 3. Положения первых магнитного и электрического дипольных резонансов и критерий применимости дипольного приближения.

Соответствующие прямые были построены методом наименьших квадратов. Уравнения этих прямых приведены в таблице. Количественным параметром, определяющим близость закона к линейному, является коэффициент корреляции. Из таблицы видно, что он практически равен 1.

Таблица 1. Результаты аппроксимации. Численный расчёт

Зависимость	Уравнение прямой	Коэффициент корреляции
МДР1	$\lambda/r = 1.9815n + 0.3693$	1
ЭДР1	$\lambda/r = 1.3309n + 0.7815$	0.9997
Применимость ДП	$\lambda/r = 1.3492n + 0.528$	0.9996

Для проверки и уточнения результатов, полученных численно, был также проведен аналитический расчет положений резонансов для некоторого набора данных. Были аналитически рассчитаны производные первых парциальных амплитуд, равенство нулю которых является необходимым условием наличия экстремума в точке.

Для первого электрического дипольного резонанса:

$$a'_1(x) = 0, \frac{num'(x)denom(x) - denom'(x)num(x)}{denom^2(x)} = 0, \quad (7)$$

$$num(x) = n\psi_1(nx)\psi'_1(x) - \psi_1(x)\psi'_1(nx), denom(x) = n\psi_1(nx)\zeta'_1(x) - \zeta_1(x)\psi'_1(nx), \quad (8)$$

Аналогичные расчёты проведем для первого магнитного дипольного резонанса и условия  $b'_1(x) = 0$ .

Далее методом Ньютона было вычислено значение  $x_{max} = 2\pi r/\lambda$ , соответствующее первому экстремуму, то есть, первому дипольному резонансу, для показателей преломления в диапазоне от 2 до 10. Этот набор значений был использован для построения прямых, описывающих положения первого электрического и магнитного дипольных резонансов.

Для веществ с характеристиками, которые соответствуют точкам на графике, лежащим выше данной кривой, дипольное приближение применимо, для остальных - нет.

Для этого найдем максимум функции парциальной амплитуды  $b_2$ , соответствующий первому магнитному квадрупольному резонансу. Дипольное приближение применимо до тех пор, пока значение  $b_2$  меньше 5% высоты первого квадрупольного резонанса. Методом Ньютона было найдено значение  $x_{max} = 2\pi r/\lambda$ , соответствующее первому экстремуму, то есть, первому магнитному квадрупольному резонансу.

Теперь требуется решить уравнение  $b_2(x) = 0.05b_2(x_{max})$ . Для его решения также был использован метод Ньютона. Точность при его использовании выбрана  $\varepsilon = 10^{-5}$ .

Аналогичная цепочка вычислений была проведена для массива значений показателей преломления  $n$  в диапазоне от 2 до 10 с шагом 1. Полученная зависимость является линейной, уравнение прямой получено методом наименьших квадратов. Уравнения этих прямых для аналитического поиска экстремумов приведены в таблице. Коэффициент корреляции практически равен 1, значит, закон зависимости  $\lambda/r(n)$  является линейным с хорошей точностью.

**Таблица 2.** Результаты аппроксимации. Аналитический поиск экстремумов

Зависимость	Уравнение прямой	Коэффициент корреляции
МДР1	$\lambda/r = 1.9265n + 0.5919$	1
ЭДР1	$\lambda/r = 1.4045n + 0.0614$	0.998
Применимость ДП	$\lambda/r = 1.2405n + 1.129$	0.998

## Выводы

В работе для диэлектрических метаатомов с показателем преломления от 2 до 10 получены формулы, связывающие положения первых дипольных резонансов, характерный размер частиц и их показатель преломления. Построен критерий применимости дипольного приближения для замены диэлектрического шара парой диполей.

Полученные уравнения, описывающие положения первых электрического и магнитного дипольного резонансов, а также критерия применимости дипольного приближения, могут быть использованы для решения обратной задачи моделирования метаповерхности и наложения ограничений на линейные размеры сферических диэлектрических метаатомов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ проект № 19-01-00593 А.

## Список литературы

1. Белокопытов Г.В., Журавлев А.В. Поляризуемость сферических частиц // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2008. Т. 11. С. 41.
2. Терехов Ю.Е. Электромагнитный отклик метаплёнок. Дис. канд. физ.-мат. наук. МГУ им. М.В. Ломоносова. М., 2015.
3. Colom R. et. al. Polarizability expressions for predicting resonances in plasmonic and Mie scatterers // Phys. Rev. A. V.95, 063833
4. Bohren C.F. and Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. N.Y. Wiley, 1983.
5. Журавлёв А.В. Резонансное рассеяние электромагнитных волн сферическими частицами. Дис. канд. физ.-мат. наук. МГУ им. М.В. Ломоносова. М., 2009.
6. Rybina A.V., Dombrovskaya Zh.O., Bogolyubov A.N. Dipole response of a dielectric sphere // Bull. of the RAS: Physics 2018, vol. 82, №11, p.1380

## DIPOLE RESPONSES OF DIELECTRIC SPHERICAL METAATOMS

professor Bogolyubov A.N., student Rybina A.V, Dombrovskaya Zh.O.

*Lomonosov MSU, physics department*  
rybina.av15@physics.msu.ru

Various methods for modelling a two-dimensional isotropic meta-surface using dipole approximation are considered. Equations of dependences of the geometric parameters for the positions of the first electric and magnetic dipole resonances, as well as for the validity criterion of the dipole approximation, are obtained.

**Key words:** metamaterials, dipole approximation



## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПЕДАНСНЫХ ВОЛНОВОДОВ

*проф., д.ф.-м.н. Боголюбов А.Н., с.н.с., к.ф.-м.н. Ерохин А.И.,  
физик Светкин М.И.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
физический факультет  
mihail-svetkin@mail.ru*

Рассмотрена математическая модель бесконечного волновода произвольного сечения с потерями в стенках, описываемыми граничными условиями Шукина-Леонтовича с переменным импедансом на границе сечения. Построен численный алгоритм на основе метода конечных элементов для расчета их собственных мод и дисперсионных характеристик. Для определенных случаев проведено сравнение результатов численного эксперимента с известными аналитическими решениями. С помощью построенных графиков эволюции спектра при изменении импеданса на границе продемонстрирована возможность изменения уровня потерь некоторых мод.

**Ключевые слова:** волновод, метод конечных элементов, переменный импеданс.

### Введение

Рассматривается задача для бесконечного волновода постоянного сечения без заполнения с потерями в стенках, описываемыми граничными условиями Шукина-Леонтовича с переменным импедансом на границе сечения. С помощью метода конечных элементов [1] находятся собственные моды и строятся дисперсионные характеристики рассматриваемых систем.

### 1. Постановка задачи

Пусть бесконечный волновод имеет постоянное сечение  $D$  и ориентирован вдоль оси  $z$ . Электромагнитное поле в нем описывается системой уравнений Максвелла:

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

$(x, y) \in D, z \in (-\infty, \infty)$ . На границе сечения  $\partial D$  ставятся граничные условия Шукина-Леонтовича [2]:

$$[\mathbf{n}, \mathbf{E}] = -W[\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \mathbf{H}]], \quad (2)$$

где  $\mathbf{n}$  - внешняя нормаль к границе  $\partial D$ ,  $W = W(x, y)$ ,  $(x, y) \in \partial D$  - переменный импеданс.

При данном выборе геометрии решение (1) может быть записано с помощью функций Борнуса [3] электрического типа  $\tilde{u}$

$$\mathbf{E} = \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\tilde{u}\mathbf{z}), \quad \mathbf{H} = -ik\operatorname{rot}(\tilde{u}\mathbf{z}), \quad (3)$$

и магнитного типа  $\tilde{v}$

$$\mathbf{E} = ik\operatorname{rot}(\tilde{v}\mathbf{z}), \quad \mathbf{H} = \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\tilde{v}\mathbf{z}), \quad (4)$$

каждая из которых удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\Delta \tilde{u} + k^2 \tilde{u} = 0, \quad \Delta \tilde{v} + k^2 \tilde{v} = 0. \quad (5)$$

В общем случае решение (1) будет суммой (3) и (4)

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \text{rot rot}(\tilde{u}\mathbf{z}) + ik\text{rot}(\tilde{v}\mathbf{z}), \\ \mathbf{H} &= -ik\text{rot}(\tilde{u}\mathbf{z}) + \text{rot rot}(\tilde{v}\mathbf{z}). \end{aligned} \quad (6)$$

Будем искать решение (5) в виде бегущей волны:

$$\tilde{u}(x, y, z) = u(x, y)e^{i\gamma z}, \quad \tilde{v}(x, y, z) = v(x, y)e^{i\gamma z}. \quad (7)$$

Уравнения (5) в сечении  $D$  принимают вид:

$$\Delta u + k^2 u = \gamma^2 u, \quad \Delta v + k^2 v = \gamma^2 v, \quad (x, y) \in D. \quad (8)$$

На границе области введем локальную ортогональную систему координат  $(\mathbf{n}, \boldsymbol{\tau}, \mathbf{z})$ , где  $\boldsymbol{\tau}$  - единичный вектор касательной к  $\partial D$ , образующий с векторами  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{z}$  правую тройку. В этой системе координат граничное условие (2) примет вид:

$$E_z = -WH_{\boldsymbol{\tau}}, \quad E_{\boldsymbol{\tau}} = WH_z, \quad (x, y) \in \partial D. \quad (9)$$

Подставив (6) в (9) с учетом (7) и выписав роторы в координатах  $(\mathbf{n}, \boldsymbol{\tau}, \mathbf{z})$ , получим граничные условия для функций Борнуса:

$$(k^2 - \gamma^2)u = -W \left( i\gamma \frac{\partial v}{\partial \boldsymbol{\tau}} + ik \frac{\partial u}{\partial \mathbf{n}} \right), \quad (x, y) \in \partial D, \quad (10)$$

$$W(k^2 - \gamma^2)v = i\gamma \frac{\partial u}{\partial \boldsymbol{\tau}} - ik \frac{\partial v}{\partial \mathbf{n}}, \quad (x, y) \in \partial D. \quad (11)$$

В случае идеальных стенок  $W = 0$ , и условие (10) переходит в условие Дирихле для  $u$ , а (11) – в условие Неймана для  $v$ , и задачи разделяются на независимые задачи поиска решений электрического и магнитного типов. В случае импедансных стенок такого разделения не происходит, и моды становятся гибридными.

Таким образом, задача нахождения собственных мод импедансного волновода сводится к отысканию таких значений  $\gamma$  и таких нетривиальных  $u$  и  $v$ , при которых выполнено (8), (10) и (11).

## 2. Алгоритм решения

Рассмотрим решение данной задачи с помощью метода конечных элементов. Введем сетку  $\omega$  в области  $D$ , содержащую  $N_p$  точек.  $u$  и  $v$  ищутся в виде разложения по системе конечных элементов  $\{\varphi_i\}, i = 1..N_p$ :

$$u = \sum_{j=1}^{N_p} U_j \varphi_j, \quad v = \sum_{j=1}^{N_p} V_j \varphi_j. \quad (12)$$

Домножим (8) на  $\varphi_i$  и проинтегрируем по  $D$ , воспользовавшись формулой Грина. Нормальные производные в интегралах по границе выразим из граничных условий (10)-(11). Полученную систему перепишем в матричном виде:

$$\begin{aligned} -KU + Q_{1/W}U - \frac{\gamma^2}{k^2}Q_{1/W}U - \frac{\gamma}{k}TV + MU &= \frac{\gamma^2}{k^2}MU, \\ -KV + Q_WV - \frac{\gamma^2}{k^2}Q_WV + \frac{\gamma}{k}TU + MV &= \frac{\gamma^2}{k^2}MV, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $U$  и  $V$  – столбцы коэффициентов (12),

$$\begin{aligned} K_{ij} &= \int_D \nabla \varphi_j \nabla \varphi_i ds, \quad M_{ij} = k^2 \int_D \varphi_j \varphi_i ds, \quad T_{ij} = \oint_{\partial D} \frac{\partial \varphi_j}{\partial \boldsymbol{\tau}} \varphi_i dl \\ (Q_{1/W})_{ij} &= ik \oint_{\partial D} \frac{\varphi_j \varphi_i}{W} dl, \quad (Q_W)_{ij} = ik \oint_{\partial D} W \varphi_j \varphi_i dl, \end{aligned}$$

Уравнения (14) объединяются в блочно-матричном виде:

$$\begin{aligned} \left( \begin{array}{cc} -K + M + Q_{1/W} & \Theta \\ \Theta & -K + M + Q_W \end{array} \right) \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} + \frac{\gamma}{k} \begin{pmatrix} \Theta & -T \\ T & \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} + \\ + \frac{\gamma^2}{k^2} \begin{pmatrix} -M - Q_{1/W} & \Theta \\ \Theta & -M - Q_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\Theta$  - нулевая матрица.

Таким образом, исходная задача сводится к отысканию собственных значений и векторов квадратичной задачи на собственные значения.

## 3. Численный эксперимент

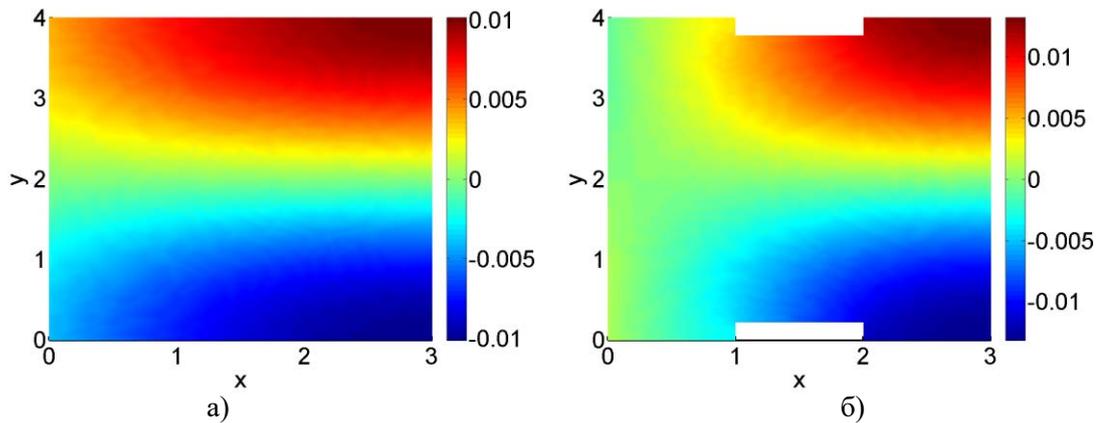
Предложенный метод верифицировался на задаче для круглого импедансного волновода, имеющей аналитическое решение. Для круга радиуса  $a=1$ , импеданса  $W=0.1(1-i)$ ,  $k=6$ , были рассчитаны первые 5 мод.

В табл. 1 приведены значения спектрального параметра  $\gamma$ , полученные численно предложенным методом на сетке  $\sim 2000$  узлов и решением дисперсионного уравнения (15).

**Таблица 1.** Постоянные распространения круглого волновода низших мод

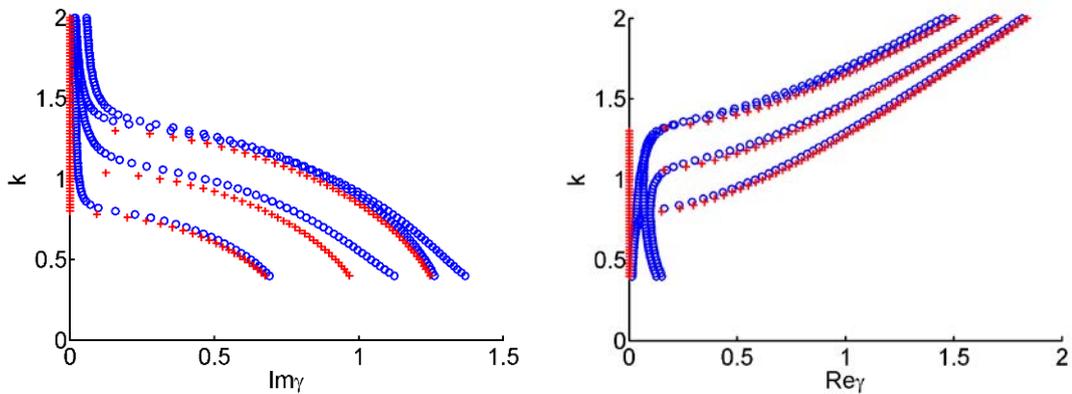
$\gamma$ , аналитическое	$\gamma$ , численное	Мода
$5.7618 + 0.0704i$	$5.7616 + 0.0704i$	TE <sub>01</sub> (вырожденная 2 раза)
$5.6047 + 0.1310i$	$5.6044 + 0.1310i$	TM <sub>00</sub>
$5.2800 + 0.1367i$	$5.2789 + 0.1369i$	TE <sub>02</sub> (вырожденная 2 раза)

Рассмотрим результаты расчета волноводов других сечений. На рис. 1 представлена действительная часть магнитной функции Боргниса для прямоугольного и H-образного волноводов с импедансной левой стенкой и идеальными остальными.

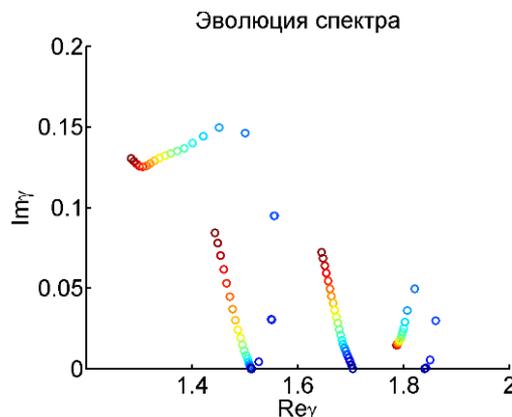


**Рис. 1.** Магнитная функция Боргниса нижней моды прямоугольного волновода (а), H-образного волновода (б) с импедансной левой стенкой.

На рис. 2 представлена дисперсионная характеристика прямоугольного волновода с импедансной стенкой.



**Рис. 2.** Дисперсионная характеристика импедансного (синий) и идеального (красный) прямоугольных волноводов.



**Рис. 3.** Эволюция спектра волновода при увеличении ширины импедансной вставки.

На рис. 3. изображена эволюция спектра при изменении ширины импедансной границы от нуля до полной длины одной из сторон прямоугольника. Можно видеть, что различные моды по-разному реагируют на появление импедансной вставки на границе. Таким образом, можно выбирать такие свойства границы волновода, чтобы потери некоторой моды, определяемые мнимой частью  $\gamma$ , оказались меньшими из всех мод. Это позволяет использовать волновод в качестве фильтра.

#### **Выводы**

Предложенный метод позволяет моделировать широкий класс волноводов произвольного поперечного сечения и непостоянным импедансом границы. На его основе могут быть построены эффективные алгоритмы решения обратных задач синтеза.

#### **Список литературы**

1. Галлагер Р. Метод конечных элементов. Основы: Пер. с англ. М.: Мир, 1984
2. Ильинский А. С., Слепян Г. Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1983.
3. Ильинский А. С. и др. Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991.

## **MATHEMATICAL MODELING OF IMPEDANCE WAVEGUIDES**

Professor, D.Sc. in Physical and Mathematical Sciences, Bogolyubov A.N., Researcher,  
Candidate of Physico-Mathematical Sciences, Erokhin A.I., Physicist, Svetkin M.I.

*M.V.Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics*  
mihail-svetkin@mail.ru

A mathematical model of an infinite waveguide of arbitrary cross section with losses in the walls described by the Shchukin-Leontovich boundary conditions with variable impedance on the boundary of the cross section is considered. A numerical algorithm based on the finite element method for calculating their eigenmodes and dispersion characteristics is constructed. For certain cases, the results of a numerical experiment are compared with known analytical solutions. Using the constructed graphs of the evolution of the spectrum when the impedance changes at the boundary, the possibility of changing the level of losses of some modes is demonstrated.

**Keywords:** waveguide, finite element method, variable impedance



## **МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, УЧИТЫВАЮЩИЙ ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ В ОКРЕСТНОСТЯХ УГЛОВЫХ ТОЧЕК ГРАНИЦЫ**

*проф., д.ф.-м.н. Боголюбов А.Н., доц., к.ф.-м.н. Могилевский И.Е.,  
физик Светкин М.И., Ровенко В.В.<sup>1</sup>*

*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет*  
mihail-svetkin@mail.ru

Предложена модификация метода конечных элементов, позволяющая учитывать особенности решения эллиптических уравнений в областях, содержащих особые точки – входящие углы границы. Наличие особенностей решения в таких особых точках приводит к ухудшению точности и скорости работы стандартных численных методов. Использование известного аналитического решения в малых окрестностях особых точек и их сшивка с решением в остальной области позволяют улучшить эффективность метода конечных элементов, сохраняя при этом его гибкость в описании сложных областей. Предложенный метод также может быть применен для задач в неограниченных областях.

**Ключевые слова:** метод конечных элементов, входящие углы границы, эллиптические уравнения

## Введение

Метод конечных элементов (МКЭ) [1]-[2] широко используется для численного решения широкого класса краевых и начально-краевых задач математической физики. Данный метод позволяет рассматривать задачи в областях с различной геометрией и типами граничных условий и при численной реализации сводится к решению систем алгебраических уравнений с разреженными матрицами, что существенно повышает эффективность вычислений.

Как и для большинства численных методов, точность и скорость сходимости МКЭ зависит от гладкости решения исходной задачи. В случае сложной негладкой границы и разрывных коэффициентов уравнений решение может содержать скачки и изломы, что снижает эффективность используемых методов. Одним из способов решения этой проблемы является адаптивное сгущение сетки в областях с наибольшей ошибкой, однако это не всегда гарантирует улучшение численного решения и, как правило, не позволяет исследовать поведение решения в окрестностях точек, содержащих особенности.

Другой подход заключается в устранении особых точек путем сглаживания исходной задачи, например, замена острых углов гладкими сплайнами, «размытие» скачков коэффициентов и т.п., однако при этом могут теряться специфические свойства исходной задачи.

Более эффективный подход состоит в аналитическом исследовании задачи в окрестности особых точек и учете полученной информации в численном методе. Например, можно добавить несколько модифицированных конечных элементов в особой точке, которые будут описывать нужную особенность решения. Однако такие конечные элементы могут оказаться практически линейно зависимы, что приведет к плохой обусловленности итоговой матричной задачи относительно коэффициентов при этих элементах.

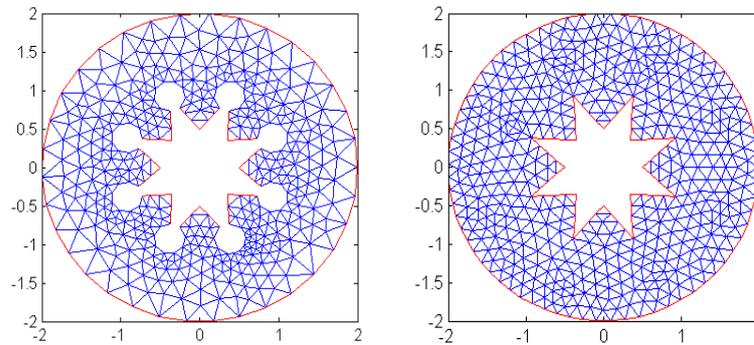


Рис. 1. Сетка с выделением (справа) и без выделения (слева) окрестностей входящих углов.

В работе предлагается модификация МКЭ, в которой выделяются окрестности вершин входящих углов (рис. 1), строятся аналитические решения внутри этих окрестностей в виде асимптотических разложений, затем полученные решения сшиваются с основным решением на сетке. Таким образом, особенности решения в особых точках переносятся в виде граничных условий сопряжения на границы выделенных окрестностей, которые особенностей уже не содержат.

## Идея метода

В [3,4] рассматривалось применение данного метода для решения уравнения Пуассона в ограниченной области с кусочно-постоянной диэлектрической проницаемостью. Этот метод был обобщен на случай эллиптического уравнения с граничным условием третьего рода:

$$\nabla(c\nabla u) + au = f, M \in \Omega, \quad (1)$$

$$c \frac{\partial u}{\partial n} + qu = g, P \in \partial\Omega. \quad (2)$$

Предполагается, что граница области  $\Omega$  в окрестности каждой особой точки совпадает с частью границы сектора.

Для каждой точки границы  $O_n$ , содержащей особенность решения, выделяется окрестность в виде сектора  $\Omega_n$ , в котором аналитически строится решение исходной задачи (1)-(2) вида:

$$u^{(n)}(r, \varphi) = \mu^{(n)}(r, \varphi) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m^{(n)} \xi_m^{(n)}(r, \varphi). \quad (3)$$

где  $(r, \varphi)$  – локальная полярная система координат с центром в точке  $O_n$ ,  $\mu^{(n)}(r, \varphi)$  – частное решение неоднородной задачи (1) в секторе  $\Omega_n$ ,  $\xi_m^{(n)}(r, \varphi)$  – фундаментальная система решений соответствующей однородной задачи,  $D_m^{(n)}$  – произвольные коэффициенты.

Исходная задача (1)-(2) в области  $\tilde{\Omega}$  с вырезанными особыми точками дополняется условиями сопряжения на введенных границах  $\partial\Omega_n$  окрестностей  $\Omega_n$ :

$$u = u^{(n)}, c \frac{\partial u}{\partial n} = c \frac{\partial u^{(n)}}{\partial n}, P \in \partial\Omega_n. \quad (4)$$

Полученная задача в  $\tilde{\Omega}$  решается методом конечных элементов с условием согласования коэффициентов при элементах на введенных границах  $\partial\Omega_n$  с коэффициентами  $D_m^{(n)}$  решений в окрестностях  $\Omega_n$  для обеспечения условий (4).

В случае неограниченной области  $\Omega$  вводится фиктивная внешняя граница. За ее пределами решение также записывается в виде (3) на основе асимптотики поведения решения на бесконечности и аналогично (4) сшивается с решением на сетке. Таким образом, исходная задача сводится к задаче в конечной области, а особенности в окрестности входящих углов и поведение на бесконечности описываются единообразным образом.

На рис. 2 приведен пример решения задачи дифракции плоской волны на бесконечном идеально проводящем цилиндре сложного сечения, содержащем входящие углы с использованием предложенного метода.

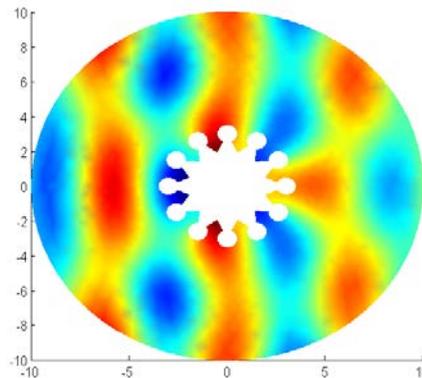


Рис. 2. Решение задачи дифракции плоской волны на бесконечном цилиндре со входящими углами.

#### Выводы

Представленный метод позволяет решать широкий класс задач для произвольной кусочно-гладкой области и получать подробную информацию о поведении решения в окрестностях особых точек.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №18-31-00377 мол\_а, 19-01-00593.

#### Список литературы

1. Р. Галлагер Метод конечных элементов. Основы. М.: Мир, 1984.
2. J.M. Jin The finite element method in electromagnetics. John Wiley & Sons, 2015.
3. А. Н. Боголюбов и др. // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2017. Т. 57, № 8.
4. А. Н. Боголюбов и др. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2017. № 1.

## THE FINITE ELEMENT METHOD WITH TAKING INTO ACCOUNT THE SINGULARITIES OF ELLIPTIC PROBLEMS SOLUTIONS IN THE NEIGHBOURHOOD OF CORNER POINTS OF THE BOUNDARY

Professor, D.Sc. in Physical and Mathematical Sciences Bogolyubov A.N.,  
Assistant professor, Candidate of Physical and Mathematical Sciences Mogilevskiy I.E.,  
physicist Svetkin M.I., Rovenko V.V.

M.V.Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics  
mihail-svetkin@mail.ru

A modification of the finite element method was proposed which makes possible to take into account the singularities of the solution of elliptic equations in domains containing singular points — the incoming angles of the boundary. The presence of solution features leads to a drop in the accuracy and speed of standard numerical methods. Using of a known analytical solution in a small neighborhood of a singular point and its matching with a solution in the rest of the domain allow us to improve the efficiency of the finite element method, while maintaining its flexibility in describing complex areas. The described method can also be applied to problems in unbounded domains.

**Keywords:** finite element method, reentrant angle on boundaries, elliptic equations



# ПРОЕКЦИОННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПРОФИЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА С ИМПЕДАНСНОЙ ГРАНИЦЕЙ

проф., д.ф.-м.н. Быков А.А.

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

Сформулирована и обоснована математическая модель прямоугольного волновода с импедансным граничным условием, базирующаяся на применении граничного метода Галеркина и метода гомотопии. Импеданс предполагается функцией координат. Построено также разложение решения в ряд по степеням малого параметра. Решение представляется в виде суммы координатных функций, каждая из которых точно удовлетворяет уравнениям Максвелла внутри волновода. Галеркинское шивание производится для граничных уравнений Шукина-Леонтовича.

**Ключевые слова:** импеданс, волновод, граничный метод Галеркина

## 1. Постановка задачи

Рассмотрим поля вида

$$\vec{\mathbb{E}}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y)e^{i\gamma z - i\omega t}, \quad \vec{\mathbb{H}} = \vec{H}(x, y)e^{i\gamma z - i\omega t}$$

в цилиндрической области с поперечным сечением

$$\Pi_0 = \{-a < x < a, -b < y < b\}$$

с условиями Шукина-Леонтовича (Щ-Л) на границах. Учитывая симметрию, достаточно рассмотреть область  $\Pi = \{0 < x < a, 0 < y < b\}$  с граничными условиями

$$E_z|_{x=0,a} = 0, \quad E_z|_{y=0} = 0,$$

а при  $y = b$  зададим условия Щ-Л. Для расчета компонент полей получим уравнения

$$E_x = -\frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial y}, \quad E_y = \frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial x},$$

$$H_x = \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad H_y = -\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{i\gamma}{\chi^2} \frac{\partial H_z}{\partial y},$$

где  $\gamma^2 + \chi^2 = \kappa^2$ ,  $\kappa = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  длина волны в вакууме. Теперь представим поля в виде ряда по функциям координатной системы (КС). Выберем КС так, чтобы при выполнении достаточных условий возможности предельного перехода в указанных рядах их суммы удовлетворяли требуемым условиям на границах. Граничные условия на идеально проводящих частях волновода и условия симметрии приводят к следующим выражениям координатных функций:

$$\varphi_m(x) = \sqrt{2/a} \sin \mu_m x, \quad \mu_m = \frac{\pi m}{a},$$

$$\psi_m(x) = \sqrt{2/a} \cos \nu_m x, \quad \nu_m = \frac{\pi m}{a}, \quad m \in \{1; \dots\}.$$

Явно укажем элементарные волны с вещественными и комплексными показателями:

$$p'_m = \sqrt{\chi^2 - \mu_m^2} \quad \text{при } m \in \{1; \dots; m'\}, \quad p''_m = \sqrt{\mu_m^2 - \chi^2} \quad \text{при}$$

$$m \in \{m' + 1, \dots\},$$

$$q'_m = \sqrt{\chi^2 - \nu_m^2} \quad \text{при } m \in \{1; \dots; m''\}, \quad q''_m = \sqrt{\nu_m^2 - \chi^2} \quad \text{при}$$

$$m \in \{m'' + 1, \dots\}.$$

Последующие формулы выписаны для случая  $m' = 1, m'' = 1$ :

$$p_1 = \sqrt{\chi^2 - \mu_1^2}, \quad p_m = \sqrt{\mu_m^2 - \chi^2}, \quad q_1 = \sqrt{\chi^2 - \nu_1^2}, \quad q_m = \sqrt{\nu_m^2 - \chi^2} \quad \text{при } m \in \{2, \dots\}.$$

Для компактности изложения предположим, что имеется ровно одна распространяющаяся волна:

$$E_z = A_1 \sin \mu_1 x \sin p_1 y + \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \sin \mu_m x \sinh p_m y,$$

$$H_z = B_1 \cos \nu_1 x \cos q_1 y + \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \cos \nu_m x \cosh q_m y.$$

Требуется найти значения параметра  $\gamma$ , при которых существует нетривиальное решение, удовлетворяющее уравнениям Максвелла и граничным условиям.

## 2. Метод Галеркина

Галеркинское приближение [1] найдем в виде

$$E_z = \sum_{m=1}^{+\infty} A_m \varphi_m(x) \eta_m(y),$$

где  $\eta_m(y) = \sin p'_m y$  при  $m \in \{1; \dots; m'\}$ ,  $\eta_m(y) = \sinh p''_m y$  при  $m \in \{m' + 1, \dots\}$ , и

$$H_z = \sum_{n=1}^{+\infty} B_n \psi_n(x) \zeta_n(y),$$

выражения для  $\zeta_n(y)$  аналогичны. Теперь найдем поперечные компоненты полей:

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{-i\gamma}{\chi^2} A_1 \mu_1 \cos \mu_1 x \sin p_1 y + \frac{-i\gamma}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \mu_m \cos \mu_m x \sinh p_m y - \\ &- \frac{-i\omega\mu}{\chi^2} B_1 \cos \nu_1 x \cdot q_1 \sin q_1 y + \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \cos \nu_m x \cdot q_m \sinh q_m y, \\ E_y &= \frac{i\gamma}{\chi^2} A_1 \sin \mu_1 x \cdot p_1 \cos p_1 y + \frac{i\gamma}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \sin \mu_m x \cdot p_m \cosh p_m y - \\ &- \frac{i\omega\mu}{\chi^2} B_1 \nu_1 \sin \nu_1 x \cdot \cos q_1 y - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \nu_m \sin \nu_m x \cdot \cosh q_m y, \\ H_x &= \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} A_1 \sin \mu_1 x \cdot p_1 \cos p_1 y + \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \sin \mu_m x \cdot p_m \cosh p_m y + \\ &+ \frac{i\gamma}{\chi^2} B_1 \nu_1 \sin \nu_1 x \cdot \cos q_1 y + \frac{i\gamma}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \nu_m \sin \nu_m x \cdot \cosh q_m y, \\ H_y &= \frac{-i\omega\varepsilon}{\chi^2} A_1 \mu_1 \cos \mu_1 x \sin p_1 y - \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \mu_m \cos \mu_m x \sinh p_m y + \\ &+ \frac{i\gamma}{\chi^2} B_1 \cos \nu_1 x \cdot q_1 \sin q_1 y - \frac{i\gamma}{\chi^2} \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \cos \nu_m x \cdot q_m \sinh q_m y. \end{aligned}$$

## 3. Граничные условия Щукина-Леонтовича

Запишем граничные условия на импедансной поверхности в наиболее общем виде:

$$E_z = \sigma_1(x) H_x, \quad E_x = \sigma_2(x) H_z \quad \text{при } y = b.$$

Для невязки граничных условий получим выражения

$$\begin{aligned} R_1 &= -\left( A_1 \sin \mu_1 x \cdot \sin p_1 b + \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \sin \mu_m x \sinh p_m b \right) + \\ &+ \sigma_1 \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \left( A_1 \sin \mu_1 x \cdot p_1 \cos p_1 b + \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \sin \mu_m x \cdot p_m \cosh p_m b \right) - \\ &- \sigma_1 \frac{i\gamma}{\chi^2} \left( -B_1 \nu_1 \sin \nu_1 x \cdot \cos q_1 b - \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \nu_m \sin \nu_m x \cdot \cosh q_m b \right), \\ R_2 &= \frac{-i\gamma}{\chi^2} \left( A_1 \mu_1 \cos \mu_1 x \sin p_1 b + \sum_{m=2}^{+\infty} A_m \mu_m \cos \mu_m x \sinh p_m b \right) + \\ &+ \frac{-i\omega\mu}{\chi^2} \left( -B_1 \cos \nu_1 x \cdot q_1 \sin q_1 b + \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \cos \nu_m x \cdot q_m \sinh q_m b \right) - \\ &- \left( \sigma_1 B_1 \cos \nu_1 x \cos q_1 b + \sigma_1 \sum_{m=2}^{+\infty} B_m \cos \nu_m x \cosh q_m b \right). \end{aligned}$$

В векторно-матричной форме получим  $E_z = \Phi_s^T(x) \otimes \Upsilon_s^T(y) \vec{A}$ ,  $H_z = \Phi_c^T(x) \otimes \Upsilon_c^T(y) \vec{B}$ , и тогда

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{i\gamma}{\chi^2} \tilde{\Phi}_s^T \otimes \Upsilon_s^T M \vec{A} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \Phi_c^T \otimes \tilde{\Upsilon}_c^T Q \vec{B}, \\ E_y &= \frac{i\gamma}{\chi^2} \Phi_s^T \otimes \tilde{\Upsilon}_s^T Q \vec{A} + \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \tilde{\Phi}_c^T \otimes \Upsilon_c^T N \vec{B}, \\ H_x &= \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \Phi_s^T \otimes \tilde{\Upsilon}_s^T Q \vec{A} - \frac{i\gamma}{\chi^2} \tilde{\Phi}_c^T \otimes \Upsilon_c^T N \vec{B}, \\ H_y &= -\frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \tilde{\Phi}_s^T \Upsilon_s^T M \vec{A} - \frac{i\gamma}{\chi^2} \Phi_c^T \otimes \tilde{\Upsilon}_c^T Q \vec{B}, \end{aligned}$$

обозначения очевидны. Невязка для двух условий сопряжения в векторно–матричной записи примет вид

$$R_1 = -\Phi_s^T(x) \otimes \Upsilon_s^T(b) \vec{A} + \sigma_1 \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \Phi_s^T(x) \otimes \tilde{\Upsilon}_s^T(b) Q \vec{A} - \sigma_1 \frac{i\gamma}{\chi^2} \tilde{\Phi}_c^T(x) \otimes \Upsilon_c^T(b) N \vec{B},$$

$$R_2 = -\frac{i\gamma}{\chi^2} \tilde{\Phi}_s^T(x) \Upsilon_s^T(b) M \vec{A} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \Phi_c^T(x) \otimes \tilde{\Upsilon}_c^T(b) Q \vec{B} - \sigma_2 \Phi_c^T(x) \otimes \Upsilon_c^T(b) \vec{B}$$

#### 4. Проекционные уравнения

Запишем уравнения метода Галеркина [1]. Для этого используем условия ортогональности невязки каждой координатной функции:

$$\langle \Xi_s | \Phi_s^T \otimes \Omega_s^T(b) \rangle \vec{A} = \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} \langle \Xi_s | \sigma_1 | \Phi_s^T \otimes \tilde{\Upsilon}_s^T(b) \rangle Q \vec{A} - \frac{i\gamma}{\chi^2} \langle \Xi_s | \sigma_1 | \tilde{\Phi}_c^T \otimes \Upsilon_c^T(b) \rangle N \vec{B},$$

$$-\frac{i\gamma}{\chi^2} \langle \Xi_c | \tilde{\Phi}_s^T \Upsilon_s^T(b) \rangle M \vec{A} - \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \langle \Xi_c | \Phi_c^T \otimes \tilde{\Upsilon}_c^T(b) \rangle Q \vec{B} = \langle \Xi_c | \sigma_2 | \Phi_c^T \otimes \Upsilon_c^T(b) \rangle \vec{B}.$$

Символ  $\langle \Xi_c | \tilde{\Phi}_s^T \Upsilon_s^T(b) \rangle$  и аналогичные применяем для обозначения матрицы, элементы которой есть скалярные произведения элемента столбца первого множителя и строки второго. Вместо строчных букв для скаляров используем заглавные для векторов. Эти уравнения запишем в виде алгебраической системы

$$\begin{pmatrix} G_{AA}(\gamma) & G_{AB}(\gamma) \\ G_{BA}(\gamma) & G_{BB}(\gamma) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{A} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = 0.$$

Требуется найти значения параметра  $\gamma$ , при которых эта **нелинейная** (относительно  $\gamma$ ) система имеет нетривиальное решение.

#### 5. Уравнения гомотопии

Пусть  $\sigma_{1,2}$  зависят от параметра гомотопии  $\tau$ . Дифференцирование по параметру гомотопии [2] дает систему ЛОДУ:

$$\begin{pmatrix} G_{AA} & G_{AB} \\ G_{BA} & G_{BB} \end{pmatrix} \frac{d}{d\tau} \begin{pmatrix} \vec{A} \\ \vec{B} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \hat{G}_{AA} & \hat{G}_{AB} \\ \hat{G}_{BA} & \hat{G}_{BB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{A} \\ \vec{B} \end{pmatrix} \frac{d\gamma}{d\tau} + \begin{pmatrix} \tilde{G}_{AA} & \tilde{G}_{AB} \\ \tilde{G}_{BA} & \tilde{G}_{BB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{A} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = 0.$$

Условие разрешимости, вытекающее из теоремы Фредгольма, имеет вид:

$$\begin{pmatrix} \vec{A} & \vec{B} \end{pmatrix}^{-T} \begin{pmatrix} \hat{G}_{AA} & \hat{G}_{AB} \\ \hat{G}_{BA} & \hat{G}_{BB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{A} \\ \vec{B} \end{pmatrix} \frac{d\gamma}{d\tau} + \begin{pmatrix} \vec{A} & \vec{B} \end{pmatrix}^{-T} \begin{pmatrix} \tilde{G}_{AA} & \tilde{G}_{AB} \\ \tilde{G}_{BA} & \tilde{G}_{BB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{A} \\ \vec{B} \end{pmatrix} = 0.$$

Это и есть дифференциальное уравнение гомотопии, из которого найдем зависимость  $\gamma(\tau)$ .

**Теорема 1.** Найдется промежуток  $[0, \tau_0]$ , на котором задача Коши для уравнений гомотопии разрешима. При  $N \rightarrow +\infty$  решение уравнений гомотопии-галеркина сходится к точному решению задачи для уравнений Максвелла.

#### 6. Маломодовое приближение

Практические расчеты при малом импедансе можно провести, используя одну координатную функцию:

$$\left[ \sin p_1 b - \langle \varphi_1 | \sigma_1 | \varphi_1 \rangle \frac{i\omega\varepsilon}{\chi^2} p_1 \cos p_1 b \right] A_1 \times \langle \varphi_1 | \sigma_1 | \varphi_1 \rangle \frac{i\gamma}{\chi^2} \nu_1 \cdot \cos q_1 b B_1 = 0,$$

$$\left[ -\frac{i\gamma}{\chi^2} \mu_1 \sin p_1 b \right] A_1 + \left[ \frac{i\omega\mu}{\chi^2} \cdot q_1 \sin q_1 b - \langle \varphi_2 | \sigma_1 | \varphi_1 \rangle \cos q_1 b \right] B_1 = 0.$$

Для расчета  $\gamma$  запишем характеристическое уравнение, которое будет нелинейным уравнением, решить которое можно одним из стандартных алгоритмов, а также упомянутым методом гомотопии. Наиболее полезные результаты получаются при использовании разложения в ряд по степеням малого параметра.

#### 7. Разложение в ряд по степеням малого параметра

Пусть для определенности  $\sigma_{1,2} = \tau \tilde{\sigma}_{1,2}$ , здесь  $\tau$  малый параметр. Из системы разд.6 найдем  $\chi$  и затем  $\gamma$ . Решение системы уравнений разд.6 с малым параметром  $\tau$  получим стандартным методом разложения решения в степенной ряд, детали опустим. Например, в маломодовом приближении

$$\chi^2 = \kappa^2 - \frac{\pi^2}{b} - \frac{2\pi\tau\delta}{b} + o(\tau), \quad \chi^2 = \left( \kappa^2 - \frac{\pi^2}{b} \right) \left( 1 - \frac{2\pi\delta}{\kappa^2 - \pi^2} \tau + o(\tau) \right),$$

далее используем формулу Тейлора, детали опустим.

**Теорема 2.** Радиус сходимости степенного ряда, который получен из решения системы разд.4 методом разд.7, больше нуля.

Мы не можем гарантировать сходимости при значении параметра гомотопии, равном 1, так как возможно пересечение дисперсионных кривых при некоторых значениях параметра гомотопии, но имеются очевидные способы преодоления этой проблемы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 16-01-00690-а).

#### **Список литературы**

1. Гавурин М.К. Численные методы. М.: Наука, 1971.
2. Касти Дж., Калаба Р. Методы погружения в прикладной математике. М.: Мир, 1976.

## **PROJECTION METHOD FOR THE ELECTROMAGNETIC PROFILE CALCULATION FOR THE CYLINDRICAL WAVEGUIDE WITH IMPEDANCE BOUNDARY**

professor Alexey A Bykov

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

A mathematical model of a rectangular waveguide with an impedance boundary condition is developed. The model is formulated and substantiated based on the application of the Galerkin boundary method and the homotopy method. The impedance is assumed to be a coordinate function. The decomposition of the solution into a series by a small parameter powers is also constructed. The solution is represented as a sum of coordinate functions, each of which exactly satisfies Maxwell's equations inside the waveguide. Galerkin's joining is performed for the Shchukin-Leontovich boundary equations.

**Keywords:** impedance, waveguide, Galerkin boundary method



## **СТРУКТУРА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СПЕКТРОВ ФРАКТАЛОПОДОБНЫХ ОБЪЕКТОВ**

*д.ф.-м.н., проф. Короленко П.В.<sup>1,2</sup>,  
с.н.с., к.ф.-м.н. Зотов А.М.<sup>1</sup>, инженер Мишин А.Ю.<sup>1</sup>*

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

<sup>2</sup>*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
pvkoroenko@rambler.ru*

Рассмотрена структура пространственных спектров от различных типов фракталоподобных объектов. Показано, что в общем случае отсутствует однозначное соответствие между фрактальными признаками объекта и его фурье-образа. Результаты могут быть использованы в медицине при совершенствовании методов арттерапии.

**Ключевые слова:** оптические сигналы, красота фракталов, фурье-спектры изображений, скейлинг, структурное самоподобие, арттерапия

#### **Введение**

В работе рассмотрена группа вопросов, относящихся к установлению связи между скейлинговыми характеристиками изображений фракталоподобных объектов и их пространственными спектрами. Такого рода вопросам посвящен целый ряд публикаций (см., например, [1,2]). В последнее время актуальность этой проблематики значительно возросла. Причиной, в частности, является повышенный интерес к

исследованиям процессов обработки оптической информации в нейронной сети коры головного мозга. Есть точка зрения, согласно которой существуют нейронные ансамбли (так называемые колонки), выполняющие роль фурье-процессоров, которые преобразуют оптические изображения в их пространственные спектры [3]. Считается, что при наличии скейлинга спектров из-за их самоподобия регистрация пространственных частот в различных спектральных интервалах осуществляется по одинаковым алгоритмам и с высокой скоростью. Это создает ощущение комфорта и эстетического наслаждения, объясняющий известный эффект красоты фракталов [4].

### 1. Пространственные спектры стохастических изображений

В литературе доминирует точка зрения, что фрактальные структуры обладают фрактальными фурье-спектрами с соответствующими скейлинговыми характеристиками [1]. Мы проверили это положение применительно к стохастическим структурам. В основу анализа была положена формула для стохастической двумерной функции Вейерштрасса со значениями

$$W_{k,m} = \sqrt{2}\sigma \left[ \sum_{v=0}^V \left[ \frac{(1-b^{2\cdot D-4})^{\frac{1}{2}}}{[1-b^{(2\cdot D-4)\cdot(N+1)}]^{\frac{1}{2}}} \cdot \sum_{n=0}^N [b^{(D-2)\cdot n} \cdot \sin[2\pi s b^n \cdot (k \cdot \cos(\alpha \cdot v) + m \cdot \sin(\alpha \cdot v)) + \varphi]] \right] \right],$$

где  $k, m$  – поперечные индексы, соответствующие взаимно перпендикулярным координатам,  $\sigma$  – стандартное отклонение,  $b, s$  – масштабирующие параметры,  $D$  – фрактальная размерность образующей функции Вейерштрасса,  $\alpha$  – угол единичного азимутального поворота образующей функции,  $V$  – число поворотов,  $N$  – число гармоник,  $\varphi$  – случайная фаза. Рассматривались два варианта: когда фаза зависела только от индекса  $n$  согласно формуле  $\varphi = \varphi_n = \frac{rnd(n+1)}{n+1} \cdot 2\pi$  и когда фаза определялась посредством двух индексов  $n$  и  $v$  с помощью соотношения  $\varphi = \varphi_{n,v} = \frac{rnd(n+1)}{n+1} \cdot \frac{rnd(v+2)}{v+2} \cdot 2\pi$ .

Для первого случая графическое представление функций  $W_{k,m}^2$  и компонент их пространственных спектров  $|F_{q,t}|$ , определенных методом БПФ, приведено на рис. 1. Использовались следующие значения параметров:  $D=1.15, \sigma=3.3, s=0.03, b=2, N=5, V=23$ .

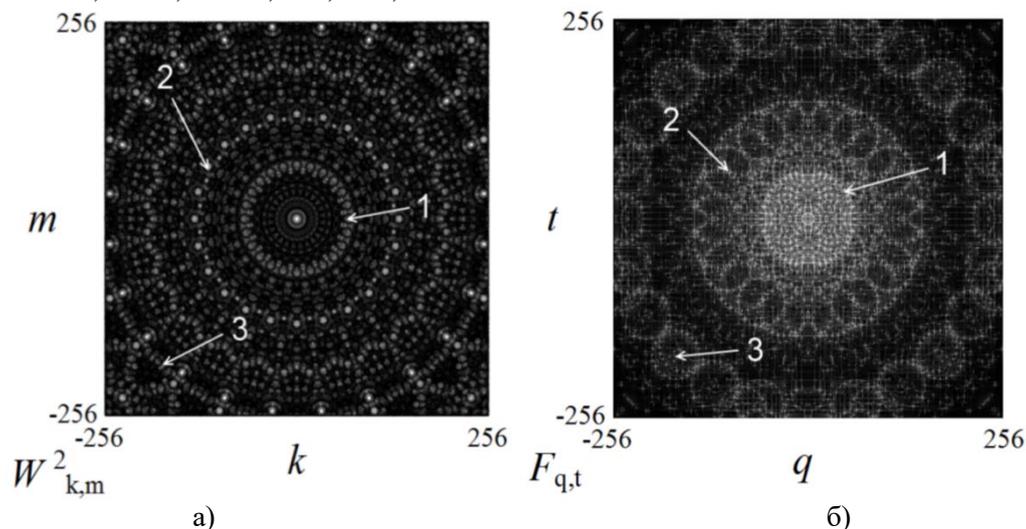


Рис. 1. Двумерная функция Вейерштрасса (а) и ее спектр (б). Фаза зависит только от  $n$ .  $q, t$  – пространственные частоты в относительных единицах.

Из рис. 1 видно, что наиболее интенсивные максимумы на изображении и фурье-образе лежат на окружностях, помеченных цифрами 1, 2, 3. Отношение радиусов этих окружностей, определяющее коэффициент скейлинга  $\zeta$ , равно параметру  $b = 2$ .

Проведенное графическое сопоставление относится к наиболее распространенному варианту, когда фрактальная структура характеризуется фрактальным пространственным спектром с тем же самым коэффициентом скейлинга. Иная ситуация имеет место, когда фаза зависит от двух коэффициентов. Ее характеризует рис. 2. Видно, что изображение структуры имеет спеклоподобный вид и не обладает явными фрактальными признаками. Несмотря на это, фурье-образ изображения сохранил фрактальную конфигурацию.

### Характеристики функции Больцано

При сопоставлении свойств самоподобных структур и их спектров следует учитывать возможность еще одного варианта соотношения их свойств. Его можно продемонстрировать, используя функцию Больцано. Строится она итерационным методом [5]. На рис. 3 показан ее график после пятой итерации и пространственный спектр. Из рисунка следует, что при наличии фракталоподобности графика фурье-спектр фрактальными признаками не обладает.

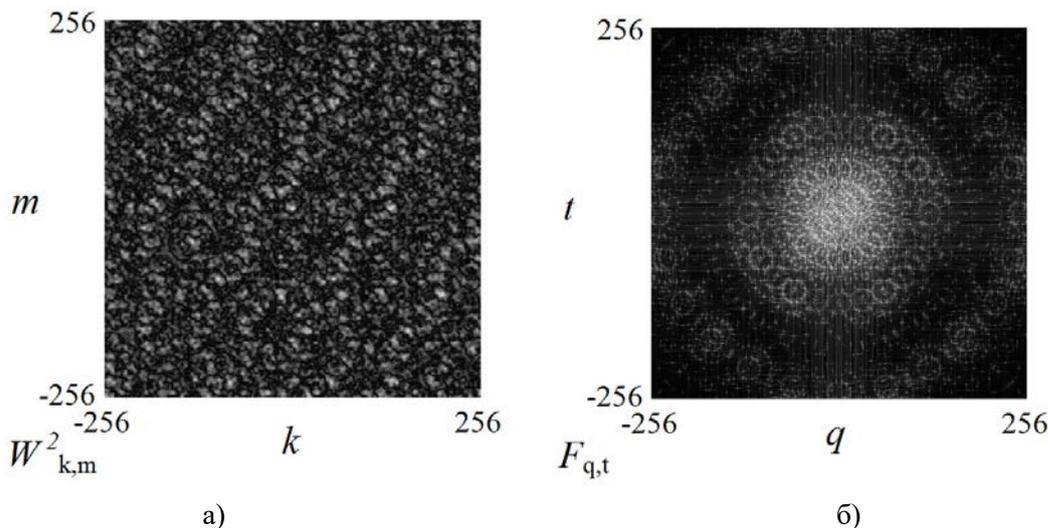


Рис. 2. Двумерная функция Вейерштрасса (а) и её спектр (б). Фаза зависит от  $n$  и  $v$ .

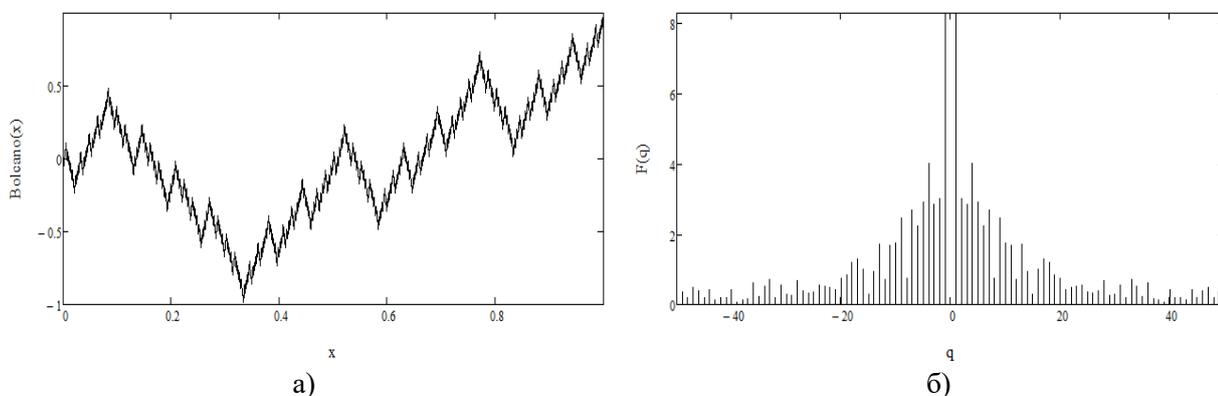


Рис. 3. Одномерная функция Больцано (а) и её спектр (б).

Тем самым наличие фрактальных признаков у объекта не всегда приводит к проявлению самоподобия спектральных распределений.

Рассмотренные примеры не исчерпывают все варианты соотношений скейлинговых характеристик объекта и фурье-образа. Так, ранее было показано [2], что взаимосвязь этих характеристик определяется не одним, а несколькими коэффициентами скейлинга.

### Выводы

1. Установлено с использованием стохастических и детерминированных структур, что связь оптических свойств объектов с той или иной степенью самоподобия с их пространственными спектрами не является однозначной. Так, в частности, фрактальные графики функции Больцано не обладают фрактальными спектрами.
2. Особенности соотношений самоподобных признаков изображений и спектров следует учитывать при совершенствовании методов фрактальной арттерапии, основанной на улучшении психического состояния пациентов при предъявлении им изображений фракталов [6].

### Список литературы

1. Боголюбов А.Н., Петухов А.А., Н.Е. Оптическая дифракция на фрактальных решетках // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. № 2. 2011. С. 20-23.
2. Гридчина В.В., Короленко П.В., Рыжикова Ю.В. Скейлинг в оптических характеристиках нанокластерных образований // Известия РАН. Серия физическая. 79. №12. 2015. С. 1691–1694.
3. Musel B., Bordier C., Dojat M., Pichat C. et. al. Retinotopic and lateralized processing of spatial frequencies in human visual cortex during scene categorization // Journal of Cognitive Neuroscience. 25. N 8. 2013. P. 1315-31.
4. Пайтген Х.-О., Рихтер П.Х. Красота фракталов. М.: Мир, 1993.
5. Кравченко В. Ф., Масюк В. М. «Современные методы аппроксимации в теории антенн. Книга 3. Новый класс фрактальных функций в задачах анализа и синтеза антенн». М.: Радиотехника, 2002.
6. Garousi Mehrdad. The postmodern beauty of fractals // Leonardo. V. 45. №1. 2012. P. 26-32.

## THE STRUCTURE OF SPATIAL SPECTRA OF FRACTAL-LIKE OBJECTS

professor, doctor of Science, professor Korolenko P.V.<sup>1,2</sup>,  
senior researcher, PhD Zotov A.M.<sup>1</sup>, Mishin A.Yu.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

<sup>2</sup>*P.N. Lebedev Physics Institute, Russian Academy of Sciences*  
pvkorolenko@rambler.ru

The structure of spatial spectra from various types of fractal-like objects is considered. It is shown that in the general case there is no unambiguous correspondence between the fractal features of an object and its Fourier image. The results can be used in medicine to improve the methods of art therapy.

**Keywords:** optical signals, beauty of fractals, Fourier spectra of images, scaling, structural self-similarity, art therapy



## ХАОТИЗАЦИЯ ИЗМЕРЕНИЙ В РАДИОЛОКАЦИИ

д.т.н., в.н.с., проф. Горбунов Ю.Н.<sup>1,2</sup>, аспирант Абакумова А.Ю.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, филиал г. Фрязино (ФИРЭ)*

<sup>2</sup> *МИРЭА — Российский технологический университет*  
gorbunov@ms.ire.rssi.ru

Рассматриваются вопросы хаотизации ввода и обработки радиолокационных данных (сигналов) в радиолокации. Рассматриваемый подход базируется на рандомизации - концепции расширения спектра шумов дискретизации и квантования с целью их последующего сглаживания при накоплении сигнала. Такие задачи возникают в условиях аппаратных и ресурсных (системных) ограничений (по разрядности, частоте дискретизации, быстродействию, массе и габаритам и т.д.). Приводятся примеры хаотизации измерений: применение стохастических шкал квантования, модуляция фазы квантования, хаотизация фазового центра антенны, рандомизация неинформативных параметров, хаотическое сканирование луча, подмешивание шума, линеаризация нелинейностей «грубого» («бинарно», «бинарно - знакового») квантования, хаотизация перестройки несущей частоты, снижение заметности летательных аппаратов с помощью управляемых покрытий и др.

**Ключевые слова:** хаотизация измерений (рандомизация), расширение спектра, стохастическая дискретизация и квантование, грубые статистики, метод Монте – Карло.

### Введение

В работе рассматриваются вопросы хаотизации ввода и обработки радиолокационных данных (сигналов) в радиолокации. Радиолокация с использованием шумовых и псевдошумовых сигналов. Стохастическая радиолокация [1] основана на хаотизации обработки сигналов за счёт изменения условий дискретизации сигнала по времени, частоте и (или) пространству. Она полезна при распределении ресурсов многоканальной и (или) многоэлементной пространственно – временной (ПВ) обработки сигналов на ПЛИС и DSP по критериям «шумы дискретизации и квантования / размер временной (пространственной) выборки».

### Стохастическая радиолокация

Несмотря на известные преимущества цифровой обработки (ЦО), ей присущи недостатки: наличие стробоскопических эффектов («слепые фазы», «слепые направления», «слепые скорости»), интерференционных эффектов, ошибок дискретизации, квантования, округления и т.п., которые обычными способами учесть не всегда удастся. При параллельной обработке информации (на регистровом и топологическом

уровнях, в параллельных интерфейсах) разрядность информационных потоков радиолокационных данных напрямую определяет техническую сложность построения аппаратуры.

Термин *randome* (случайный) предполагает искусственное введение случайностей в процедуру обеления шумов квантования, обусловленных дискретизацией: случайные пороги; аддитивные учитываемые добавки; весовые коэффициенты и др. Предлагается использовать метод Монте-Карло [2-4].

Обычная обработка сигналов имеет недостатки: погрешности дискретизации, шумы квантования и округления, стробоскопические и интерференционные эффекты («слепые скорости», «слепые направления»), нелинейности, демаскирующие пики и боковые лепестки, что не позволяет напрямую снять ограничения по достижимым пределам потенциальной точности измерения параметров сигналов. Прямой путь повышения эффективности обработки сигналов, приведения в соответствие потенциального и инструментального разрешения, точности измерения параметров сигналов приводит к увеличению разрядности, повышению частот пространственной и временной дискретизации, увеличению числа независимых каналов приёма, что не всегда приемлемо – необходим альтернативный подход.

В [1] введено понятие «Грубые статистики» (ГС), которое предполагает дискретизацию непрерывных множеств измеряемых и неизмеряемых параметров ПВ сигнала. Понятие ГС предполагает замену непрерывных множеств конечным множеством «грубых отсчетов» с последующей рандомизацией этих отсчетов путем задания вероятностной меры с помощью искусственной генерации случайных или псевдослучайных величин для уменьшения влияния эффектов дискретизации и квантования за счет удлинения размеров ПВ выборок. Обработываемый сигнал на входе приёмника РЛС представляет собой аддитивную сумму:  $u(t) = s(t, \alpha, \beta) + n(t)$ , где  $s(t, \alpha, \beta)$ ,  $n(t)$  – векторные реализации сигнала и помехи соответственно;  $\alpha$  – вектор информативных (время запаздывания, доплеровская частота, угловые координаты);  $\beta$  – вектор неинформативных случайных параметров сигнала.

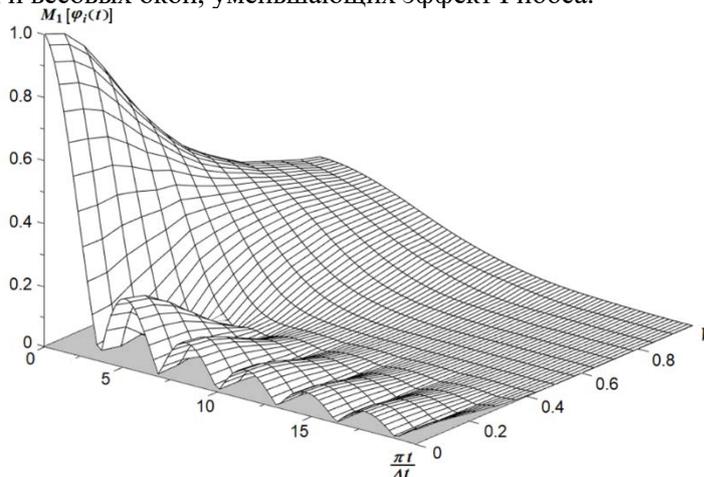
Для получения отношения правдоподобия при наличии в сигнале неинформативных параметров необходимо сформировать отношение правдоподобия в предположении, что эти параметры фиксированы и известны, т.е.  $\Lambda(x|\beta)$ , а далее усреднить это условное отношение по случайным параметрам, т.е. найти

$\tilde{\Lambda}(x) = \int_{\beta} \Lambda(x|\beta) w(\beta) d\beta$ . Обобщение решения задачи в этом случае связано с искусственным введением в ЦО дополнительных неинформативных случайных параметров, т.е. увеличением размерности вектора  $\beta^r = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n)$  с  $n$  до  $n + r$ . При этом считается, что новый вектор  $\beta_{n+r}$  имеет распределение  $w(\beta) = w(\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n+r})$ . Целочисленный параметр  $r \geq 1$  – число варьируемых случайных параметров.

### Стохастическая дискретизация времени и пространства

При стохастической дискретизации установлено, что функции отсчетов  $\phi_i(t)$  могут быть случайными, так как это не противоречит условию независимости (ортогональности), по крайней мере, для эргодических процессов [4]. Придание «стохастичности» дискретизации, например, за счет введения случайной шкалы квантования  $t_i = i\Delta t + \Delta t_i$ , где  $\Delta t_i$  – случайная величина с нулевым средним и дисперсией  $D_i = \sigma_i^2$ ;  $\sigma_i$  – среднеквадратическое отклонение  $\Delta t_i$ , позволяет задействовать резервы усреднения.

Анализ функции отсчётов «рис. 1» показал, что увеличение индекса модуляции  $v = \sigma_i / \Delta t$  приводит к незначительным энергетическим потерям, расширяется главный лепесток, но существенно (с 13 до 26 дБ) уменьшается 1-й боковой лепесток, что позволяет сделать выводы об аналогии действия стохастических шкал квантования и весовых окон, уменьшающих эффект Гиббса.



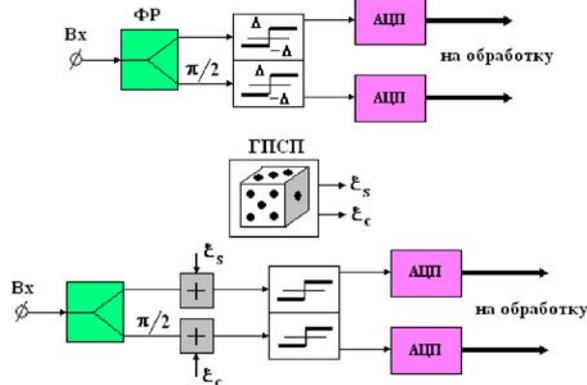
**Рис. 1.** Трехмерное изображение усредненной функции отсчетов  $\phi_i(t)$ .

Новизна рассмотренной задачи состоит в использовании стохастических неэквидистантных шкал квантования, дающих эффект наложения весовых окон (уменьшение уровня боковых лепестков при

некотором расширении главного). Практическая значимость результата состоит в устранении необходимости использования многоразрядных умножителей для реализации функции весового окна.

### Другие применения

На «рис.2» представлена модель амплитудного тракта с бинарно–знаковым квантованием сигнала в квадратах, её анализ и основные результаты модели приведены в [1].



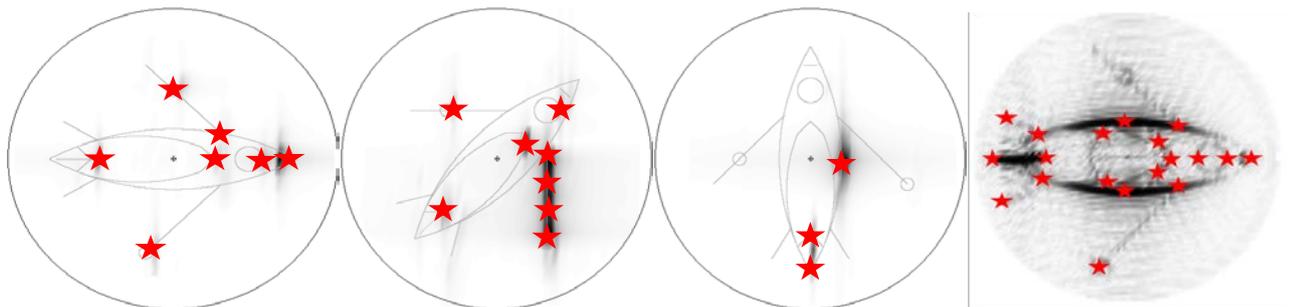
*Рис. 2. Модель обрабатывающего тракта с ограничением сигналов.*

Подмешиваемый шум, имея нулевое среднее, не влияет на полезный сигнал, а изменяет лишь условия квантования по амплитуде. Жёсткая нелинейность линейризуется [1].

Возможно применение хаотизации (перестройки по случайному закону несущей частоты. Перестройка несущей частоты (ПНЧ) от импульса к импульсу (быстрая перестройка) может уменьшить влияние стробоскопического эффекта при хаотизации периода дискретизации, однако основное назначение ПНЧ состоит в уменьшении интерференционных провалов в диаграмме обратного рассеяния (ДОР) цели при неопределенном положении ее ракурса во время наблюдения. В какой – то степени это эквивалентно наблюдению цели под другим ракурсом.

Двумерное панорамное радиолокационное изображение (РЛИ) модели, синтезированное по круговой многочастотной комплексной ДОР при девиации частоты зондирующих сигналов  $\Delta f = 2$  ГГц (центральная частота  $f_0 = 10$  ГГц), представлено на «рис. 3», где показана усреднённая совокупность парциальных изображений под разными ракурсами тестового объекта. На «рис. 3» (сверху) для примера приведены парциальные изображения на ракурсах (азимутах)  $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ , из которых следует, что ограниченное число блестящих точек весьма грубо аппроксимирует исходное изображение. Полученное панорамное РЛИ объекта адекватно заданному распределению локальных отражателей на его поверхности и позволяет оценить усредненную яркость локальных отражателей в широком угловом секторе.

Дополнение панорамного РЛИ множеством частных повышает информативность портрета реальных объектов, однако при обработке сигналов в каждом конкретном случае приходится обнаруживать цель в условиях интерференции ограниченного числа точек, изображения которых мало информативны.



*Рис. 3. Двумерное многочастотное РЛИ объекта.*

В [1] приводятся примеры хаотизации измерений: применение стохастических шкал квантования, модуляция фазы квантования, хаотизация фазового центра антенны, рандомизация неинформативных параметров, хаотическое сканирование луча, подмешивание шума, линейризация нелинейностей «грубого» («бинарно», «бинарно - знакового») квантования, хаотизация перестройки несущей частоты, снижение заметности летательных аппаратов с помощью управляемых покрытий и др.

В [2,3] анализируются методы ускорения сходимости измерения эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) объектов со сложным профилем, основанные на зондировании сигналов сверх узкими диаграммами направленности при стохастическом растровом сканировании апертуры некоторого локального пространства по методу Монте-Карло. Исследуется влияние корреляции статистических испытаний на скорость оценки ЭПР в классической схеме независимых испытаний Бернулли, а также схемах с ускоренной сходимостью измерений: зависимых по Маркову испытаний.

В [4] анализируются возможные пути использования частотно-временного и пространственно-частотного ресурса для расширения спектра в стохастических (псевдощумовых) РЛС с СДЦ, в том числе использующих рандомизацию приема и формирования сигналов: хаотизацию условий дискретизации и квантования, перестройку несущей частоты, многочастотный анализ, вобуляцию периода повторения зондирующих импульсов, использование шумовых несущих и, в перспективе, - полномасштабного применения шумовой сверхширокополосной радиолокации, реализующей форму тела неопределенности удовлетворяющего требованию круговой симметрии, и - обладающей повышенной скрытностью работы.

### **Выводы**

Установлено, что в стохастической радиолокации, использующей хаотизацию измерений, круг решаемых задач существенно расширяется. Это достигается введением в радиоканалы цифровой обработки и формирования сигналов искусственной стохастичности, предполагающих наряду с естественной стохастичностью, обусловленной случайной природой входных сигналов, рандомизацию условий процесса «приём – передача». Примерами могут служить: введение избыточности в сигналы путём расширения спектра обычных (временных) и пространственных частот, использование стохастических шкал квантования и измерения, применение перестройки несущих частот, подмешивание контролируемого шума для линеаризации приёмного тракта, допускающей использование грубых («0/1»; «+1/-1») текущих отсчётов, энергетическая и информационная ущербность которых компенсируется (нивелируется) изначальным заданием размера пачки сигналов, что не противоречит пределу потенциальной помехоустойчивости В.А. Котельникова, предполагающего использование всей энергии сигнала, независимо от алгоритмов ЦО ПВ сигналов.

### **Список литературы**

1. Горбунов Ю.Н., Куликов Г.В., Шпак А.В. Радиолокация: стохастический подход. Монография. – М.: Горячая линия - Телеком, 2016, 576 с.: ил.
2. Абакумова А.Ю., Горбунов Ю.Н. Радиолокационные измерения ЭПР объектов со сложным профилем методом Монте-Карло при использовании сверх узких диаграмм направленности // В кн. 8 – я Международная НТК «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации» – Суздаль Россия, 20-23 сентября: 2015, С. 94-98.
3. Горбунов Ю.Н., Абакумова А.Ю. Ускорение сходимости радиолокационных измерений ЭПР объектов со сложным профилем методом Монте-Карло при использовании сверх узких диаграмм направленности. //: 9-я Международная научно-техническая конференция РНТОРЭС им. А.С. Попова, 2-5 октября 2016, г.Суздаль , Радиотехника , С. 97-99.
4. Горбунов Ю.Н., Абакумова А.Ю. Сигналы в стохастической и шумовой радиолокации: распределение частотно-временного ресурса . //: 10-я Международная научно-техническая конференция РНТОРЭС им. А.С. Попова, 1-4 октября 2017, г. Суздаль, Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации»,- С. 108-111.

## **CHAOTIZATION OF MEASUREMENTS IN RADAR**

doctor of technical sciences; leading researcher, professor Gorbunov Yu. N.<sup>1,2</sup>,  
PhD student Abakumova A. Yu.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Radio Engineering and Electronics. V.A. Kotel'nikov RAS, Fryazino branch (FIRE)*

<sup>2</sup> *MIREA - Russian Technical University*  
gorbunov@ms.ire.rssi.ru

The problems of chaotization of input and processing of radar data (signals) in radar are considered. This approach is based on randomization-the concept of expanding the noise spectrum of sampling and quantization for the purpose of their subsequent smoothing during signal accumulation. Such problems arise in the conditions of hardware and resource (system) limitations (bit depth, sampling rate, speed, weight and dimensions, etc.). Examples of chaotization of measurements: the application of stochastic quantization scales, the phase modulation of the quantization, chaotic phase center of the antenna, the randomization of uninformative parameters, chaotic scanning of the beam, mixing noise, linearization of nonlinearities "rough" ("binary", "binary - landmark"), quantization, chaotic realignment of the carrier frequency, reducing the visibility of aircraft through controlled coatings, etc.

**Keywords:** chaotization of measurements (randomization), spectrum expansion, stochastic discretization and quantization, rough statistics, Monte Carlo method.

# ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМИ НАНОСТРУКТУРАМИ

студент, инженер *Габриелян Д.А.*<sup>1,2</sup>, аспирант, н.с. *Стремоухов П.А.*<sup>3,4</sup>,  
зав. каф, н.с., к.т.н. *Сафин А.Р.*<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

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

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт, Московская область, Россия

<sup>4</sup>Университет Неймегена, Нидерланды

<sup>5</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия  
davidgabrielyan1997@gmail.com

В работе предложена схема резонансного, перестраиваемого приемника переменных терагерцовых колебаний на основе антиферромагнитной тонкой пленки. Детектор состоит из двухслойной структуры, состоящей из одноосного антиферромагнетика (АФМ) и слоя тяжелого металла (ТМ), а преобразование переменного сигнала в постоянный происходит за счет обратного спинового эффекта Холла. Добавляемый к переменному постоянный ток изменяет частоту резонансных колебаний, осуществляя перестройку в широком диапазоне частот. Показано, что чувствительность к переменному сигналу такой структуры детектора сравнима с чувствительностью современных детекторов, построенных на основе диодов Шоттки и Ганна.

**Ключевые слова:** антиферромагнетики, терагерцовый детектор, спиновый эффект Холла, спиновый транспорт

## Введение

Возбуждение и детектирование терагерцовых колебаний в антиферромагнитных наноструктурах является важным направлением спинтроники [1]. Ранее в [2] исследовалось возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием терагерцовых импульсов накачки электромагнитного поля. Было показано, что с ростом амплитуды импульса накачки величина отклика спиновой системы линейно растет на основной (резонансной) квазиантиферромагнитной моде и квадратично на второй гармонике. В [3] изучались нелинейные вынужденные колебания в двухслойной наноразмерной структуре, состоящей из антиферромагнетика и слоя тяжелого металла. Было показано, что такая структура может являться эмиттером терагерцовых колебаний в широком диапазоне частот перестройки. В [4] подобная структура использовалась для генерации терагерцовых колебаний постоянным током. В работе численно исследуется управление частотой колебаний в антиферромагнетике за счет инжекции спин-поляризованных электронов проводимости из слоя тяжелого металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием (например, платины) при использовании структуры АФМ-ТМ, как перестраиваемого, узкополосного детектора, а также чувствительность к внешнему переменному току.

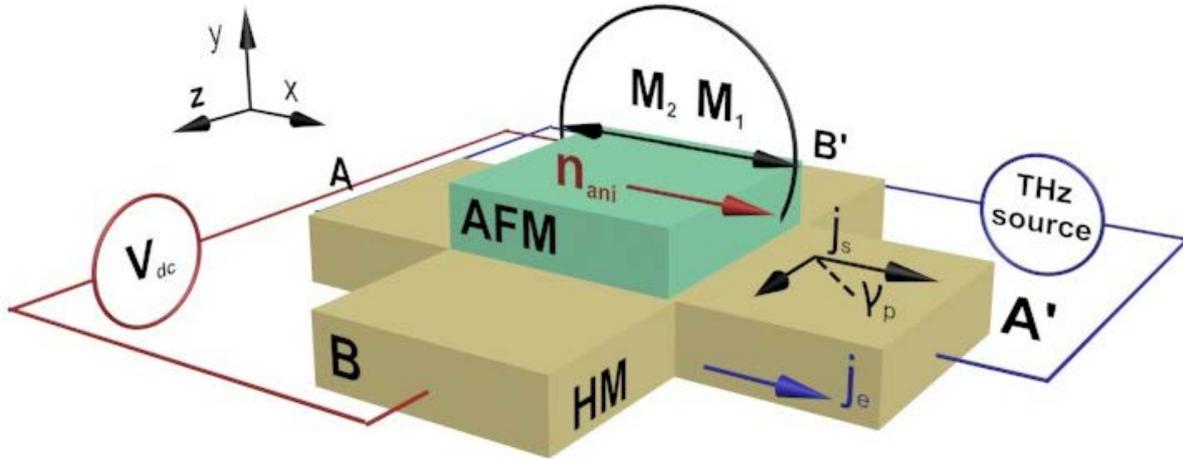
## Физическая структура и математическая модель

Физическая структура детектора терагерцовых колебаний на основе структуры АФМ-ТМ представлена на рис.1. Здесь входной переменный терагерцовый электрический ток протекает между контактами А-А' и за счет сильного спин-орбитального взаимодействия возникает спиновый ток, ориентированный перпендикулярно направлению протекания электрического тока. Возникающий спиновый ток действует на намагниченности подрешеток  $M_{1,2}$  АФМ [5], приводя к колебаниям вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l} = (M_1 - M_2)/M_s$ , где  $M_s$  – намагниченность насыщения АФМ. Изменяющийся вектор  $\mathbf{l}$  приводит к возникновению обратного эффекта действия АФМ на ТМ и за счет обратного спинового эффекта Холла между контактами В-В' возникает электрическая разность потенциалов  $V_{dc}$ . В данной работе в качестве АФМ используется IrMn с одноосной анизотропией и соответствующей частотой  $\omega_{ani} / 2\pi = 16$  GHz, при этом частота обменного взаимодействия  $\omega_{ex} / 2\pi = 12.8$  THz. Частота антиферромагнитного резонанса  $\omega_{AFMR} = \sqrt{\omega_{ex}\omega_{ani}}$  при этом равна  $\omega_{AFMR} / 2\pi = 453$  GHz. Система уравнений, характеризующая динамику компонент вектора  $\mathbf{l} = (\cos\varphi \sin\theta, \sin\varphi \sin\theta, \cos\theta)$  имеет следующий вид [4]:

$$\left[ \frac{\dot{\theta}\dot{\varphi}}{\omega_{ex}} - \frac{\tau}{2} \cos\gamma_p \cos\varphi \right] \sin 2\theta + \sin^2\theta \left[ \frac{\ddot{\varphi}}{\omega_{ex}} + \alpha\dot{\varphi} + \frac{\omega_{ani}}{2} \sin 2\varphi + \tau \sin\gamma_p \right] = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\ddot{\theta}}{\omega_{\text{ex}}} + \alpha \dot{\theta} - \tau \cos \gamma_p \sin \varphi - \frac{\sin 2\theta}{2} \left[ \frac{\dot{\varphi}^2}{\omega_{\text{ex}}} + \omega_{\text{ani}} \cos^2 \varphi \right] = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\tau = \tau_{DC} + \tau_{AC} \sin \omega t$  - входной нормированный спиновый ток, текущий в ТМ с углом спиновой поляризации  $\gamma_p$ , постоянной составляющей  $\tau_{DC}$  и переменной с амплитудой  $\tau_{AC}$  и частотой  $\omega$ .



**Рис. 1.** Структурная схема детектора терагерцовых колебаний, выполненного на основе антиферромагнетика (AFM) и слоя тяжелого металла (HM). Входной переменный терагерцовый электрический ток протекает между контактами A-A', а регистрируется между контактами B-B'.

### Результаты моделирования

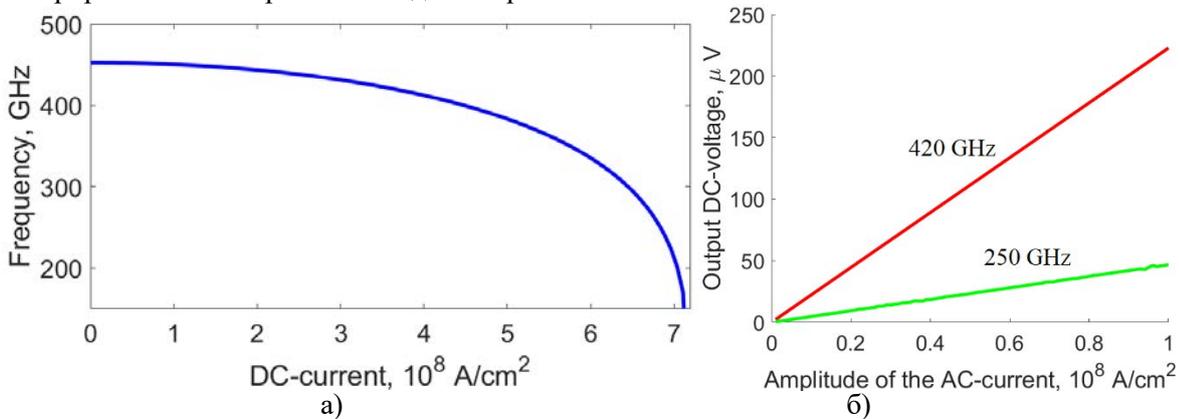
На рис.2 представлены результаты численного моделирования системы уравнений (1), (2) при относительно малых плотностях входного тока  $\tau_{DC}$  в субкритическом режиме. Частота перестройки, как функция тока меняется по следующему закону:

$$\omega_0 = \omega_{\text{AFMR}} \sqrt{1 - \left( \frac{2\tau_{DC}}{\omega_{\text{ani}}} \right)^2} \quad (3)$$

Как видно, частоту резонансных колебаний можно перестраивать в широких пределах от  $\omega_{\text{min}}/2\pi \approx 160$  GHz до  $\omega_{\text{max}}/2\pi = 462$  GHz. На рис.2б представлена зависимость выпрямленного напряжения обратного спинового эффекта Холла от амплитуды входного переменного сигнала для двух различных частот. Напряжение  $V_{dc}$  может быть рассчитано по формуле [4]

$$V_{DC} = \kappa \left\langle \frac{d\varphi}{dt} \sin^2 \theta \right\rangle, \quad (4)$$

где  $\kappa$  - константа (см. подробнее [3,4]). Величина выходного постоянного напряжения при частоте 420 GHz, т.е. при нулевом постоянном входном токе  $\tau_{DC} = 0$  составляет сотни микровольт, что может быть зарегистрировано в эксперименте по детектированию.



**Рис. 2.** (а) Зависимость частоты детектирования от величины плотности постоянного тока, протекающего через контакты A-A', используемого для подстройки частоты колебаний детектора и получения резонанса и (б) зависимость выпрямленного постоянного напряжения между точками B-B' от амплитуды переменного тока.

### Заключение

В работе предложена схема перестраиваемого приемника переменных терагерцевых колебаний на основе антиферромагнитной тонкой пленки и слоя тяжелого металла. Перестройка частоты обеспечивается постоянным током, протекающим через структуру. Чувствительность к переменному сигналу такой структуры детектора сравнима с чувствительностью современных детекторов, построенных на основе диодов Шоттки и Ганна.

Работа выполнена при финансовой поддержке базовой части государственного задания РФ № 8.8109.2017/БЧ, гранта Президента для молодых кандидатов наук № МК-283.2019.8, гранта РФФИ № 19-29-03015.

### Список литературы

1. Baltz V., Manchon A., Tsoi M., Moriyama T., Ono T., Tserkovnyak Y. Antiferromagnetic spintronics // *Rev. Mod. Phys.* 2018. Vol. 90. P. 015005.
2. Сафин А.Р., Логунов М.В., Никитов С.А. Возбуждение нелинейных спиновых колебаний в антиферромагнетике под действием терагерцевых импульсов накачки // *Письма в ЖТФ.* 2018. Т.44. № 24. С. 103-111.
3. P. Stremoukhov, A. Safin, M. Logunov, S. Nikitov, A. Kirilyuk. Spintronic terahertz-frequency nonlinear emitter based on the canted antiferromagnet-platinum bilayers. *Journal of Applied Physics.* 2019. Vol. 125. 223903.
4. Khymin R., Lisenkov I., Tiberkevich V., Ivanov B., Slavin A. Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like oscillator driven by spin current // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7. P. 43705.
5. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. М.: Физматлит. 2001. 560 с.

## DETECTION OF TERAHERTZ ELECTROMAGNETIC WAVES BY ANTIFERROMAGNETIC NANOSTRUCTURES

student, researcher Gabrielyan D.A.<sup>1,2</sup>, PhD-student, researcher Stremoukhov P.A.<sup>3,4</sup>,  
Dept. leader, researcher, PhD Safin A.R.<sup>1,5</sup>

<sup>1</sup>*Nationl Research University "MPEI", Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation,  
Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Russia*

<sup>4</sup>*Radboud university, The Netherlands*

<sup>5</sup>*Kotelnikov Institute of Radio-engineering and Electronics of RAS, Moscow, Russia*  
davidgabrielyan1997@gmail.com

In this work an electrically tunable resonance receiver of AC signals based on an antiferromagnetic thin film having the frequency of the antiferromagnetic resonance (AFMR) in the THz-frequency range is proposed. The receiver is based on a bilayer of a uniaxial AFM crystal and a heavy metal (HM), and the conversion of the received AC signal into an output DC signal is done using the inverse spin Hall effect in the (AFM/HM) bilayer. An additional bias DC current in the HM layer can be used for the tuning of the AFMR frequency of the system, and for the partial regeneration of the system losses. It is shown, that the AC sensitivity of the proposed AFM/HM based detectors is comparable with the sensitivity of the modern sub-millimeter wave detectors based on the Schottky and Gunn diodes.

**Keywords:** antiferromagnets, terahertz detector, spin Hall effect, spin transport



# ГЕНЕРАТОР С ВЫДЕЛЕННОЙ ИНЕРЦИОННОСТЬЮ В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

с.н.с., к.ф.-м.н. Савельев С.В., н.с. Морозова Л.А.

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки  
Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
mila-morozova.ludmila@yandex.ru

Теоретически рассчитан и экспериментально реализован генератор с выделенной инерционностью в микроволновом диапазоне длин волн. Определены значения основных параметров генератора для работы в регулярном и хаотическом режимах. Созданы экспериментальные макеты таких одностранзисторных генераторов, зафиксированы значения параметров их выходных сигналов в режиме динамического хаоса.

**Ключевые слова:** генератор, инерционность, микроволновый диапазон, динамический хаос

## Введение

Публикации, посвящённые системам генерации микроволновых колебаний на базе мощных транзисторов, содержат различные схемные решения построения генераторов хаоса с высоким энергетическим потенциалом. Так в работе [1] впервые была обоснована возможность построения генераторов хаоса на мощных биполярных транзисторах. В [2] описана методика построения генератора хаотических колебаний на транзисторе 2Т982А-2 и приведены его выходные параметры. Подход к построению генераторов хаоса на мощных транзисторах была развита в [3], где в одностранзисторной системе реализован генератор хаотических колебаний микроволнового диапазона с относительной шириной спектра мощности 3,4% и спектральной плотностью генерируемых колебаний  $1,3 \cdot 10^{-3}$  Вт/МГц при КПД 10%. Дальнейшее увеличение спектральной эффективной полосы и плотности генерируемых шумовых колебаний, как было определено в [4, 5], возможно при использовании системы связанных парциальных одностранзисторных автогенераторов. Интегральная мощность хаотического сигнала всегда существенно меньше мощности выходного сигнала в тех же системах при одночастотной генерации электромагнитных колебаний. Так в [6] теоретически и в эксперименте установлена верхняя граница КПД одностранзисторных систем с хаосом, которая составляет 37,5%. Это значение определяет максимальные значения энергетических показателей одностранзисторных систем с хаотическим поведением, которые вкупе с особенностями мощных транзисторов [7] и при условиях их работы в сильно перенапряжённом режиме определяют указанный выше максимум энергетического потенциала современных систем генерации хаотических сигналов.

## Основная часть

Задача работы определить метод генерации хаотических колебаний в одностранзисторных системах на мощных биполярных транзисторах при работе активного элемента при токах и напряжениях питания близким к паспортным.

С целью моделирования процессов, происходящих в описываемой системе, будем использовать модель генератора с выделенной инерционностью, которая, как это было показано ранее в [1 - 3], адекватно описывает процессы в системах на биполярных транзисторах.

Исходя из того, что крутизна ( $S$ ) динамической характеристики мощного транзистора в первом приближении прямо пропорциональна значению напряжения питания [7], то можно записать:

$$S = r (U_0 - U_p), \quad (1)$$

где  $U_0$  - постоянная составляющая и  $U_p$  - изменяющаяся во времени составляющие напряжения питания,  $r$  - коэффициент. Знак минус обусловлен разнозначностью значений  $U_0$  и  $U_p$  в реальных системах. Согласно математической модели генератора с выделенной инерционностью [8],

$$r = \frac{b}{\omega_0^2 M}, \quad (2)$$

где  $b$  - параметр, определяющий глубину модуляции крутизны динамической характеристики,  $\omega_0$  - круговая частота,  $M$  - параметр, определяющий величину положительной обратной связи. Для крутизны линейного участка динамической характеристики справедливо:

$$S = S_0 - \frac{b}{\omega_0^2 M} U_p, \quad (3)$$

где  $S_0 = rU_0$  постоянная составляющая. Для линейного участка характеристики для напряжения на входе нелинейного усилителя ( $\Psi$ ) в системе генератора с выделенной инерционностью [8] на линейном участке

динамической характеристики  $\Psi \leq k$ , где  $k$  – предельное значение напряжения линейного участка, справедливо:

$$\ddot{\Psi} + \omega_0^2 \Psi = (\mu - bU_p)\dot{\Psi} - b\dot{U}_p\Psi, \quad (4)$$

где  $\mu = \omega_0 MS_0 - R/L$ ,  $R$  – сопротивление во входном контуре нелинейного усилителя,  $L$  – индуктивность в цепи обратной связи. Переходя к безразмерным переменным  $\tau = \omega_0 t$ ,  $X = \Psi(b/\omega_0)^{1/2}$ ,  $Z = U_p b/\omega_0$ ,  $Y = \Omega(b/\omega_0^3)^{1/2}$ , где  $\Omega$  – ток в цепи обратной связи генератора с выделенной инерционностью,  $t$  – время, и, учитывая, что  $\dot{\Omega} = -\omega_0^2 \Psi$ , уравнение (7) можно переписать как:

$$\begin{aligned} \dot{X} &= Y + (m_1 - m_2)X - ZX, \\ \dot{Y} &= -X, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $m_1 = M\omega_0 S_0$ ,  $m_2 = R(C/L)^{1/2}$  параметры возбуждения и диссипации соответственно. Следуя [8], для участка с насыщением,  $\Psi > k$ , можно записать:

$$\begin{aligned} \dot{X} &= Y - m_2 X - qZ, \\ \dot{Y} &= -X, \end{aligned} \quad (6)$$

где безразмерный параметр ограничения  $q = k(b/\omega_0)^{1/2}$ .

Пусть  $U_p$  в (1) выходное напряжение однополупериодного инерционного преобразователя. Связь между входным  $U$  и выходным  $U_p$  напряжениями однополупериодного инерционного преобразователя, в соответствии с [8], представима как:

$$\dot{U}_p = -gU_p + gF(U)U^2, \quad F(U) = \begin{cases} 1, & U \geq 0, \\ 0, & U < 0, \end{cases} \quad (7)$$

где  $F(U)$  единичная функция Хевисайда. Для напряжения  $U$  справедливо

$$U = L_1 \dot{\Omega} - M\dot{I}, \quad (8)$$

где  $I$  – ток во входном контуре нелинейного усилителя,  $L_1$  – индуктивность в цепи обратной связи. Подстановка (8) в (7), с учетом соотношений полученных в [8], при введении безразмерной переменной  $W = I(b/\omega_0^3)^{1/2}$  и при условии  $L_1 = L = M$ , даёт выражения:

$$\begin{aligned} \dot{Z} &= -gZ + gF(2X - m_2 W)(2X - m_2 W)^2, \\ \dot{W} &= X - m_2 W, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $g = RC/\tau_\phi$  – параметр инерционности,  $R$  и  $C$  – сопротивление и емкость входного контура нелинейного усилителя,  $\tau_\phi = R_\phi C_\phi$  постоянная времени инерционного преобразователя,  $R_\phi$  и  $C_\phi$  значения сопротивления и емкости фильтра цепи инерционного преобразователя. Таким образом, рассматриваемую систему можно представить в виде четырехмерной четырехпараметрической нелинейной диссипативной системы:

$$\begin{aligned} \dot{X} &= Y + (m_1 - m_2)X - XZ, & X \leq q, \\ \dot{X} &= Y - m_2 X - qZ, & X > q, \\ \dot{Y} &= -X, \\ \dot{Z} &= -gZ + gF(2X - m_2 W)(2X - m_2 W)^2, \\ \dot{W} &= X - m_2 W, \end{aligned} \quad (10)$$

Полученная система (10) равнозначна математической модели генератора с выделенной инерционностью [8]. Исходя из этого, для построения натурных макетов на базе мощного транзистора 2Т982А02 будем исходить из основополагающего результата, полученного в работе, и указывающего на то, что система (10) переходит в режим развитого хаоса с распределением дифференциального закона плотности вероятности близким к нормальному Гауссовскому колебательного процесса при значении параметра инерционности

$$g \leq 0,06. \quad (11)$$

Необходимым условием генерации хаоса в системе регенеративного усилительного каскада является введение цепи однополупериодного инерционного преобразования выходного сигнала активного элемента при выполнении условия (11) и модуляции этим сигналом напряжения питания транзистора. Макеты генераторов хаоса были собраны на транзисторе 2Т982А-2 по микрополосковой технологии на материале ФЛАН 10 толщиной 1 мм. Экспериментальный макет генератора шумовых колебаний при работе транзистора в штатном режиме имел выходной хаотический сигнал и перекрывал диапазон частот 4,3 – 4,8 ГГц. Дифференциальный закон плотности вероятности сигнала был близок к нормальному Гауссовскому при положительном эксцессе равным 1,12. Интегральная мощность сигнала составляла 550 мВт. Усреднённая спектральная плотность генерируемых шумовых колебаний составляла  $1,1 \cdot 10^{-3}$  Вт/МГц. КПД генератора 15%. В случае работы транзистора в режиме малых токов спектр мощности выходного сигнала генератора хаоса перекрывал диапазон частот 2,5 – 7,0 ГГц с интегральной мощностью 2,5 мВт. Дифференциальный закон плотности вероятности сигнала близок к нормальному

Гауссовскому при положительном эксцессе равным 1,06. Усреднённая спектральная плотность генерируемых шумовых колебаний составляла  $0,6 \cdot 10^{-6}$  Вт/МГц. КПД генератора 3%.

### **Выводы**

Таким образом теоретически предложен и реализован на практике метод генерации хаотических колебаний в путем построения генератора с выделенной инерционностью. Экспериментальные исследования макетов генераторов показали, что генератор шума при работе транзистора в режиме большого сигнала имеет энергетические характеристики как минимум в 1,5 раза превышающие последние для односторонних генераторов, ранее представленных в [1 - 3, 8].

Работа выполнена в соответствии с Государственным заданием.

### **Список литературы**

1. Савельев С.В. Регулярная и хаотическая динамика генераторов сверхвысоких частот на биполярных транзисторах большой мощности. // РЭ. 2004. Т. 49. № 7. С. 850 – 858.
2. Савельев С.В. Генератор микроволновых хаотических колебаний на мощном биполярном транзисторе. // ПЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 11. С. 20 – 25.
3. Савельев С.В. Микроволновые колебания в системе на мощном биполярном транзисторе. // Электронная техника. Серия: Электроника СВЧ. 2012. Вып. 3 (514). С. 41 – 45.
4. Савельев С.В. Хаотические колебания микроволнового диапазона в системе двух связанных автогенераторов. // Электронная техника. Серия: Электроника СВЧ. 2012. Вып. 4 (515). С. 4 – 7.
5. Савельев С.В. Сверхширокополосный генератор микроволновых хаотических колебаний с регулируемым спектром частот. // Электронная техника. Серия: Электроника СВЧ. 2013. Вып. 1 (516). С. 6 - 12.
6. Савельев С.В., Сизов В.Е. Механизм изменения энергетики односторонних генераторов при переходе к шумовым колебаниям. // Журнал радиоэлектроники. Раздел «Твердотельная электроника». Электронный журнал, ISSN 1684–1719. 2016. № 12.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Москва. «Мир». 1984. Книга 1. Изд. № 20/2918. Ч. 2, гл. 3, с. 190. (S.M. Sze. Physics of Semiconductor Devices. New Jersey. Bell Laboratories, Incorporated Murray Hill. 1981.)
8. Савельев С.В. Математическая модель мощного усилительного каскада на биполярном транзисторе. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №6. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/jun17/10/text.pdf>

## **MICROWAVE INERTIA GENERATOR**

Leading Research Scientist, Ph. D. (Phis.-Math.) Savel'ev S.V., Research Scientist, Morozova L.A.

*The Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences*  
mila-morozova.ludmila@yandex.ru

A generator with inertia in the microwave wavelength range is theoretically calculated and experimentally implemented. The values of the main parameters of the generator for operation in regular and chaotic modes are determined. Such generators have been created, the values of the parameters of their output signals in the dynamic chaos mode have been fixed.

**Keywords:** generator, inertia, microwave range, dynamic chaos



# ИЗМЕРЕНИЕ И ОБРАБОТКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ БИОЛОГИЧЕСКИХ И ВОДНЫХ СРЕД

с.н.с., к.ф.-м.н. Савельев С.В., н.с. Морозова Л.А.

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки  
Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
mila-morozova.ludmila@yandex.ru

Предложен метод исследования статистических характеристик ЭМИ биологических сред и растворов веществ, которыми являются характеристики люминесцентного и спонтанного ЭМИ, такие как Фурье-спектры и фазовые портреты.

**Ключевые слова:** биологические и водные среды, электромагнитное излучение, Фурье-спектр, фазовый портрет

## Введение

Информационно-волновым свойствам водной среды в научной литературе уделяется особое внимание, см., например, статью [1] и приведённые в ней ссылки. Такое название своих электромагнитных свойств вода получила преимущественно из-за амплитудно-частотной зависимости общей картины экспериментальных результатов, полученных при исследованиях водных растворов, живых организмов, то есть всего множества наблюдаемых в присутствии воды электромагнитных явлений [2]. В ФИРЭ им В.А. Котельникова РАН построена качественная теория воздействия электромагнитного излучения (ЭМИ) коротковолнового спектра частот, начиная с СВЧ диапазона, миллиметров (ММ) и выше, дающая объяснение, каким образом ЭМИ указанных диапазонов, затухающее в водной среде на расстоянии меньше 1 мм, например, в ММ диапазоне длин волн, проникает вглубь живых и водных сред. Теория базируется на генерации вынужденного излучения воды, или радиоотклика, на внешнее электромагнитное воздействие [3]. В дальнейшем эта плодотворная идея была развита авторами настоящей работы, и экспериментально было показано, что спектр радиоотклика может занимать сверхширокий диапазон радиочастот от самых низких, декаметровых волн, вплоть до как минимум терагерцевых волн [4, 5]. Такой подход позволил дать теоретическое объяснение равнозначного по порядку величины действия, силе и физической природе ЭМИ практически любого частотного диапазона длин волн на биологические и водосодержащие объекты. В дополнение к теории радиоотклика, для однозначного ответа на поставленный вопрос авторами статьи предложен метод исследования статистических характеристик ЭМИ живых организмов и растворов исследуемых веществ, которыми являются характеристики люминесцентного и спонтанного ЭМИ. Наиболее значимыми из них являются изменение радиоярких свойств ЭМИ в реальном времени, Фурье-спектры и фазовые портреты, вид которых сможет определить состояния живых организмов и составы водных растворов.

## Основная часть

Цель настоящей работы – дать описание метода определения физических свойств ЭМИ водосодержащих сред и растворов веществ путем определения количественных и статистических параметров их вынужденных, спонтанных и люминесцентных ЭМИ.

В [5] впервые экспериментально показана возможность генерации вынужденного ЭМИ, или радиоотклика на внешнее ЭМИ на частотах выше, чем частота внешнего возбуждающего поля. В экспериментах было установлено, что параметры радиоотклика живых организмов отличаются от параметров радиоотклика водосодержащих сред. Кроме того, было замечено, что параметры радиоотклика различаются при небольшом изменении физических, химических или иных параметров исследуемых сред, например [6, 7]. В многочисленных экспериментах отмечается, что радиоотклик есть неотъемлемая часть реакции водной среды живых организмов или водных растворов веществ на действие ЭМИ. Несмотря на сверхмалую амплитуду радиоотклика, которая обычно в среднем превышает люминесцентное или спонтанное ЭМИ исследуемого живого или водосодержащего объекта не более чем на 10 дБ, экспериментально существует возможность установить основные параметры радиоотклика. Впервые в работе [3] было показано, что радиоотклик водных объектов есть значимая характеристика исследуемой водной субстанции. Однако, как показывают эксперименты, радиоотклик возможно фиксировать только с помощью сверхвысокочувствительных радиоприемников – радиометров. Радиометры имеют флуктуационную чувствительность принимаемого сигнала не более 0,15К при минимальном значении измеряемой мощности  $R_{мин} = 4 \cdot 10^{-16}$  Вт. Исследования показывают, что даже при такой низком уровне мощности измеряемого вынужденного ЭМИ есть возможность определить различия параметров радиоотклика в зависимости от исследуемой в эксперименте субстанции.

Обратимся к кривой 2. Данная кривая построена при равнозначных кривой 1 внешних условиях, то есть при таких же параметрах облучающего сигнала. Однако, как видно из рисунка, значения определяющих

параметров для рассматриваемой кривой 2 значительно отличаются от последних кривой 1. Указанные отличия значений параметров кривых 1 и 2 хорошо коррелируют с результатами, полученными в работе [5]. Сопоставление определяющих параметров радиооткликов физическим, химическим и медико-биологическим параметрам исследуемых субстанций сможет явиться предтечей для создания базы хранения и получения информации идентификации субстанций по физическим параметрам их вынужденных излучений, то есть радиооткликам.

Набор значений величин сможет в некоторой мере являться достаточным условием для определения таких физических параметров исследуемых растворов, как вид химического соединения базового вещества и его концентрация. Набор значений вышеупомянутых величин сможет стать также достаточным условием определения концентрации заранее известного базового вещества в исследуемом растворе.

ЭМИ живых организмов и растворов веществ в свободном состоянии являет собой электромагнитное люминесцентное или спонтанное излучение водных свободных или связанных осцилляторов со случайной временной радиояркостью характеристикой, в общем случае хаотически меняющейся во времени. При внешнем воздействии ЭМИ, благодаря поляризации молекулы воды и механизму генерации радиоотклика на внешнее ЭМИ, возможно частичное упорядочивание молекул воды, которое может сказываться и после воздействия внешних электромагнитных полей. Эффект генерации радиоотклика и остаточные явления групповой переориентации молекул воды изменяют люминесцентное и спонтанное ЭМИ живых систем и водных структур, чьи параметры могут быть идентифицированы с помощью прецизионных измерений. Эксперименты по исследованию физических свойств люминесцентных и спонтанных ЭМИ живых организмов и водосодержащих сред указывают на взаимно-однозначное соответствие параметров ЭМИ и их физических, химических и медико-биологических параметров, таких как температура, наличие или отсутствие патологий, вид и концентрация химических соединений базовых веществ. Любое изменение в макромолекуле воды проявляется в изменении статистических свойств люминесцентного, спонтанного или вынужденного ЭМИ исследуемого объекта, которое на первый взгляд является просто белым шумом. Однако статистические характеристики, которыми являются Фурье-спектр радиоярковой характеристики ЭМИ и сопутствующие Фурье-спектру математические объекты, такие как фазовые портреты во множестве параметрических пространств системы, полученные с помощью высокочувствительных радиометров, могут с высокой степенью вероятности указать характер воздействия ЭМИ, химический состав исследуемых водосодержащих сред [3], наличие нестандартных или патологических изменений жизнедеятельности исследуемых объектов [6, 7].

Для измерения характеристик люминесцентного и спонтанного ЭМИ использовался высокочувствительный радиометр, принимающий сигнал ЭМИ на длине волны 4,9 мм. Радиометр имел следующие технические параметры: рабочая частота  $F = 61,2$  ГГц, точность установки и поддержания частоты гетеродина 200 МГц; входная полоса рабочих частот 200 МГц; флуктуационная чувствительность приемника не более 0,15К, при постоянной времени 1 сек. Минимальное значение мощности, измеряемой радиометром:  $R_{\min} = kT \cdot \Delta\nu = 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 0,15 \cdot 200 \cdot 106(\text{Вт}) \approx 4,14 \cdot 10^{-16}$  Вт. Приемная антенна радиометра представляла собой рупор с переходом на волновод сечением  $3,6 \times 1,8$  мм с фланцем прямоугольного сечения.

В качестве предмета исследования была взята деионизированная дистиллированная вода с электропроводностью не менее 0,8 мкСм/см. Экспериментально, с помощью радиометра, измерялись радиоярковые характеристики исследуемых образцов воды. Радиоярковые характеристики измерялись во времени, время экспозиции одного измерения составляло 1 час.

Для проведения измерений первоначально исследуемые образцы воды помещались в чашки Петри, которые ставились на приемный рупор принимающей антенны радиометра, осуществлявшего фиксацию люминесцентного излучения ЭМИ образца. Затем образец облучался ЭМИ с интегральной мощностью 10 мВт на частоте 42,25 ГГц в течении 1 часа. После облучения фиксировалось спонтанное излучение образца. Время регистрации сигнала во всех экспериментах составлял 1 час. Сигнал с радиометра подавался на компьютер, который производил запоминание и обработку получаемой информации.

Экспериментально показана значимость эффекта изменения параметров вынужденного ЭМИ, или радиоотклика, при действии ЭМИ на водные растворы веществ и биологические среды. Установлены основополагающие параметры радиоотклика, отвечающие физическим, химическим и медико-биологическим свойствам исследуемых биологических субстанций и водных сред. Сделан вывод о том, что набор значений установленных параметров радиоотклика всего многообразия частотных диапазонов сможет служить отправной точкой для определения биологических свойств живых организмов и химических составов водосодержащих субстанций.

## **Выводы**

Предложен метод определения свойств водных и биологических сред путем фиксации статистических параметров их люминесцентного и спонтанного ЭМИ. Экспериментально показано изменение Фурье-спектров и фазовых портретов в пространстве определяющих параметров временной реализации радиоярковой характеристики после воздействия на образец ЭМИ. Установлено минимально значимое время экспозиции радиоприема спонтанного ЭМИ для получения достоверных и повторяющихся экспериментальных данных, равное одному часу.

Работа выполнена в соответствии с Государственным заданием.

## **Список литературы**

1. Бецкий О.В., Савельев С.В., Морозова Л.А., Смирнов В.Ф. Механизм информационного воздействия миллиметрового и терагерцового излучения на водосодержащие и живые объекты. // «Биомедицинская

- радиоэлектроника». 2017. № 11. С. 30 – 35.
- Петросян В.И., Бриль Г.Е. Радиоволновые экологические факторы. // «Биомедицинская радиоэлектроника». 2018. № 4. С. 21 – 26.
  - Синицын Н.И., Петросян В.И., Ёлкин В.А., Девятков Н.Д., Гуляев Ю.В., Бецкий О.В. Особая роль системы «миллиметровая волна – водная среда» в природе. // Биомедицинская радиоэлектроника. 1999. № 1. С. 3 – 21.
  - Савельев С.В., Бецкий О.В., Морозова Л.А. Основные положения теории действия миллиметровых волн на водосодержащие и живые биологические объекты. // «Журнал радиоэлектроники». Раздел «Биомедицинская радиоэлектроника». 2012. № 11.
  - Морозова Л.А., Савельев С.В., Савченко Е.В., Смирнов В.Ф. Генерация радиоотклика на внешнее электромагнитное излучение в водных и биологических средах. // «Биомедицинская радиоэлектроника». 2017. № 12. С. 46 – 49.
  - Авшалумов А.Ш., Балтаева Р.У., Филаретов Г.Ф. Функциональная неинвазивная диагностика органов и систем человека. // М.: ООО «Издательство «Медицинское информационное агентство». 2015. 264 С. Московский институт кибернетической медицины.
  - Савельев С.В., Бецкий О.В., Морозова Л.А., Васильев В.С. Свойства миллиметрового излучения организма человека при нормальном и патологическом состояниях. // «Биомедицинская радиоэлектроника». 2018. № 4. С. 27 – 32.

## **MEASUREMENT AND PROCESSING OF ELECTROMAGNETIC SIGNALS OF BIOLOGICAL AND AQUEOUS MEDIA**

Leading Research Scientist, Ph. D. (Phis.-Math.) Savel'ev S.V., Research Scientist, Morozova L.A.

*The Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences*  
mila-morozova.ludmila@yandex.ru

A method is proposed for studying the statistical characteristics of electromagnetic radiation of biological media and solutions of substances, which are the characteristics of luminescent and spontaneous electromagnetic radiation, such as Fourier spectra and phase portraits.

**Key words:** biological and aqueous media, electromagnetic radiation, Fourier spectrum, phase portrait



## **ГЕНЕРИРОВАНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ МОЛНИЕВЫМ РАЗРЯДОМ**

*г.н.с., д.ф.м.н. Петров Н.И., Петрова Г.Н.*

*Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН*  
petrovni@mail.ru

Получены зависимости между параметрами молниевых разрядов в лидерной стадии и в стадии обратного удара. Показано, что пиковые значения электрического поля, создаваемого молнией, определяются параметрами стримерной зоны лидера на заключительной лидерной стадии. Установлено, что в конечной фазе лидерного скачка генерируется высокое пиковое значение и высокая крутизна тока обратного удара молнии.

**Ключевые слова:** молниевый разряд, лидер и стример, высокочастотное излучение, ток обратного удара

### **Введение**

Излучение молнии имеет максимальную интенсивность в области 5-20 кГц и его спектральная плотность обратно пропорциональна частоте [1]. Длина волны, соответствующая максимальной интенсивности

излучения, имеет порядок длины канала молнии. Вторым характерным размером канала молнии является характерная длина искривления канала, которая соответствует диапазону частот  $f = 3 - 300$  МГц (длина волны  $\lambda = 1 - 100$  м).

Существует еще один характерный размер - поперечный размер канала молнии, соответствующий диапазону частот  $f = 300 - 3000$  МГц ( $\lambda = 0.1 - 1$  м). Существует также случайный изгиб канала лидера в этом диапазоне.

Если диапазон частот 5-100 кГц можно хорошо описать как излучение линейного диполя, то высокочастотное излучение не может быть рассмотрено в дипольном приближении.

В данной работе получены функциональные зависимости между различными параметрами молнии и создаваемым электромагнитным полем. Выявлены физические механизмы формирования высокочастотного (ВЧ) излучения при разряде молнии.

### 1. Электромагнитное поле, создаваемое молниевым разрядом

Характеристики излучения молнии тесно связаны с пространственно-временными изменениями зарядов и токов. Поэтому для расчета электромагнитного поля молнии необходимо знать параметры импульсов тока, протекающих во время разряда. Как правило, молния представляется в виде вертикального канала, по которому движется импульс тока. Вертикальная составляющая напряженности электрического поля на уровне Земли ( $z = 0$ ), создаваемая вертикальным каналом над идеально проводящей поверхностью (Рис. 1) в дипольном приближении в дальней зоне определяется выражением [1]:

$$E(x, y, 0, t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \left[ \int_0^H \frac{(2 - 3\sin^2 \theta)}{R^3} \int_0^t i(z, \tau - R/v) d\tau dz + \int_0^H \frac{(2 - 3\sin^2 \theta)}{cR^2} i(z, t - R/v) dz - \int_0^H \frac{\sin^2 \theta}{c^2 R} \frac{\partial i(z, t - R/v)}{\partial t} dz \right], \quad (1)$$

где  $\epsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость свободного пространства,  $i(z, t)$  - ток в канале молнии,  $H$  - излучающая длина канала,  $R$  - расстояние до точки наблюдения,  $v$  - скорость импульсного тока,  $c$  - скорость света в вакууме,  $\theta$  - угол, показанный на рис. 1.

Выражение (1) справедливо, когда  $R \gg H$ . Первый член в (1) соответствует электростатическому полю, второй - индукционному полю, а третий - полю излучения. Третий член значим при больших расстояниях, когда другими членами в (1) можно пренебречь.

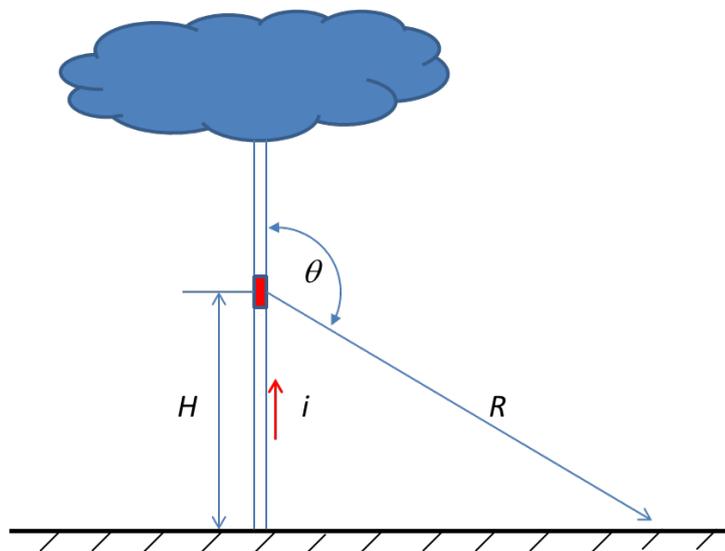


Рис. 1. Вертикальный канал молнии над плоской идеально проводящей поверхностью.

Таким образом, для расчета потенциалов и электрических полей необходимо знать пространственно-временное распределение зарядов и токов в канале молнии. Однако трудности измерений напряженностей электрического и магнитного полей непосредственно в зоне разряда пока не позволили определить пространственное распределение зарядов вдоль канала молнии. Поэтому измерения электрического поля, создаваемого лидерным разрядом в лаборатории, важны для получения информации о структуре канала лидера и построения физической модели молнии. Результаты таких измерений были представлены в работе [2].

### 2. Излучение лидера молнии

Для построения адекватной модели стадии обратного удара необходимо знать функциональные зависимости между различными параметрами молнии в финальной стадии развития разряда. В работе [3] из условия

устойчивого распространения лидера получены следующие зависимости между током лидера  $I_l$ , потенциалом  $\varphi_0$ , скоростью лидера  $v_l$ , длиной стримерной зоны  $l_{str}$  и амплитудой тока обратного удара  $I_0$ :

$$I_l \propto \varphi_0^{3/2} \propto v_l^3 \propto l_{str}^{3/2} \propto I_0 \propto v_0^3 \propto E_{rad}^{3/4}. \quad (2)$$

В Табл.1 представлены соответствующие значения этих параметров молнии.

Производная электрического поля  $dE/dt$  может быть выражена через параметры стримерной зоны в финальной стадии лидера:

$$\frac{dE}{dt} \approx \frac{\mu_0 v_0}{2\pi z} \dot{I}(t - z/c) \approx \frac{\mu_0 v_0}{2\pi z} \pi^2 \epsilon_0 E_s v_{sf}^2. \quad (3)$$

Из полевых измерений известно [4], что в среднем пиковое значение  $dE/dt$  составляет около 50 В/м/мкс на расстоянии 100 км, а соответствующие ему пиковый ток и пиковое значение  $dI/dt$  около 30-40 кА и 100 кА/мкс, соответственно. Скорость фронта стримерной зоны, полученная из выражения выше равна  $v_{sf} \approx 40 - 50$  м/мкс, что согласуется с нашими расчетами. Подставляя это значение скорости  $v_{sf}$  в (2), получим длину стримерной зоны в финальной стадии лидерного скачка  $l_{sf} \approx 20 \div 25$  м.

**Таблица 1.** Параметры лидера молнии и значения электрического поля

$I_l, A$	$v_l, \text{cm}/\mu\text{s}$	$l_{str}, m$	$q_l, \text{mC}/m$	$I_0, \text{kA}$	$v_0, \text{m}/\mu\text{s}$	$E_{rad}, \text{V}/m, z=100 \text{ km}$
0.91	2	1.54	0.04	1	24	0.05
24.5	6.2	13.9	0.39	27	73	4
45.5	7.6	21	0.58	50	90	9
182	12.1	52.8	1.47	200	143	57
455	16.5	97.4	2.71	500	194	194

Параметры лидера молнии хорошо согласуются с высокоскоростными видео наблюдениями каналов молний "облако-земля" [5].

### 3. Обсуждение

Производные электрических полей, измеренные в Германии [6], имели примерно в 5 раз меньшие значения  $E_{max}$ , чем в США [4]. Поэтому пересчитанная максимальная крутизна тока отличается примерно в 5 раз. Такое большое расхождение часто объясняется эффектом затухания электромагнитной волны при распространении вдоль поверхности Земли с потерями. Но такое расхождение имеет место и для дальности от удара молнии до 1 км. Этот факт не может быть объяснен эффектом затухания при распространении вдоль поверхности Земли. Как мы показали выше, формирование тока обратного удара можно объяснить заключительной фазой "лидерного прыжка". Из-за того, что грозовые разряды в США регистрировались на поверхности Земли, то скорость и длина стримерной зоны в заключительной фазе больше, чем в Германии, где грозовые разряды могли быть перехвачены противоположными разрядами от самых высоких объектов на поверхности Земли. В этом случае скорость и длина стримерной зоны в конечной фазе лидерного прыжка существенно меньше. Ток обратного удара в заключительной фазе лидера зависит также от геометрии объекта, пораженного молнией, и от того, является ли он заземленным или электрически изолированным объектом, например, самолетом [7].

Выше мы рассмотрели в основном высокочастотные электрические поля, создаваемые молнией. Однако имеют место также чрезвычайно низкочастотные (extremely low frequency ELF) электромагнитные шумы (магнитные поля с частотой порядка 8 Гц), производимые разрядом молнии. Недавно было показано, что эти поля могут обладать защитными свойствами для организмов, живущих в стрессовых условиях [8]. Существуют два основных фактора, приводящих к случайным осцилляциям электромагнитного поля молнии: осцилляции тока обратного удара в канале молнии, случайные изгибы и разветвления канала пробоя [9 - 11]. Измерения показывают, что осцилляции электромагнитного поля молнии обусловлены геометрией разрядного канала.

### Выводы

Полученные соотношения между характеристиками электромагнитного поля и параметрами лидерного тока и тока обратного удара позволяют определять параметры молнии по результатам измерений электромагнитного поля.

Проведенный анализ показывает, что формирование фронта тока обратного удара происходит в заключительной фазе лидера и определяется длиной и скоростью стримерной зоны лидера в финальной стадии в момент касания стримерной зоны с поверхностью земли.

**Список литературы**

1. Uman M.A., Krider E.P. A review of natural lightning: experimental data and modelling // IEEE Trans. EMC. 1982. V. 24(2). P. 79-112.
2. Петров Н.И., Аванский В.Р., Бомбенкова Н.В. Измерение напряженности электрического поля в стримерной зоне и чехле канала лидерного разряда // ЖТФ. 1994. Т.64. В.6. С.50-60.
3. Petrov N.I. and Waters R.T. Determination of the striking distance of lightning to earthed structures // Proc. Roy. Soc. A. 1995. V. 450. P. 589-601.
4. Willett J.C., Krider E.P., Leteinturier C. Submicrosecond field variations during the onset of first return strokes in cloud-to-ground lightning // Proc. 23th Int. Conf. on Lightning Protection, Firenze, Italy. 1996. V.1, P. 47-51.
5. Saba M. M. F., Campos L. Z. S., Krider E. P., and Pinto O. High-speed video observations of positive ground flashes produced by intracloud lightning // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. L12811.
6. Heidler F., Hopf C. A review about the LEMP characteristics of near return strokes measured in the south of Germany during the last 15 years // Proc. 9th Int. Symp. on High Volt. Eng., Graz, Austria. 1995. P. 6742-1-6742-4.
7. Petrov N.I., Haddad A., Petrova G.N., Griffiths H. and Waters R.T. Study of effects of lightning strikes to an aircraft // Recent Advances in Aircraft Technology, Ed. R.K. Agarwal, 2012. Chapter 22, P. 523-544.
8. Elhalel G., Price C., Fixler D. & Shainberg A. Cardioprotection from stress conditions by weak magnetic fields in the Schumann Resonance band // Sci. Rep. 2019. V.9(1645). P.1-9.
9. Петров Н.И., Петрова Г.Н. Математическое моделирование траектории лидерного разряда и молниепоражаемости изолированных и заземленных объектов // ЖТФ. 1995. Т.65. В.5. С.41-58.
10. Петров Н.И., Петрова Г.Н. Физические механизмы формирования молниевых разрядов между грозовым облаком и ионосферой // ЖТФ. 1999. Т.69. В.4. С.134-137.
11. Petrov N.I., Petrova G.N., D'Alessandro F. Quantification of the probability of lightning strikes to structures using a fractal approach // IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation. 2003. V.10(4). P. 641-654.

**GENERATION AND RADIATION OF SHORT PULSES  
BY LIGHTNING DISCHARGE**

chief scientist, DSc, Petrov N.I., Petrova G.N.

*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS*  
petrovni@mail.ru

The dependences between the parameters of the Lightning discharge in the leader phase and the return stroke phase are obtained. It is shown that the peak values of the electric field created by lightning are determined by the parameters of the streamer zone of the leader at the final jump phase. It is established that a high peak value and a high steepness of the lightning return stroke current are generated in the final jump phase of a leader.

**Keywords:** Lightning discharge, leader and streamer, high-frequency radiation, return stroke current



# СЕКЦИЯ 3: ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

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

д.ф.-м.н. **В.Э. Пожар**

д.т.н. **А.С. Мачихин**

# СНИЖЕНИЕ РАЗМЕРНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ В ФУРЬЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

д.т.н. Вагин В.А.<sup>1</sup>, д.ф.-м.н., проф. Краснов А.Е.<sup>2</sup>,  
к.ф.-м.н., доц. Никольский Д.Н.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Российский Государственный Социальный Университет  
vaguine@mail.ru, krasnovmgutu@yandex.ru

Рассмотрен метод нейроподобного снижения размерности ИК спектров для их визуального представления в 3D пространстве. Метод основан на мультиплексировании компонент оптических спектров на три канала, их фильтрации и пространственного накопления в каждом канале.

**Ключевые слова:** ИК спектры, нейроподобное снижение размерности, визуальное представление, 3D пространство

## Введение

В [1,2] рассматривалась технология создания многозондового фурье-спектрометра, предназначенного для регистрации ИК спектрограмм сразу нескольких исследуемых объектов (Рис.1). В таком приборе несколько оптических волокон (входных концов соответствующих зондов), с одной стороны, объединяются в один оптический жгут и крепятся в соответствующем опторазъеме (Рис.2) на выходе интерферометра.

Работая с таким прибором, мы сталкиваемся с проблемой регистрации и обработки огромного объема информации. Она имеет три аспекта. Во-первых, при работе с  $n$  зондами мы должны успевать регистрировать и обрабатывать по крайней мере  $n$  интерферограмм. Во-вторых, при работе с временным разрешением мы каждым зондом можем регистрировать с заданным временным разрешением в каждом необходимом временном диапазоне  $m$  интерферограмм. В этом случае количество интерферограмм увеличивается до  $n \times m$ . В-третьих, при работе в on-line режиме, нужно быстро проанализировать огромный объем спектральной информации и принять решение (например, при работе в технологических линиях). Поэтому для эффективной работы с многозондовыми фурье-спектрометрами необходимо использовать быстрые методы снижения размерности спектральных данных, их кластеризации и аналитики. Такие методы были использованы в [3] применительно к анализу фурье-спектров среднего ИК диапазона при контроле автомобильных бензинов.

Ниже подробно рассмотрим быстрый нейроподобный метод снижения размерности ИК спектрограмм.

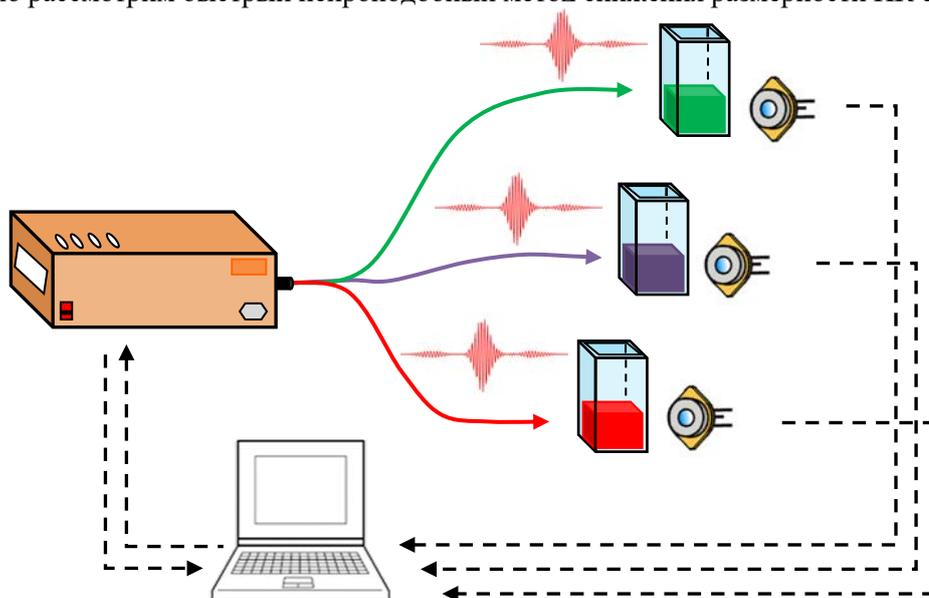


Рис. 1. Многозондовый фурье-спектрометр.

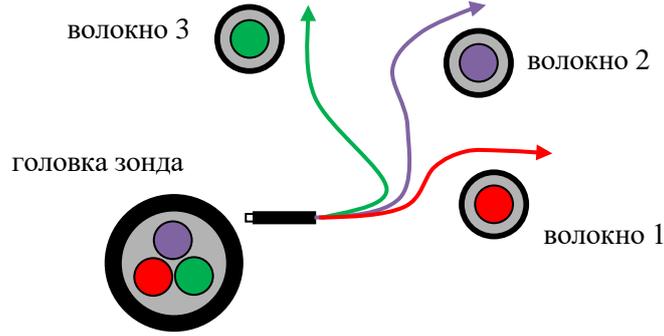


Рис. 2. Структура оптоволоконного зонда.

### Постановка задачи

Рассмотрим множество  $\{S\}_K$  ИК спектров или оптических сигналов, состоящих из  $K$  элементов – транспонированных векторов-строк  $S^k = (S^k_1, S^k_2, \dots, S^k_N)^T$ , где  $k = 1, 2, \dots, K$ . Каждый ИК спектр включает дискретные компоненты с амплитудами  $S^k_n$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ). Задача заключается в понижении размерности или редукции исходного пространства формирования оптических сигналов путем отображении каждого  $N$ -мерного элемента  $S^k$  в 3D пространство  $X, Y, Z$ . При этом алгоритмическая сложность задачи должна быть порядка  $N$ . Тем самым, мы не рассматриваем широко известные алгоритмы, например, основанные на методе главных компонент, т.к. их вычислительная сложность порядка  $N \times N$ . Вместо этого мы предлагаем оригинальный алгоритм быстрого нейроподобного снижения размерности оптических спектров.

### Нейроподобное снижение размерности ИК спектров

Алгоритм снижения размерности ИК спектров заключается в следующем. Мультиплексируем каждую  $n$ -ю компоненту  $S^k_n$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) любого  $k$ -го оптического сигнала  $S^k$  ( $k = 1, 2, \dots, K$ ) на три канала  $X, Y, Z$  (Рис. 3). В первом канале  $X$  зарегистрируем вариации значений компонент всех оптических спектров, и по этим вариациям первоначально настроим увеличение/ уменьшение значений амплитуд компонент первого канала. В качестве примера вариации будем регистрировать в виде величин  $\Delta_n = |S_n^{max} - S_n^{min}|$ , определяемых максимальными  $S_n^{max}$  и минимальными  $S_n^{min}$  значениями разброса значений амплитуд всех компонент ( $n = 1, 2, \dots, N$ ).

Далее, все вариации  $\Delta_n$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) сравним с первоначально назначенным порогом  $\Delta_{thr}^1$ , и при превышении этого порога сформируем путем первой режекторной фильтрации отсчеты опорного дискретного сигнала  $W_X = (w_{X1}, w_{X2}, \dots, w_{XN})^T$  первого канала в виде единичных орт:

$$w_{Xn} = \begin{cases} 1, & \text{если } \Delta_n \geq \Delta_{thr}^1, \\ 0, & \text{в других случаях.} \end{cases} \quad (1)$$

По этим отсчетам настроим величины коэффициентов  $w_{Xn}$  усиления / ослабления значений амплитуд компонент оптических спектров в первом канале  $X$ .

Режекторная фильтрация позволяет удалить из оптических спектров неинформативные компоненты, оставив только компоненты, ответственные за их различие.

Затем, во втором канале  $Y$  с помощью Гильберт-фильтрации сформируем первый вспомогательный дискретный сигнал  $W_1 = (w^1_1, w^1_2, \dots, w^1_N)^T$ :

$$w^1_n = \sum_m h_{n-m} w_{Xm}, \quad \sum_n w^1_n w_{Xn} = 0, \quad (2)$$

где  $h_m$  – импульсная характеристика Гильберта (ИХГ):

$$h_m = \frac{1}{\pi m} [1 - \cos(\pi m)], \quad m = 0, \pm 1, \dots, M. \quad (3)$$

Далее зарегистрируем абсолютные значения  $|w^1_n|$  отсчетов первого вспомогательного дискретного сигнала ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) и сформируем путем второй режекторной фильтрации отсчеты второго вспомогательного дискретного сигнала  $W_2 = (w^2_1, w^2_2, \dots, w^2_N)^T$  в виде единичных орт:

$$w^2_n = \begin{cases} 1, & \text{если } ((w^1_n > 0) \text{ И } (|w^1_n| \geq \Delta_{thr}^2)), \\ -1, & \text{если } ((w^1_n < 0) \text{ И } (|w^1_n| \geq \Delta_{thr}^2)), \\ 0, & \text{в других случаях.} \end{cases} \quad (4)$$

Вторая режекторная фильтрация способствует выделению особенностей в компонентах оптических спектров, относящихся к отдельным классам (классам, объединяющим схожие оптические спектры).

Таким образом, если первая режекторная фильтрация выделяет компоненты, ответственные за различие, то вторая – за сходство оптических спектров.

Отсчеты опорного дискретного сигнала  $W_Y = (w_{Y1}, w_{Y2}, \dots, w_{YN})^T$  второго канала сформируем на основе процесса ортогонализации Грамма-Шмидта:

$$W_Y = W_2 - \frac{W_2^T W_X}{W_X^T W_X} W_X, W_Y^T W_X = 0. \quad (5)$$

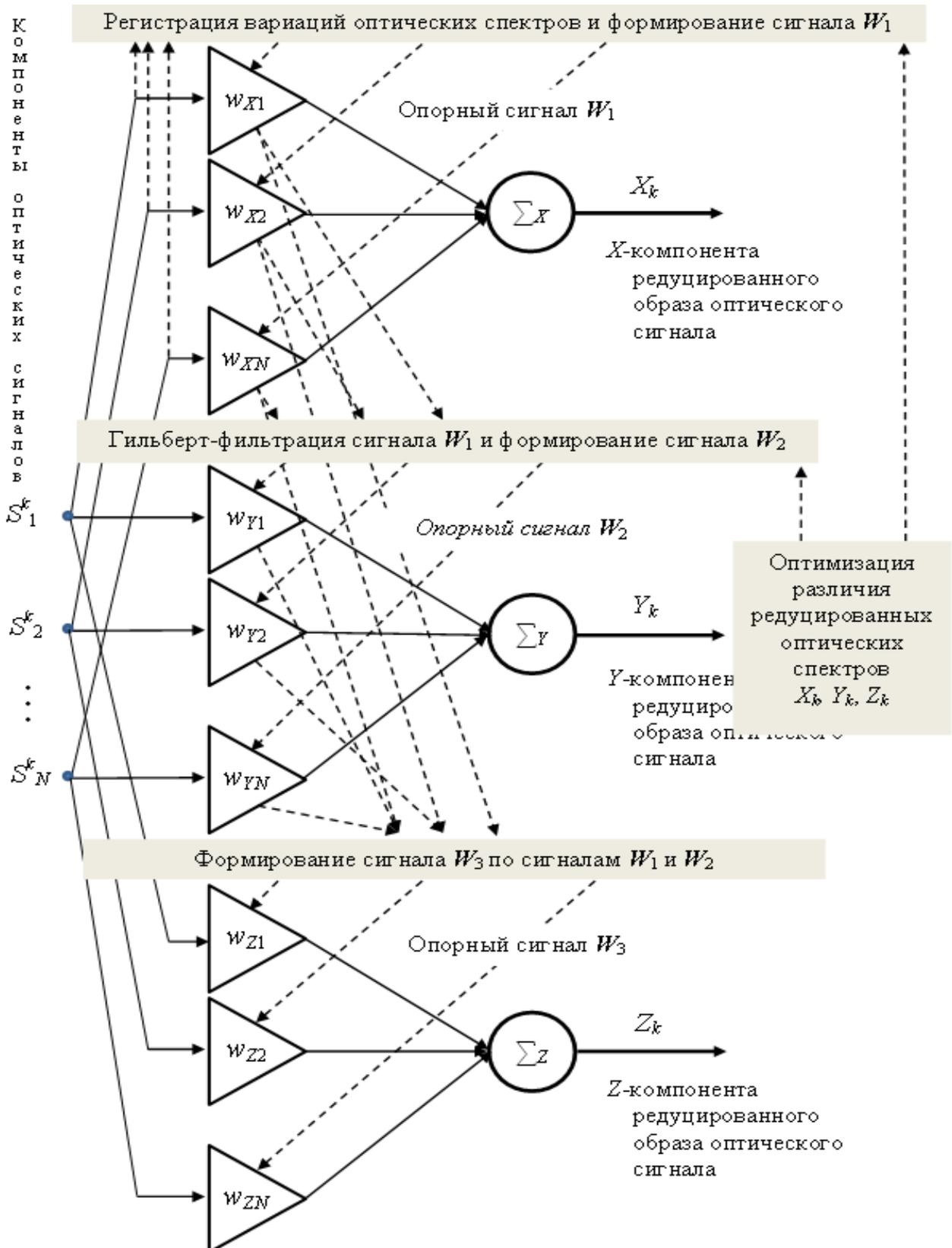


Рис. 3. Схема отображения ИК спектров в 3D пространство X,Y,Z.

Величины коэффициентов  $w_{Yn}$  усиления/ослабления значений амплитуд компонент оптических спектров во втором канале  $Y$  настроим пропорционально значениям отсчетов опорного дискретного сигнала  $W_Y$ .

Для третьего канала  $Z$  третий опорный дискретный сигнал  $W_Z = (w_{Z1}, w_{Z2}, \dots, w_{ZN})^T$  сформируем как:

$$W_Z = W - \frac{W^T W_X}{W_X^T W_X} W_X - \frac{W^T W_Y}{W_Y^T W_Y} W_Y, \quad W_Z^T W_X = 0, W_Z^T W_Y = 0. \quad (6)$$

где  $W$  – любой начальный дискретный сигнал, например,  $W = (1, 2, 3, \dots, N)$ .

Величины коэффициентов  $w_{Zn}$  усиления/ослабления значений амплитуд компонент оптических спектров в третьем канале  $Z$  настроим пропорционально значениям отсчетов опорного дискретного сигнала  $W_Z$ . Как показано на рис. 3, редуцированные образы всех  $K$  оптических спектров формируют в каждом канале с помощью пространственного накопления соответствующих отфильтрованных компонент:

$$X_k = \sum_n w_{Xn} S_n^k; Y_k = \sum_n w_{Yn} S_n^k; Z_k = \sum_n w_{Zn} S_n^k; \quad k = 1, 2, \dots, K. \quad (7)$$

При описанной процедуре снижения размерности  $K$  оптических спектров каждому спектру – многомерному элементу  $S^k$ , будет соответствовать свой редуцированный трехмерный образ  $X_k, Y_k, Z_k$  ( $k = 1, 2, \dots, K$ ).

Для целей наглядной визуализации спектров путем увеличения различия редуцированных образов будем итерационно изменять пороги  $\Delta_{thr}^1$  и  $\Delta_{thr}^2$  в первых двух каналах, увеличивая какой либо критерий различия (например, минимум минимумов расстояний между точками  $X_k, Y_k, Z_k$  или множественный дискриминантный критерий Фишера).

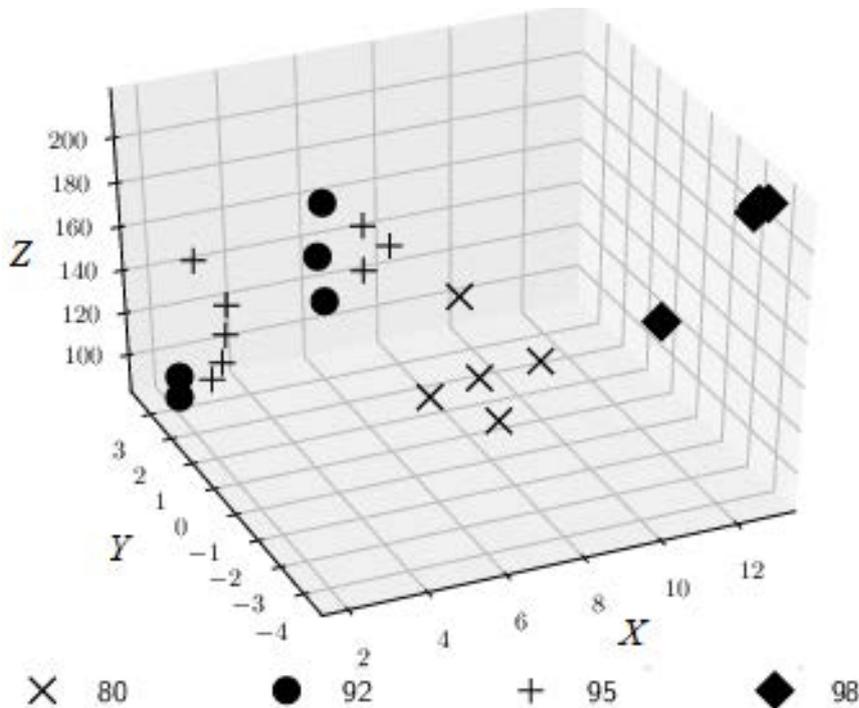


Рис. 4. 3D образы ИК спектров автомобильных бензинов с октановыми числами 80, 92, 95 и 98.

### Выводы

Рассмотренный выше метод снижения размерности ИК спектров путем их нейроподобного отображения в 3D пространство имеет алгоритмическую сложность порядка  $N$ , т.е. порядка размерности ИК спектров. В качестве наглядного результата на Рис.4 приведен пример снижения ИК спектров автомобильных бензинов [3].

### Список литературы

1. Балашов А.А., Вагин В.А., Голяк И.С., Морозов А.Н., Хорохорин А.И., Многоканальный динамический ИК Фурье-спектрометр // Журнал прикладной спектроскопии. Т. 84, №4, 2017. С. 643-647.
2. Вагин В.А., Хорохорин А.И.. Система управления, регистрации и обработки спектральной информации многозондового ИК Фурье-спектрометра // Физические основы приборостроения. Т. 7. № 3 (29). 2018. С. 10–17.
3. Вагин В.А., Краснов А.Е., Никольский Д.Н.. Быстрые методы снижения размерности спектральных данных для их образной визуализации // Журнал прикладной спектроскопии. Т. 86, №1. 2019.С. 92-97.

## REDUCTION OF SPECTRAL DIMENSION IN FOURIER SPECTROSCOPY

Dr.Sc. Vaguine V.A.<sup>1</sup>, Dr.Sc., prof. Krasnov A.E.<sup>2</sup>, Ph.D., Assoc. Nikol'skii D.N.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Scientific and technological center of unique instrument-making  
of the Russian Academy of Sciences*

<sup>2</sup>*Russian State Social University,  
vaguine@mail.ru, krasnovmgutu@yandex.ru*

The method of neural-like reduction of the IR spectra for their visual representations in 3D space is considered. The method is based on multiplexing of optical spectra components for three channels, their filtering and spatial accumulation in each channel.

**Keywords:** IR spectra, neural-like dimension reduction, visual presentation, 3D space



## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ СПОСОБОВ УПРАВЛЕНИЯ СВОЙСТВАМИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ СИСТЕМЫ ЦТС

*начальник сектора, к.т.н. Мараховский М.А.<sup>1</sup>,  
директор, д.т.н., проф. Панич А.Е.<sup>2</sup>, инженер Мараховский В.А.<sup>1</sup>,  
начальник отдела Панич Е.А.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Научное конструкторско-технологическое бюро «Пьезоприбор»  
Южного федерального университета*

<sup>2</sup>*Институт высоких технологий и пьезотехники Южного федерального университета  
marmisha@mail.ru*

Исследована возможность управления свойствами сегнетожесткой пьезоэлектрической керамики ПКР-8 за счёт корректировки процесса формирования микроструктуры на этапе спекания.

Использован метод горячего прессования и современный перспективный метод искрового плазменного спекания при изготовлении пьезоэлектрической керамики, способствовавшие повышению как механических, так и электрофизических параметров, наряду со снижением температуры процесса на 200 °С. Это позволяет расширить область применения пьезокерамического материала ПКР-8 при сниженной себестоимости изделий.

**Ключевые слова:** пьезокерамический материал, технологический фактор, метод спекания, горячее прессование, искровое плазменное спекание

### Введение

Известен ряд сегнетожестких пьезокерамических материалов для устройств силового ультразвука (ЦТСС-3, ПКР-77, ПКР-78, ПКР-23) [1, 2]. Однако повышение эффективности сегнетожестких пьезоматериалов может быть достигнуто не только созданием новых химических составов, но и путем оптимизации технологических факторов. На таком важном технологическом этапе как «Спекание» формируются механические свойства пьезокерамики: плотность; прочность; твердость. Таким образом, на стадии спекания возможна также вариация будущих электрофизических параметров пьезокерамики, т.к. пьезоэффект – электромеханическое явление [1, 3]. Среди множества вариантов спекания особенный

интерес представляют методы обычного горячего прессования и искрового плазменного спекания. Указанные методы обеспечивают повышенную плотность керамических заготовок в совокупности со сниженной температурой спекания. Ранее нами были получены положительные результаты по спеканию пьезокерамических элементов систем PMN-PT и BaSrTiO<sub>3</sub> методами горячего прессования и искрового плазменного спекания [4-6].

### Экспериментальная часть

В качестве модельного объекта был выбран сегнетожесткий пьезокерамический материал ПКР-8, широко известный своими высокими характеристиками [1, 4]. Приготовление пьезокерамического материала происходило из оксидного сырья по методу твердофазных реакций. Спекание контрольных керамических элементов ПКР-8 проводилось различными способами:

- Спекание в камерной печи «Nabertherm L5/13/P330» при атмосферном давлении (АТМ) в температурном диапазоне 1150 - 1200 °С;
- Спекание методом горячего прессования (ГП) с одноосным давлением на установке «УССК-1» (разработка НКТБ «Пьезоприбор») в температурном диапазоне 1125 - 1175 °С;
- Искровое плазменное спекание (ИПС) в вакууме с одноосным давлением и импульсами постоянного тока на установке «SPS515S» (Japan) в температурном диапазоне 930 - 970 °С;
- Комбинированный метод спекания (подпрессовка на установке горячего прессования до температуры 800 °С с последующим спеканием в камерной печи (КМС) в температурном диапазоне 1150 - 1230 °С).

Качественный контроль спеченных пьезокерамических элементов осуществлялся по результатам рентгенофазового анализа (дифрактометр ARL X'TRA), снимкам микроструктуры (растровый электронный микроскоп JEOL JSM-6390LA) и по значениям плотности, определяемой методом гидростатического взвешивания (аналитические весы AND GH-300). Результаты рентгенофазового анализа подтвердили формирование твердого раствора со структурой перовскита для пьезокерамических элементов ПКР-8, спеченных всеми рассматриваемыми способами (рис. 1).

Снимки микроструктуры, представленные для пьезокерамических элементов с максимальными показателями плотности, подтвердили предположения о характере формирования керамического каркаса (рис. 2). Структура пьезокерамики, спеченной в камерной печи (АТМ) при 1170 °С, характеризовались полиразмерностью зёрен (0,5 – 10 мкм), свойственной процессу вторичной рекристаллизации, а также наличием пор. Для пьезокерамических элементов, спеченных методом горячего прессования (ГП), максимальные показатели плотности достигались при 1150 °С. Благодаря прикладываемому в процессе спекания механическому давлению, пьезокерамические элементы не содержали видимых остаточных пор и имели плотную структуру. На снимке микроструктуры наблюдалось образование стеклофазы. Комбинированный метод спекания (КМС) обеспечивал высокие показатели плотности пьезокерамики при 1150 °С и, подобно методу спекания АТМ, характеризовался полиразмерностью зёрен (7 – 20 мкм), объясняющейся интенсивным процессом вторичной рекристаллизации. Максимальные показатели плотности пьезокерамики, спеченной методом искрового плазменного спекания (ИПС), достигались при пониженных температурах (ниже на 200 °С по сравнению с остальными методами спекания). Продолжительность изотермической выдержки при ИПС составляла 5 минут. Микроструктура пьезокерамических элементов отличалась от керамики, полученных остальными способами, отсутствием пор, а также плотной упаковкой зерен с узким размерным диапазоном (1 – 5 мкм).

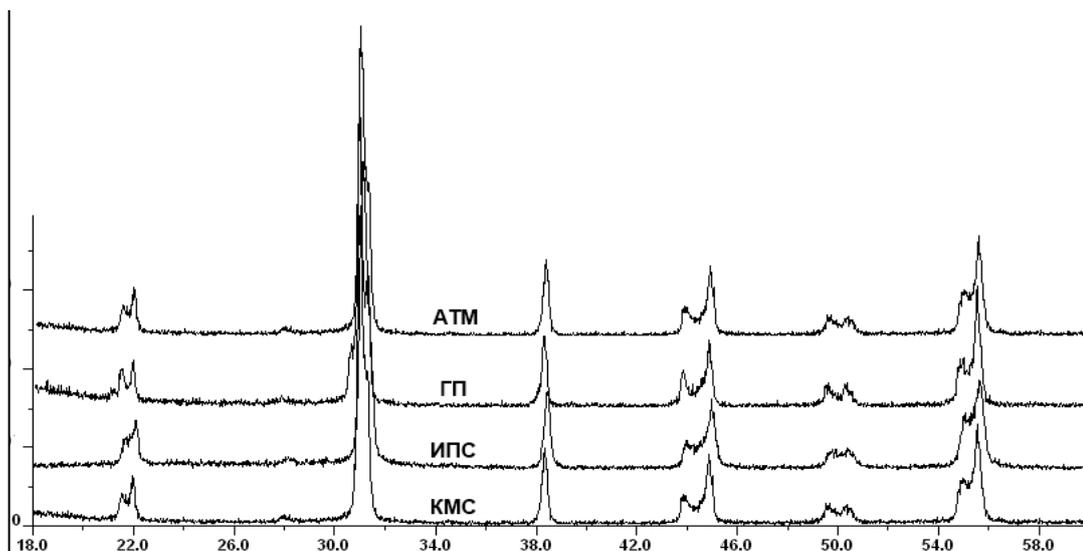


Рис. 1. Рентгенограммы твердых растворов ПКР-8, спеченных разными способами.

При повышении температуры спекания в структуре керамических образцов, спеченных методами АТМ и ГП, повышалось содержание стеклофазы, что негативно сказывалось на прочностных характеристиках образцов.

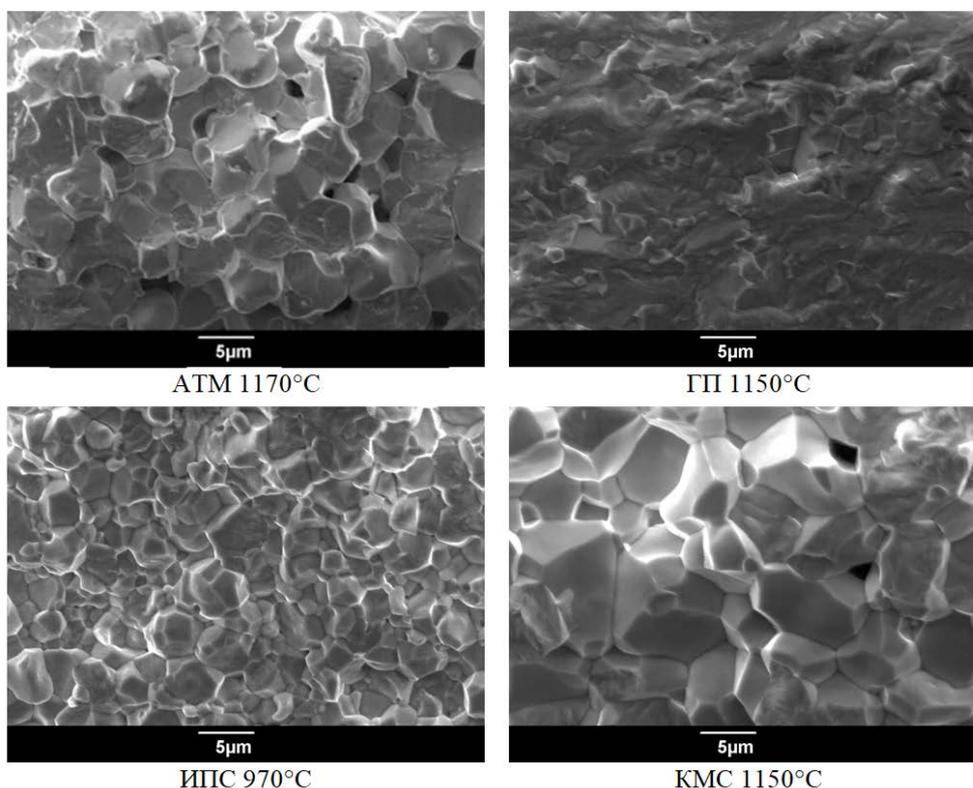


Рис. 2. Микроструктура спеченных керамических образцов ПКР-8.

Значения плотности пьезокерамических элементов (табл. 1) сходились с рассмотренными снимками микроструктуры и подтверждали эффективность используемых методов спекания с целью получения требуемого керамического каркаса.

Таблица 1. Свойства пьезокерамических элементов ПКР-8, спеченных различными способами и при разных температурах

Способ спекания	Температура спекания, °С	Плотность, г/см <sup>3</sup>	$\epsilon^T_{33}/\epsilon_0$	$d_{31}$ , пКл/Н
АТМ	1150	7,73	1292	115
	1170	7,8	1307	125
	1200	7,78	1297	119
ГП	1125	7,67	1399	122
	1150	7,72	1415	130
	1175	7,7	1387	127
ИПС	930	7,91	1153	119
	950	7,94	1349	127
	970	7,98	1514	129
КМС	1150	7,74	1886	217
	1170	7,71	1791	213
	1200	7,71	1700	200
	1230	7,65	1527	184

Спеченные пьезокерамические элементы цилиндрической формы обрабатывались на шлифовальном станке до геометрических размеров с диаметром 10 мм и высотой 1 мм. На плоскости керамических дисков наносились токопроводящие электроды путем вжигания серебросодержащей пасты. Поляризация пьезокерамических дисков происходила в диэлектрической среде (силоксановое масло) с напряжённостью электрического поля 3 кВ/мм. Измерение электрофизических параметров проводилось на установке «ЦЕНЗУРКА-М» (разработка НКТБ «Пьезоприбор»). Основные механические и электрофизические характеристики пьезокерамических элементов представлены в табл. 1.

Оптимальные свойства пьезокерамических элементов в рамках рассматриваемых методов спекания и температурных режимов выделены серым фоном.

**Выводы**

Использование различного технологического оборудования в процессе спекания сегнетожесткой пьезо-керамики ПКР-8 позволяет корректировать ее заданные механические и электрофизические свойства. В частности, при спекании пьезокерамики методами ГП, КМС удалось повысить значения относительной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$  на 44 %, а значения пьезоэлектрического модуля  $d_{31}$  на 73 %, относительно значений, полученных при методе АТМ.

Большим потенциалом обладает метод ИПС, способствующий не только понижению температуры процесса спекания на 200 °С, но и сокращению продолжительности изотермической выдержки (в 36 раз!), что не только положительно сказывается на энергосбережении, но и повышает эффективность пьезо-керамических элементов.

**Список литературы**

1. Фесенко Е.Г., Данцигер А.Я., Разумовская О.Н. Новые пьезоэлектрические материалы. // Ростов н/Д.: Изд-во РГУ. 1983. 160 с;
2. Прилипко Ю.С. Функциональная керамика. Оптимизация технологии: Монография.-Донецк: Норд-Пресс, 2007. 492с.
3. Поплавко Ю.М. Физика активных диэлектриков. Р/Д. Изд. ЮФУ, 2009. - 480 с;
4. Мараховский М.А., Панич А.А., Мараховский В.А. Исследование характеристик сегнетокерамики титаната бария-стронция, полученной методом искрового плазменного спекания. INTERMATIC-2018 // Москва. Ч.2. 2018. 430 с;
5. Мараховский М.А., Панич А.А. Получение пьезокерамики системы PMN-PT методом искрового спекания. Известия ЮФУ. Технические науки. 2017. – 242;
6. Мараховский М.А., Мараховский В.А., Мирющенко Э.А., Панич Е.А. Исследование возможности создания новых полифазных пьезоматериалов для гидроакустических преобразователей. ГА-2018 // Санкт-Петербург. 2018. 616 с.

## RESEARCH OF TECHNOLOGICAL METHODS OF EFFICIENCY CONTROL OF FERROELECTRIC CERAMICS OF PZT SYSTEM

Head of sector, candidate of technical Sciences, Marakhovskiy M.A.<sup>1</sup>, Director, doctor of technical Sciences, Professor, Panich A.E.<sup>2</sup>, Engineer, Marakhovskiy V.A.<sup>1</sup>, Head of department, Panich E.A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Scientific Design and Technological Bureau "Piezopribor" Southern Federal University

<sup>2</sup>Institute of high technologies and piezotechnics Southern Federal University

marmisha@mail.ru

Investigated the possibility of controlling the properties of piezoelectric ceramics signaturestate PCR-8 due to the adjustment of the process of formation of the microstructure at the stage of sintering.

The method of hot pressing and modern promising method of spark plasma sintering in the manufacture of piezoelectric ceramics, which contributed to the increase of both mechanical and electrical parameters, along with a decrease in the process temperature by 200 °C. This makes it possible to expand the scope of the piezoceramic material PCR-8 at a reduced cost of products.

**Key words:** piezoceramic material, technological factor, method of sintering, hot pressing, spark plasma sintering



# ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТИВНОСТИ АО ДИФРАКЦИИ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СЖИЖЕННОМ ЭЛЕГАЗЕ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ

Н.С., к.ф.-м.н. Никитин П.А.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
nikitin.pavel.a@gmail.com

Реализовано акустооптическое взаимодействие в сжиженном элегазе при температурах выше комнатной. Исследовано изменение интенсивности дифрагированного излучения при увеличении давления элегаза за счёт увеличения температуры.

**Ключевые слова:** акустооптическая дифракция, терагерцевое излучение

## Введение

В последние годы существенно возрос интерес к электромагнитному излучению терагерцевого (ТГц) диапазона и применению этого излучения в науке и технике [1]. Среди различных методов управления параметрами излучения особое место занимают акустооптические методы модуляции, сканирования и фильтрации. АО устройства успешно работают в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном свете. Однако проблема управления ТГц излучением остаётся нерешённой, и в научной литературе известно лишь несколько публикаций, посвящённых данной тематике [2-4].

Последние исследования показали, что для реализации АО дифракции ТГц излучения в качестве среды АО взаимодействия можно использовать кристаллические среды, например, германий (Ge) [2], и неполярные жидкости [3,4]. При этом дифракция наблюдалась при нормальных условиях, т.е. при комнатной температуре и атмосферном давлении. Несмотря на то, что коэффициент АО качества  $M_2$  у жидкостей в несколько раз больше, чем у монокристаллов, максимальная эффективность дифракции, достигнутая к настоящему времени в эксперименте, составила  $I_1/I_0=0.02\%$  [4]. Здесь  $I_m$  интенсивность излучения в  $m$  дифракционном порядке;  $m=1$  соответствует дифрагированному излучению, а  $m=0$  – прошедшему излучению.

Публикация [5] является единственной, в которой реализовано АО взаимодействие в сжиженном газе. Авторы данной работы предсказали, что коэффициент АО качества сжиженного элегаза при повышении температуры с  $t=14^\circ\text{C}$  до  $t=24^\circ\text{C}$  возрастает приблизительно в 2 раза. Однако проведённый ими эксперимент показал, что при повышении температуры на  $1^\circ\text{C}$ , с  $t=13^\circ\text{C}$  до  $t=14^\circ\text{C}$ , эффективность АО дифракции, наоборот, уменьшается, причём весьма существенно (т.е. в 3 раза). Поэтому нами была реализована АО дифракция ТГц излучения в сжиженном элегазе, однако температура была выбрана  $t=24^\circ\text{C}$ , т.е. близкой к комнатной. С учётом высокой селективности АО взаимодействия по отношению к длине волны излучения экспериментальное исследование было выполнено с использованием квазимонохроматического излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [6].

## Экспериментальная установка

Схема установки при проведении эксперимента приведена на рис. 1. Ввиду прозрачности атмосферы длина волны излучения была выбрана равной  $\lambda=130$  мкм. Интенсивность и поляризация излучения ЛСЭ 1 регулировалась проволочным поляризатором 2 и набором калиброванных аттенуаторов 3 на основе кремния. Апертура ТГц пучка задавалась ирисовой диафрагмой 4 и составляла  $D=17$  мм. Кювета 5 для реализации АО взаимодействия была изготовлена из стали и представляла собой цилиндр, снабжённый двумя фланцами. Ввод и вывод ТГц излучения из кюветы осуществлялся с помощью окон из ТРХ-пластика; при этом просвет окна составлял  $100\times 10$  мм. Пучки дифрагированного и прошедшего излучения фокусировались киноформной линзой 6 диаметром 8 см и фокусным расстоянием 8 см. Излучение регистрировалось микроболометрической матрицей 7 с разрешением  $320\times 240$  пикселей и размером пикселя 51 мкм [7]. Для предотвращения интерференционных эффектов в приёмнике матрица располагалась на расстоянии 2 см за фокальной плоскостью линзы, т.е. на расстоянии 10 см от киноформной линзы. Из формулы (1) следует, что эффективность дифракции пропорциональна длине  $L$  излучателя звука. Поэтому излучатель был изготовлен из монолитной поликристаллической ЦТС-пьезокерамики с размерами  $80\times 8\times 6$  мм ( $L=80$  мм), на противоположные грани  $80\times 8$  мм которой были нанесены электроды. Излучатель размещался внутри кюветы вдоль оси цилиндра, ориентированной горизонтально. Благодаря этому АО взаимодействие происходило в горизонтальной плоскости, что упрощало процесс юстировки системы и детектирования излучения. Высокочастотный электрический сигнал с генератора 8 (Rigol DG1022), амплитуда которого увеличивалась усилителем 9 (АКТАКОМ АВА-1745), подавался непосредственно на излучатель звука. Информация с камеры 7 и усилителя 9 обрабатывалась компьютером 10.

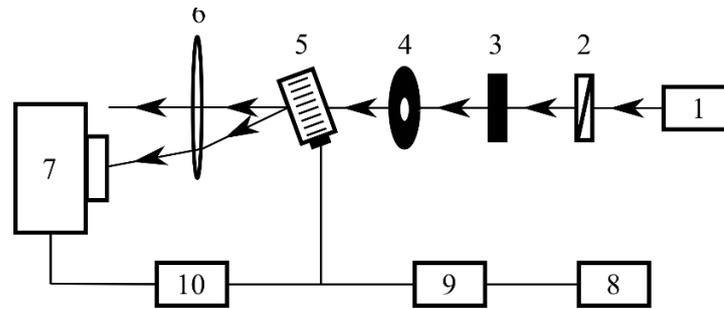


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

### Результаты и обсуждение

Наиболее простым и доступным методом увеличения давления внутри кюветы является её нагревание. При этом зависимость давления от температуры определяется процентным отношением объёмных частей жидкой и газовой фаз элегаза. В данном эксперименте оно составляло около 9:1. Поскольку, как отмечено в работе [5], скорость звука в сжиженном элегазе зависит от температуры, то в ходе эксперимента осуществлялась подстройка угла падения пучка ТГц излучения на АО ячейку. На рис.2 приведены результаты проведённого эксперимента.

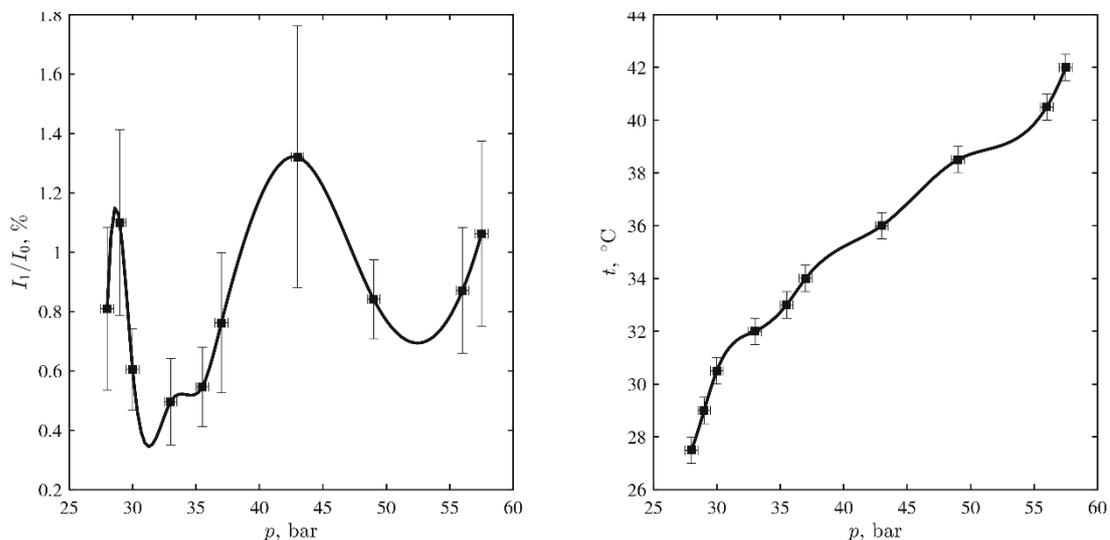


Рис. 2. Связь эффективности дифракции (а) и температуры (б) с давлением сжиженного элегаза.

Установлено, что при нагревании кюветы наблюдается сложная связь температуры и давления сжиженного элегаза. Тем не менее, в диапазоне от 35 до 55 градусов Цельсия эту зависимость можно считать линейной. Однако, оказалось, что эффективность АО дифракции в этом диапазоне изменяется более, чем в 2 раза. Максимальное значение  $I_1/I_0=1.3\%$  было достигнуто при давлении 43 бар и температуре 36 градусов.

### Выводы

Получена зависимость интенсивности дифрагированного ТГц излучения и температуры сжиженного элегаза от давления элегаза. Установлено, что данные зависимости являются нелинейными. Определены температура и давление, при которых наблюдается максимальная эффективность дифракции. В работе эксперименты проводились на Новосибирском лазере на свободных электронах в Сибирском центре синхротронного и терагерцевого излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 18-12-00430.

### Список литературы

1. Sizov F. // Semiconductor Science and Technology. 2018. V. 33. N 12. P. 123001.
2. Волошинов В.Б., Никитин П.А., Герасимов В.В., Князев Б.А., Чопорова Ю.Ю. Отклонение монохроматического терагерцевого излучения методами акустооптики// Квантовая электроника. 2013. Т 43. № 12. С. 1139-1142.
3. Nikitin P.A., Voloshinov V.B., Gerasimov V.V., Knyazev B.A. Deflection of terahertz vortex beam in nonpolar liquids by means of acousto-optics// Physics procedia. 2016. V. 84. P. 146-151.
4. Никитин П.А., Волошинов В.Б., Герасимов В.В., Князев Б.А. Акустооптическая модуляция и отклонение электромагнитного излучения терагерцевого диапазона в неполярных жидкостях// Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43. № 13. С. 89-94.
5. Durr W. Acousto-optic interaction in gases and liquid bases in the far infrared// International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1986. V. 7. N 10. P. 1537-1558.

6. Kulipanov G., Bagryanskaya E., Chesnokov E., Choporova Y., Gerasimov V., Getmanov Y., Kiselev S., Knyazev B., Kubarev V., Peltek S., Popik V., Salikova T., Scheglov M., Seredniakov S., Shevchenko O., Skrinisky A., Veber S., Vinokurov N., "Novosibirsk free electron laser-facility description and recent experiments // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5. N 5. P. 798-809.
7. Choporova Y., Knyazev B., Mitkov M. Classical holography in the terahertz range: recording and reconstruction techniques // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5. N 5. P. 836–844.

## DEPENDENCE OF THE EFFICIENCY OF AO DIFFRACTION OF TERAHERTZ RADIATION IN LIQUEFIED SULFUR HEXAFLUORIDE ON TEMPERATURE AND PRESSURE

researcher, candidate of physico-mathematical sciences Nikitin P.A.

*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS  
Lomonosov Moscow State University  
nikitin.pavel.a@gmail.com*

Acousto-optic interaction in liquefied sulfur hexafluoride was realized at temperatures above room temperature. Investigated the change in the intensity of diffracted radiation with increasing pressure of the sulfur hexafluoride due to an increase in temperature.

**Keywords:** acousto-optic diffraction, terahertz radiation



## ПОЛЯРИЗАТОР ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ВЗВЕШЕННЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

*н.с., к.ф.-м.н. НИКИТИН П.А.<sup>1,2</sup>, н.с., к.ф.-м.н. Герасимов В.В.<sup>3</sup>,  
в. н.с., к.ф.-м.н. НИКИТИН А.К.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
<sup>3</sup>Институт ядерной физики имени Г.И.Будкера СО РАН  
nikitin.pavel.a@gmail.com

Проведена серия экспериментов по разделению углеродных нанотрубок в гексане. Создана стоячая ультразвуковая волна, позволяющая упорядочить нанотрубки в виде параллельных слоёв. Показано, что такая структура изменяет поляризацию терагерцевого излучения.

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, терагерцевое излучение, поляризация

### Введение

Для управления поляризацией терагерцевого (ТГц) излучения используются, как правило, металлические и полимерные поляризаторы [1,2]. В данной работе исследована возможность создания электронно-управляемого поляризатора ТГц излучения на основе взаимодействия излучения со стоячей ультразвуковой волной в неполярных жидкостях, содержащих взвешенные в них углеродные нанотрубки. Стоячая ультразвуковая волна была образована в результате интерференции падающей звуковой волны и отраженной от металлической стенки кюветы. Слои нанотрубок в узлах стоячей волны образовывали периодическую проводящую структуру [3], которая поглощала часть излучения, поляризованную в плоскости этих слоёв. Экспериментальное исследование было выполнено с использованием квазимонохроматического излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [4].

### Экспериментальная установка

Вертикально поляризованное ТГц излучение с длиной волны  $\lambda=130$  мкм падало на проволочный поляризатор, повернутый на 45 градусов. Далее излучение проходило последовательно через кювету со взвешенными в гексане углеродными нанотрубками и полимерную линзу, собирающую изображение на микроболометрическую матрицу [5]. Поскольку данная матрица является поляризационно чувствительной, то она являлась одновременно анализатором прошедшего ТГц излучения. В ходе предварительных экспериментов установлено, что для предотвращения слипания углеродных нанотрубок в гексане необходимо использовать нанотрубки, модифицированные фтором [6] и разделённые в ультразвуковой ванне (частота 35 кГц, мощность 100 Вт, температура 10°C, время 10 минут).

### Результаты и обсуждение

Стоячая ультразвуковая волна была реализована специальной кювете с гексаном при частоте электрического сигнала 3 МГц и его амплитуде 20 В. На рис.2 приведены результаты проведённого эксперимента. При скорости звука 1080 м/с период стоячей волны должен составлять 0.18 мм. На рис. 1 видно, что углеродные нанотрубки расположились слоями, параллельными волновому фронту звуковой волны и находящимися на расстоянии  $0.14 \pm 0.04$  мм. Характерные размеры данного образования составили  $7 \times 2 \times 1$  мм, при диаметре круглого пьезоэлектрического излучателя звука 10 мм.



Рис. 1. Фотография углеродных нанотрубок, взвешенных в гексане при наличии стоячей ультразвуковой волны.

Для определения характеристик полученного поляризатора на основе углеродных нанотрубок были измерены зависимости (см. рис. 2) средней интенсивности  $I$  от угла поворота  $\varphi$  камеры, являющейся анализатором, для двух областей: 1) области, содержащей исследуемый поляризатор, и 2) области с хаотично плавающими углеродными нанотрубками.

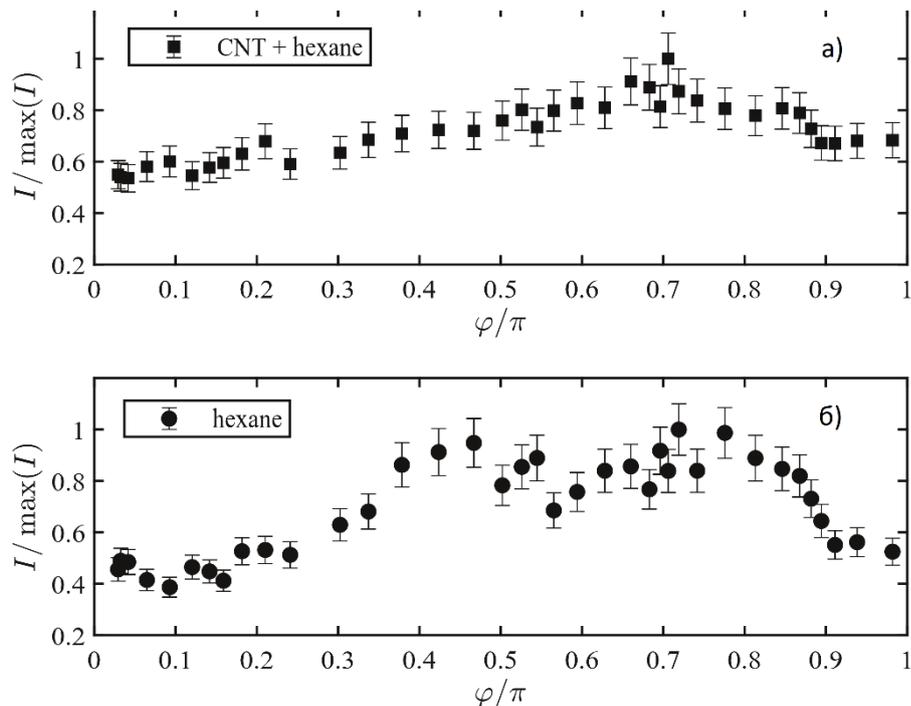


Рис. 2. Зависимость интенсивности ТГц излучения от угла поворота для области с исследуемым поляризатором (а) и без него (б).

Установлено, что микроболометрическая матрица является неидеальным поляризатором, поскольку при её повороте интенсивность уменьшалась не до нуля, а всего лишь в 2.5 раза. Поскольку углеродные нанотрубки являются проводящими, то они поглощают часть излучения. Этот эффект учитывается в некотором постоянном множителе в зависимости  $I(\varphi)$ . Чтобы не учитывать эффект поглощения излучения поляризатора на основе углеродных нанотрубок приводит к сглаживанию зависимости  $I(\varphi)$ , смещению максимума с  $\varphi=0.6\pi$  до  $\varphi=0.7\pi$ , а также увеличению значения интенсивности в минимуме с  $\min(I)=0.45\pm 0.05$  до  $\min(I)=0.6\pm 0.1$ .

### Выводы

Проведённые эксперименты по разделению углеродных нанотрубок в гексане показали, что характерное время их разделения наиболее велико при использовании нанотрубок, модифицированных фтором. Установлено, что стоячая звуковая волна упорядочивает углеродные нанотрубки, а полученная структура изменяет поляризацию прошедшего через неё ТГц излучения.

В работе эксперименты проводились на Новосибирском лазере на свободных электронах в Сибирском центре синхротронного и терагерцевого излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-12-00430.

### Список литературы

1. Zhou S.F., Chan H.P., Reekie L., Chow Y.T., Chung P.S., Luk K.M. Polymer fiber polarizer for terahertz applications // IEEE Photonics Technology Letters. 2012. V. 24. N 17. P. 1490-1492.
2. Ferraro A., Zografopoulos D.C., Missori M., Peccianti M., Caputo R., Beccherelli R.
3. Flexible terahertz wire grid polarizer with high extinction ratio and low loss // Optics Letters. 2016. V. 41. N 9, P. 2009-2012.
4. Haslam M.D., Raeymaeker B. Aligning carbon nanotubes using bulk acoustic waves to reinforce polymer composites // Composites: Part B. 2014. V. 60. P. 91-97.
6. Kulipanov G., Bagryanskaya E., Chesnokov E., Choporova Y., Gerasimov V., Getmanov Y., Kiselev S., Knyazev B., Kubarev V., Peltek S., Popik V., Salikova T., Scheglov M., Seredniakov S., Shevchenko O., Skrinisky A., Veber S., Vinokurov N., "Novosibirsk free electron laser-facility description and recent experiments // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5. N 5. P. 798-809.
7. Choporova Y., Knyazev B., Mitkov M. Classical holography in the terahertz range: recording and reconstruction techniques // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5. N 5. P. 836-844.
8. Wang J., Chen S., Quan X., Yu H. Fluorine-doped carbon nanotubes as an efficient metal-free catalyst for destruction of organic pollutants in catalytic ozonation // Chemosphere. 2018. V. 190, P. 135-143.

## POLARIZER FOR TERAHERTZ RADIATION BASED ON SUSPENDED CARBON NANOTUBES

researcher, candidate of physico-mathematical sciences Nikitin P.A.<sup>1,2</sup>,  
 researcher, candidate of physico-mathematical sciences Gerasimov V.V.<sup>3</sup>,  
 leading researcher, candidate of physico-mathematical sciences Nikitin A.K.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS

<sup>2</sup>Lomonosov Moscow State University

<sup>3</sup>Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS

nikitin.pavel.a@gmail.com

A series of experiments on the separation of carbon nanotubes in hexane was carried out. A standing ultrasound wave was created, which allows the nanotubes to be arranged in the form of parallel layers. It is shown that such structure changes the polarization of terahertz radiation.

**Keywords:** acousto-optic diffraction, terahertz radiation

# МЕТОДИКА ИДЕНТИФИКАЦИЯ МОЛЕКУЛ-БИОМАРКЕРОВ В СОСТАВЕ ВЫДЫХАЕМОГО ЧЕЛОВЕКОМ ВОЗДУХА

доц Фуфурин И.Л., асп. Небритова О.А., студ. Табалина А.С.

Кафедра «Физика» Московского государственного технического университета  
им. Н.Э. Баумана, Москва  
ast\_295@mail.ru

Работа посвящена разработке системы неинвазивной диагностики и мониторинга течения заболеваний путем анализа состава выдыхаемого человеком воздуха. Рассмотрен метод анализа состава выдыхаемого воздуха при помощи лазерной абсорбционной спектроскопии с использованием квантово-каскадного лазера. Приводится принципиальная схема экспериментальной установки, примеры получаемых экспериментальных данных, а также оценки ожидаемых показателей чувствительности.

**Ключевые слова:** инфракрасная спектроскопия, идентификация веществ, квантово-каскадный лазер, неинвазивные методы диагностики, молекулы-биомаркеры

## Введение

Разработка быстрых, неинвазивных скрининговых систем, позволяющих выявить патологию на раннем этапе развития, является одной из важных научных и технологических задач в сфере медицины.

Одним из подходов, способным обеспечить проведение неинвазивной диагностики заболеваний в режиме реального времени, является экспресс-анализ выдыхаемого человеком воздуха (ВВ). На данный момент известно, что в состав ВВ входит более 800 соединений (в том числе летучие органические соединения (ЛОС), пары воды, CO<sub>2</sub>, CO, NO, ацетон, аммиак, пероксид водорода и др.), концентрация которых отражает уровень гомеостаза, а также наличие различных патологических состояний [1]. Таким образом, исследование качественного и количественного состава ВВ позволяет производить как, непосредственно, диагностику заболеваний, так и мониторинг течения болезни, отслеживать реакцию организма на проводимую терапию.

Развитие лазерных технологий в области создания широко перестраиваемых квантово-каскадных лазеров (ККЛ) дает новые возможности для создания быстрых, относительно компактных и эффективных систем диагностики заболеваний по составу ВВ, которая позволит в режиме реального времени осуществлять предварительную диагностику и мониторинг течения заболеваний.

## 1. Перспективы использования ККЛ

Поскольку выдыхаемый воздух представляет собой сложную газовую смесь, для анализа его микро состава требуется

- высокая селективность детектирования целевых веществ;
- нечувствительность к азоту и кислороду, концентрации которых составляют десятки процентов;
- селективность относительно паров воды и CO<sub>2</sub>, концентрация которых в выдохе доходит до 3–6 %, что может на 6–8 порядков превышать содержания искомым веществ.

ИК-спектроскопия с использованием перестраиваемого в диапазоне от 5,3 до 12,8 мкм ККЛ позволяет удовлетворить всем вышеперечисленным требованиям: ведь, как известно азот и кислород не имеют характерных линий в ИК области, а диоксид углерода не имеет характерных линий в рассматриваемом диапазоне.

Средний ИК-диапазон, в котором содержатся спектральные линии колебательно-вращательных переходов, весьма информативен [2]. Широкий диапазон перестройки ККЛ позволит анализировать одновременно большое количество различных молекул-биомаркеров. ИК-спектры поглощения отличаются значительной селективностью. Регистрация спектров в широком диапазоне позволит дополнительно повысить селективность детектирования. В ранее проведенных исследованиях по ИК-спектроскопии с использованием ККЛ уже была продемонстрирована возможность успешного распознавания газовых смесей данным методом [3].

Одной из неотъемлемых составляющих ВВ являются пары воды [4], которые активно поглощают электромагнитное излучение в среднем ИК диапазоне. По этой причине осушка исследуемого образца ВВ перед проведением спектрального анализа является одной из важнейших практических задач.

Для осушки пробы ВВ предлагается использовать мембранный осушитель. Мембранный осушитель состоит из пучка полых волокон, которые проницаемы для водяных паров. Осушаемый воздух обтекает эти волокна. Осушка происходит за счет разницы парциальных давлений между водяным паром во влажном воздухе внутри волокон и водяным паром, содержащимся в сухом воздухе, протекающем в обратном направлении.

## 2. Экспериментальная установка

Для высокочувствительного спектрального анализа ВВ предлагается использовать экспериментальную установку, принципиальная схема которой приведена на рис.1. В схеме можно выделить два основных модуля: модуль анализа излучения (рис.1 а) и модуль подачи пробы (рис. 1 б).

Для достижения максимально возможной чувствительности при анализе молекул-биомаркеров предлагаются следующие основные технические решения:

- использование опорного фотоприемного устройства, для точного детектирования выходного сигнала ККЛ при каждом измерении;
- исследование пробы внутри астигматической многопроходовой газовой кюветы с длиной оптического пути до 76 м;
- удаление воды из исследуемой пробы ВВ при помощи мембранного осушителя;
- вакуумирование газовой кюветы, для устранения возможности любых колебаний атмосферы, а также внесения дополнительных примесей к исследуемой пробе.

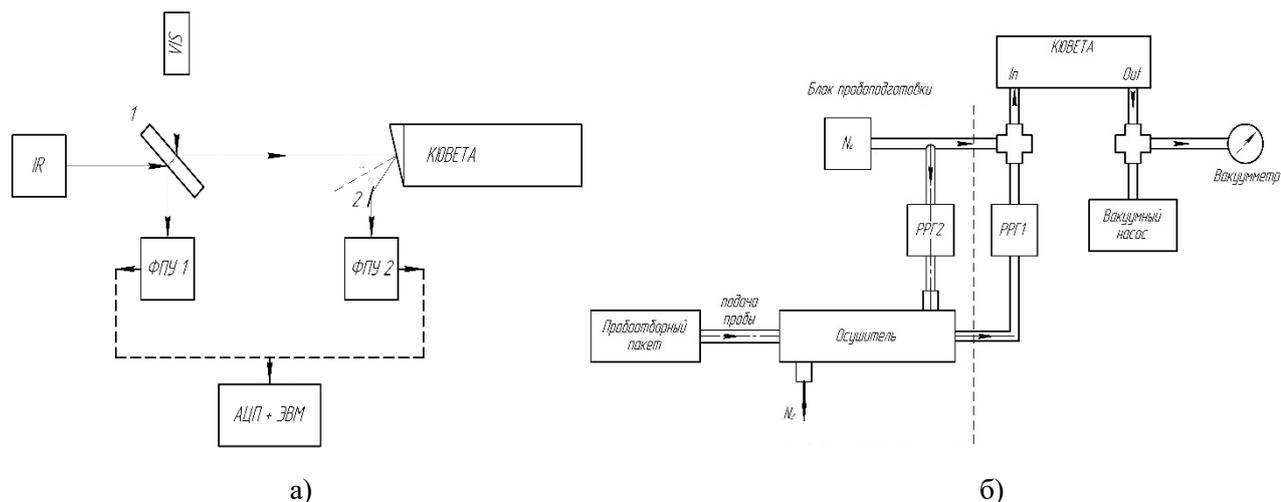


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки: а) схема анализа излучения: 1 – светоделитель, 2 – зеркало; б) схема подачи исследуемой пробы: РРГ – регулятор расхода газа.

Использование вакуумметра, а также регулятора расхода газа (РРГ) с низкой чувствительностью к перепадам давления, позволят с высокой точностью определять объем поданной в кювету пробы для повышения точности количественных оценок детектируемых молекул-биомаркеров.

## 3. Экспериментальные результаты

При помощи ККЛ в многопроходовой кювете были зарегистрированы спектры тестовых пленочных имитаторов и газовых смесей. На рис. 2 приведен спектр газовой смеси бутана, пропана и изобутана.

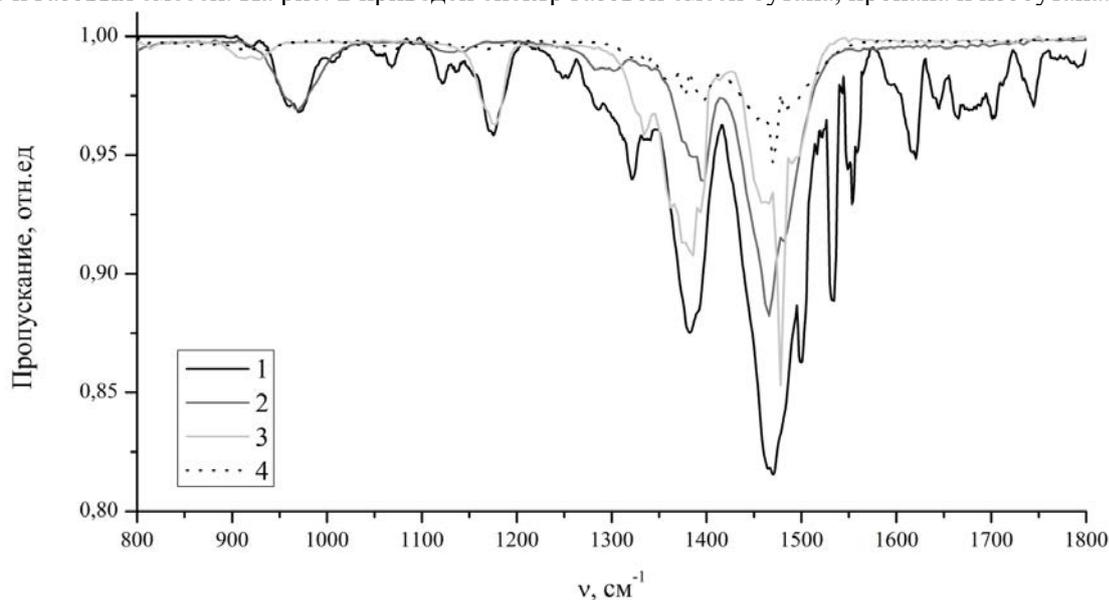


Рис. 2. Спектр смеси газов бутана пентана и изобутана: 1 – экспериментально зарегистрированный спектр смеси; 2 – спектр бутана (NIST); 3 – спектр изобутана (NIST); 4 – спектр пропана (NIST).

Коэффициент корреляции Пирсона между спектром газовой смечи и эталонными спектрами газов составляет для бутана, изобутана и пропана соответственно: 0,91; 0,85 и 0,90. Данные значения обеспечивают надежную идентификацию всех компонент смеси.

Для экспериментальных установок лазерной абсорбционной спектроскопии на основе ККЛ с многопроходовой кюветой проводились экспериментальные оценки чувствительности по некоторым химическим соединениям, в том числе молекулам-биомаркерам (см. таб 1) [5]. Данные результаты были получены для длины оптического пути 6 м. Многопроходовая кювета, применяемая в разрабатываемой экспериментальной установке, позволяет увеличить оптический путь излучения до 76 м. Таким образом, в теории, можно на порядок улучшить приведенные выше значения, детектируя молекулы-биомаркеры с чувствительностью порядка 0,01–0,1 ppm.

**Таблица 1.** Чувствительность экспериментальной установки на основе ККЛ с многопроходовой кюветой [4]

Вещество	Пороговая чувствительность
Метан	0,5 ppm
Формальдегид	2,1 ppm
Аммиак	0,9 ppm

Концентрация молекул-биомаркеров в составе ВВ варьируется в диапазоне от ppm до ppm, в зависимости от конкретного соединения. Таким образом, достижимые на разрабатываемой установке показатели чувствительности позволят успешно производить диагностику по таким биомаркерам, как ацетон [6], аммиак [7], монооксид углерода [8], формальдегид [9] и др.

### Выводы

Основная цель систем медицинской диагностики – предоставить практикующему врачу инструмент для эффективной диагностики и мониторинга течения заболевания.

Системы, предназначенные для использования в клинической практике, должны быть надежными и простыми в использовании, обладать возможностью своевременного предоставления результатов, не требовать сложной пробоподготовки. Существенным преимуществом для такого рода систем является возможность работать в режиме реального времени и без предварительной подготовки пациента.

Использование ККЛ в качестве базового элемента системы позволит расширить перечень молекул-биомаркеров, и, как следствие, расширить возможности диагностики. Методы абсорбционной спектроскопии, заложенные в основу конструкции модуля анализа излучения, обеспечат работу системы в режиме реального времени. Данные аспекты делают разрабатываемую систему перспективной с точки зрения развития медицинских технологий.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта №18-29-02024

### Список литературы

1. Степанов Е. Диодная лазерная спектроскопия и анализ молекул-биомаркеров. Litres, 2017.
2. А.Н. Морозов, С.И. Светиличный, С.Е. Табалин, И.Л. Фуфурин Физические основы расчета интерферометра с вращающейся пластинкой // Оптический журнал, Т. 80. № 8, 2013. С. 37-41.
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. Davies S., Spanel P., Smith D. Quantitative analysis of ammonia on the breath of patients in end-stage renal failure //Kidney international. – 1997. – Т. 52. – №. 1. – С. 223-228.
5. Kotidis P. A. et al. Quantum Cascade Laser (QCL) Based Gas Sensing System and Method : заяв. пат. 15981298 США. – 2018.
6. Righettoni M., Tricoli A., Pratsinis S. E. Si: WO3 sensors for highly selective detection of acetone for easy diagnosis of diabetes by breath analysis //Analytical chemistry. – 2010. – Т. 82. – №. 9. – С. 3581-3587.
7. Schwaighofer A., Brandstetter M., Lendl B. Quantum cascade lasers (QCLs) in biomedical spectroscopy //Chemical Society Reviews. 2017. Т. 46. №. 19. С. 5903-5924.
8. Antuni, J. D. (2000). Increase in exhaled carbon monoxide during exacerbations of cystic fibrosis. Thorax, 55(2), 138–142. doi:10.1136/thorax.55.2.138
9. McCurdy M. R. et al. Recent advances of laser-spectroscopy-based techniques for applications in breath analysis //Journal of breath research. 2007. Т. 1. №. 1. С. 014001.

## TECHNIQUE OF BIOMARKERS IDENTIFICATION IN HUMAN BREATH

ass. prof Fufurin I.L., postgrad. Nebritova O.A., stud. Tabalina A.S.

*Physics Department of Bauman Moscow State Technical University, Moscow*  
ast\_295@mail.ru

This work is devoted to development of system of non-invasive diagnostic and monitoring of diseases by exhaled breath analysis. The method of exhaled breath analysis by laser absorption spectroscopy based on quantum cascade laser is considered. The scheme of experimental installation, examples of the obtained experimental data and also assessment of the expected sensitivity is provided.

**Keywords:** infrared spectroscopy, substance's identification, quantum cascade laser, non-invasive diagnostic technique, biomarkers



## ИНТЕРФЕРОМЕТР ОБЩЕГО ПУТИ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ГОЛОГРАФИИ

*м.н.с. Власова А.Г.<sup>1,2</sup>, в.н.с, д.т.н. Мачихин А.С.<sup>1,2</sup>, м.н.с. Польщикова О.В.<sup>1</sup>,  
зав. отд, д.ф.-м.н. Пожар В.Э.<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук (НТЦ УП РАН)*

<sup>2</sup>*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Национальный исследовательский университет «МЭИ»*

vlasova.ag@ntcup.ru

Мы представляем интерферометр общего пути на основе двухкомпонентной схемы для цифровой голографии. Ключевой компонент состоит из двух децентрированных линз (линза в линзе), который делит излучение на опорный и объектный пучки. Простота, компактность и высокая стабильность позволяют использовать схему для анализа волнового фронта оптически прозрачных объектов. Представлена фазовая карта сферы из диоксида кремния, полученная с помощью данного интерферометра.

**Ключевые слова:** цифровая голография, интерферометр общего пути, количественная фазовая визуализация

### Введение

Методы цифровой голографии находят широкое применение в биомедицине, неразрушающем контроле, анализе деформации и других областях. Они позволяют быстро и бесконтактно измерять амплитуду и фазу световой волны, отраженной от объекта или прошедшего через него [1,2]. Особый интерес представляют компактные системы, реализованные в виде съемных модулей к световому микроскопу. Они могут добавить новую функциональность к обычным оптическим приборам. Классические интерферометры с разнесенными ветвями, такие как, например, Майкельсона и Маха-Цендера, хорошо зарекомендовали себя в данной области. Однако, ввиду того, что плечи этих интерферометров разнесены, влияние внешних вибраций в объектный и опорный пучки различно, что приводит к фазовому шуму и, как следствие, к искажению интенсивности регистрируемой интерференционной картины [3]. Поэтому для создания съемных модулей, работающих в нестабилизированных условия, целесообразно применять схемы, устойчивые к вибрациям окружающей среды. К таким системам относятся интерферометры общего пути (интерферометры с совмещенными ветвями) [4]. В интерферометре общего пути пучки распространяются по достаточно близким траекториям, в связи с чем влияние внешних факторов будет практически одинаково. Благодаря этому удается достичь высокой точности определения фазовой задержки.

В работе предлагаем компактную и надежную схему интерферометра общего пути, состоящую из двух линзовых компонент, которая обеспечивает высокое качество изображения, легка в сборке и юстировке.

### 1. Экспериментальная установка

Для демонстрации эффективности работы предлагаемого модуля мы собрали экспериментальную установку на основе обычного светового микроскопа, работающего на просвет (рис.1) [5]. В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный диод (Superlum BroadLighter S-785-B-I-15) с диапазоном излучения 770-810 нм. Свет от источника СЛД фокусируется в фокальной плоскости микрообъектива МО (60×, NA 0.85), где расположен исследуемый объект О. После тубусной линзы ТЛ излучение попадает на вход двухкомпонентного интерферометра общего пути. Перед интерферометром расположен узкополосный фильтр Ф ( $\lambda = 780$  нм,  $\Delta\lambda = 10$  нм) для повышения когерентности излучения. Первый оптический компонент Л1 состоит из двух децентрированных линз с одинаковыми фокусными расстояниями. В одной линзе Л1<sub>1</sub> вырезано отверстие, в которое помещают вторую линзу Л1<sub>2</sub>. Первый компонент интерферометра делит прошедшее излучение на две части. В задней фокальной плоскости первого компонента установлен пинхол П, который осуществляет пространственную фильтрацию одного из пучков для создания опорного пучка. Передняя фокальная плоскость второго компонента Л2 совпадает с задней фокальной плоскостью первого компонента. Второй компонент располагается соосно с линзой, формирующей объектный пучок. За вторым компонентом формируется интерференционная картина, которая регистрируется приемником излучения ПИ и подвергается дальнейшей цифровой обработке [6] с целью извлечения информации о фазовой задержке, внесенной образцом в световую волну.

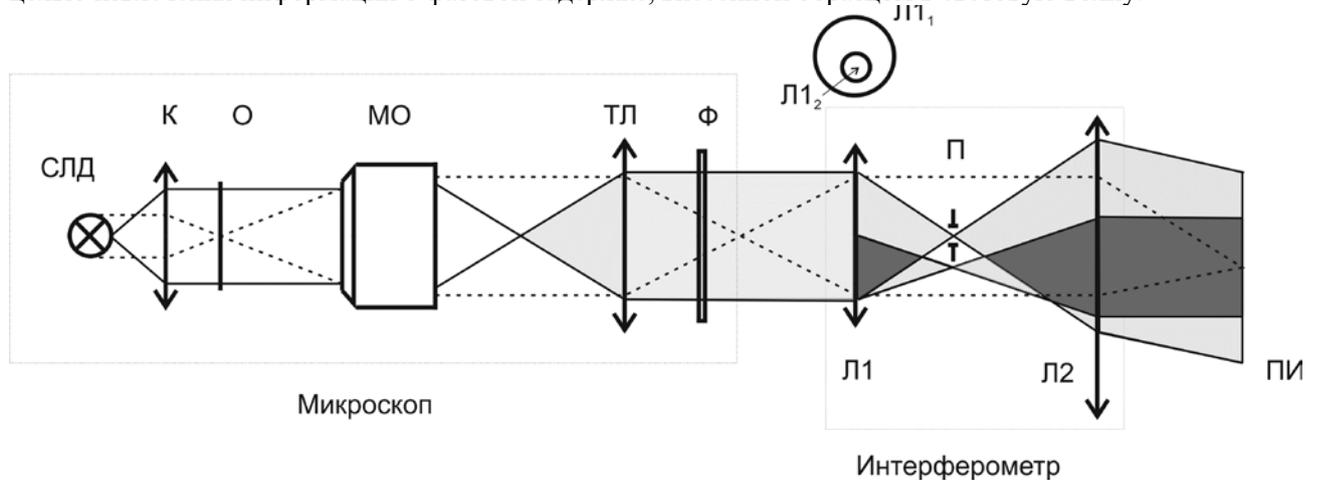


Рис. 1. Оптическая схема экспериментальной установки.

### 2. Полученные результаты

С помощью установки, описанной выше, мы изучили несколько фазовых оптически прозрачных образцов для подтверждения работоспособности системы. Количественная фазовая визуализация является одним из основных подходов к морфологическому анализу биологических клеток и тканей [7]. Пространственное распределение фазовой задержки, внесенной прозрачным объектом в световую волну, пропорционально длине оптического пути, которая зависит от толщины образца и показателей преломления образца и окружающей среды.

В качестве исследуемого объекта использовали шарик из диоксида кремния  $\varnothing 2.06$  мкм в деионизированной воде. На рис. 2 показана зарегистрированная интерференционная картина и вычисленная фазовая карта.

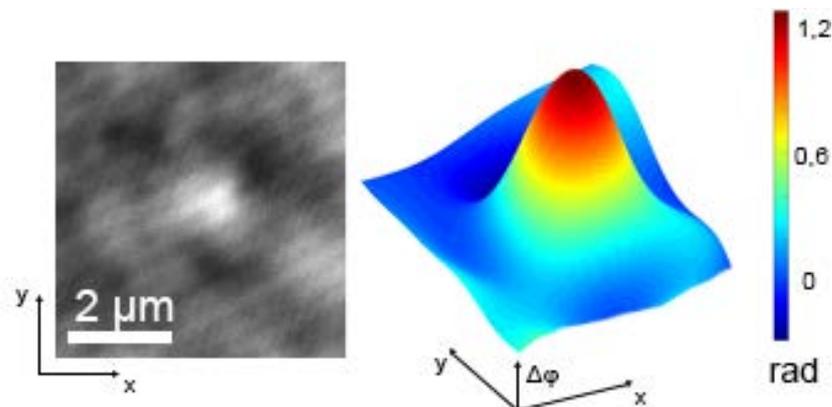


Рис. 2. Зарегистрированная интерференционная картина и вычисленная фазовая карта.

**Заключение**

Предложена схема компактного интерферометра общего пути, состоящая только из линз, без применения светоделителей, призм или дифракционных решеток для разделения опорного и объектного пучков. Благодаря простой конструкции и отсутствию подвижных частей интерферометр легко собирается и юстируется. Внедряя в схему элемент спектральной фильтрации (например, акустооптический фильтр), можно получить прибор для мультиспектральной цифровой голографии. Собранный в корпус интерферометр можно использовать как добавочный модуль к микроскопу, что позволит проводить количественные измерения структуры, толщины и показателя преломления бесконтактным способом без использования меток. Он имеет прочную конструкцию, нечувствительную к вибрации, и позволяет получать с высоким быстродействием количественные амплитудные и фазовые изображения различных образцов из одного кадра (изображения высокоскоростными не бывают). Эти возможности обеспечивают уникальную основу для разработки передовых оптических систем и методов обработки данных.

**Список литературы**

1. Schnars U., Jueptner W. *Digital Holography* (New York: Springer), 2005.
2. Li J. Picart P., *Digital Holography* (New York: Wiley), 2012.
3. Mir M. и др. *Quantitative Phase Imaging // Progress in Optics.* : Elsevier, 2012. С. 133–217.
4. Малакара Д. Оптический производственный контроль. М.: Машиностроение, 1985, 400 с.
5. O. Polschikova; A. Machikhin; A. Ramazanova; V. Pozhar. A compact system for multispectral quantitative phase imaging based on a lens-in-lens common-path interferometer // Proc.SPIE 11030? Holography: Advances and Modern Trends VI, 1103005 (23 April 2019); doi.org/10.1117/12.2520647
6. Machikhin A.S., Polschikova O.V., Ramazanova A.G., Pozhar V.E. Multi-spectral quantitative phase imaging based on filtration of light via ultrasonic wave // *Journal of Optics.* Т 19. № 7. Р. 075301, 2017.
7. Popescu G *Quantitative Phase Imaging of Cells and Tissues* (New York: McGraw Hill), 2011.

## COMMON-PATH INTERFEROMETER FOR DIGITAL HOLOGRAPHY

Junior researcher Vlasova A.G.<sup>1,2</sup>, Leading researcher Machikhin A.S.<sup>1,2</sup>,  
Junior researcher Polschikova O.V.<sup>1</sup>, Head of department Pozhar V.E.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Laboratory of Acousto-optical Spectroscopy, Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup> *Institute of Automatics and Computer Engineering, National Research University "Moscow Power Engineering Institute", Moscow, Russia*

vlasova.ag@ntcup.ru

We present a common-path interferometer based on a two-component scheme for digital holography. The key component consists of two decentralized lenses (the lens-in-lens), which divides the radiation into reference and object beams. Simplicity, compactness and high stability make it possible to use the scheme for wavefront analysis of optically transparent objects. The phase map of a silica bead obtained using this interferometer is presented.

**Keywords:** digital holography, common-path interferometer, quantitative phase imaging



# ОСОБЕННОСТИ РАЗРАБОТКИ МОНОИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРОВ 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

Обсуждаются особенности разработки моноимпульсных лазеров на АИГ:Nd<sup>3+</sup>с поперечной диодной накачкой активного элемента многоспектральными решетками лазерных диодов. Применение оптической схемы резонатора с поляризационным выводом излучения позволило оптимизировать коэффициент отражения «поляризационного» зеркала и увеличить энергию моноимпульсов излучения. Методика определения увеличения температуры лазерных диодов за счет саморазогрева позволит оптимизировать конструкцию и спектральные характеристики решеток под конкретный режим работы лазера.

**Ключевые слова:** моноимпульсный твердотельный лазер, электрооптическая модуляция добротности, многоспектральная решетка диодов

## Введение

Моноимпульсные лазеры на АИГ:Nd<sup>3+</sup>с диодной накачкой (при условии согласования спектра излучения лазерных диодов со спектром поглощения ионов Nd<sup>3+</sup>) отличаются от лазеров с традиционной ламповой накачкой более высоким КПД, большим сроком службы, сниженными термооптическими эффектами в активном элементе. Источники питания лазерных диодов (ЛД), линейек (ЛЛД) и решеток лазерных диодов (РЛД) отличаются меньшими весами, габаритами, энергопотреблением и низким уровнем электромагнитных помех. Лазеры с диодной накачкой подразделяются на лазеры с продольной, поперечной и продольно-поперечной накачкой активных элементов. В импульсном лазере с поперечной накачкой, работающем в режиме модуляции добротности резонатора, за счет возможности применить активный элемент большего объема удастся ослабить излучение суперлюминисценции и повысить порог генерации внутренних мод в активном элементе, что приводит к насыщению энергетической характеристики лазера на более высоком уровне. Это обстоятельство делает поперечную накачку перспективной, когда от лазера требуется повышенная энергия моноимпульсов излучения. Результаты [1] свидетельствуют о необходимости комплексного подхода к задаче создания моноимпульсного лазера с выходными параметрами, устойчивыми к изменению температуры в РЛД при поперечной накачке активного элемента. В [1] предложены: конструкция квантрона с двумя многоспектральными РЛД и активным элементом из АИГ:Nd<sup>3+</sup> (Ø8×100 мм) с кондуктивным теплоотводом на радиатор, охлаждаемый жидкостью типа тосол, антифриз или спирт, зеркально-призмный двухпроходный резонатор, режим включения добротности резонатора после окончания свободной генерации.

Все эти решения позволили увеличить эффективность системы диодной накачки, увеличить степень равномерности пространственной структуры и плотность мощности моноимпульсного излучения и обеспечить стабильность энергии моноимпульсов при повышенной эффективности системы накачки при низких частотах повторения импульсов и в первые минуты после включения, а также сократить время готовности лазера к работе.

## Особенности применения поперечной диодной накачки.

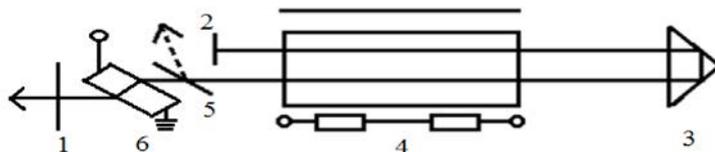
Основной проблемой при разработке лазеров с поперечной накачкой через боковую поверхность активного элемента является температурная зависимость длины волны излучения ЛД, которая увеличивается со скоростью 0,3 нм/град при нагреве диодов из-за увеличения температуры окружающей среды или в результате саморазогрева при больших частотах повторения импульсов накачки, что приводит к обратной деградации эффективности системы накачки [2]. При термостабилизации систем накачки необходимо учитывать время саморазогрева ЛД, от которых тепло отводится кондуктивным способом на корпус ЛЛД или РЛД. Так, время выхода на стационарный тепловой режим диодов в РЛД занимает несколько минут.

Отвод тепла от активного элемента с помощью жидкостного охлаждения сопровождается трудностями обеспечения работоспособности лазера при отрицательных температурах окружающей среды, так как почти все незамерзающие жидкости разлагаются под действием мощного излучения накачки. К другой важной проблеме следует отнести неоднородность распределения плотности энергии накачки в поперечном сечении активного элемента, которая приводит к неоднородности пространственной структуры моноимпульсного излучения [3]. Все эти особенности были учтены при создании лазера, рассмотренного в [1].

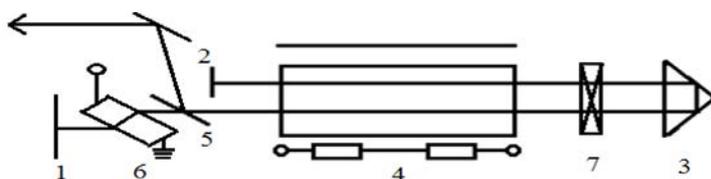
В работе предложена и исследована модернизированная схема резонатора, продолжены исследования тепловых режимов ЛД и активного элемента, сформулированы требования к параметрам РЛД. Все исследования проводились с целью создания лазера, превосходящего по энергии моноимпульсов и предельной частоте повторения лазер из [1].

### Оптические схемы резонаторов

Сравнение частотных энергетических характеристик лазера с оптической схемой 1 из [1] и лазера с модернизированной оптической схемой 2 проводилось в режиме свободной генерации при полностью открытом электрооптическом затворе. На Рис.1 и Рис.2 представлены соответствующие оптические схемы.



**Рис. 1.** Оптическая схема 1. 1-частично прозрачное зеркало, 2- глухое зеркало с прямолинейным краем, 3- 90-градусная призма-крыша, 4-квантрон с активным элементом из АИГ: $\text{Nd}^{3+}$ , 5- пластина поляризатор, 6- электрооптический элемент из  $\text{LiNbO}_3$ .



**Рис. 2.** Оптическая схема 2. 1-глухое зеркало, 2-6- те же, что и на рисунке 1, 7-пластина  $\lambda/4$ .

Принципиальное отличие схем заключается в способе вывода из резонатора: в схеме 1 через частично прозрачное зеркало, в схеме 2 с помощью так называемого «поляризационного» зеркала. Так как лучевая нагрузка на электрооптический элемент 6, отличающийся от других оптических компонентов резонатора пониженной лучевой прочностью, в схеме 2 существенно снижена (в 2 раза), возможно с помощью выбора азимутальной ориентации пластины  $\lambda/4$  7, сформировать «поляризационное» зеркало с более высоким, близким к оптимальному (по максимуму выходной энергии моноимпульсов излучения) коэффициенту отражения R.

Присутствие в резонаторе призмы-крыши существенно снижает динамический диапазон изменений коэффициента R из-за разных скачков фаз для ортогональных поляризаций при полном внутреннем отражении от граней призмы. Установка двух призм-крыш, развернутых на 90 градусов относительно друг друга, позволяет сохранить широкий диапазон изменений коэффициента R, характерный для схемы зеркального резонатора с поляризационным выводом излучения [4].

Однако, как следует из проведенного расчета состояния поляризации излучения с помощью матриц Джонса [5], диапазон изменения R в более компактной оптической схеме 2, в которой пластина  $\lambda/4$  расположена рядом с призмой-крышей, оказался вполне достаточным для формирования оптимального «поляризационного» зеркала.

В результате оптимизации R в режиме модуляции добротности резонатора по схеме 2 при частоте повторения импульсов  $F_{\text{и}}=30$  Гц энергия моноимпульсов составила 70 мДж что на 10 % выше, чем энергия моноимпульсов в схеме 1.

Частотная энергетическая характеристика лазера со схемой 2 в режиме свободной генерации (рис.3) также отличается повышенной энергией импульсов излучения, особенно при частотах повторения 25-30 Гц. На этих частотах наведенное двулуче-преломление в активном элементе наиболее сильное, что приводит к потерям резонатора в схеме 1 из-за отражения деполаризованного излучения на поляризаторе. В схеме 2 эти потери отсутствуют, так как деполаризованное излучение остается в резонаторе.

### Тепловой режим лазерных диодов в РЛД

Оценка изменения температуры ЛД в результате саморазогрева с увеличением частоты повторения импульсов проведена по изменению энергии импульсов излучения лазера с оптической схемой 2 при увеличении температуры охлаждающей жидкости. Так, температура охлаждающей жидкости, при которой начиналось резкое уменьшение выходной энергии импульсов излучения лазера, при  $F_{\text{и}}=25$  Гц была выше на 6,7 градусов аналогичной температуры для режима с  $F_{\text{и}}=30$  Гц, соответствующий сдвиг по спектру излучения ЛД составил 2 нм. Эти данные позволяют сделать общую оценку нагрева ЛД при увеличении частоты повторения с 1 до 30 Гц в ~40 градусов, а также прийти к выводу, что для режима работы лазера на частоте 30 Гц следует использовать моноспектральную РЛД с излучением на длине волны 795 нм. В этом случае повышается эффективность всей РЛД и появляется возможность при снижении энергии импульсов накачки увеличить предельную частоту повторения импульсов.

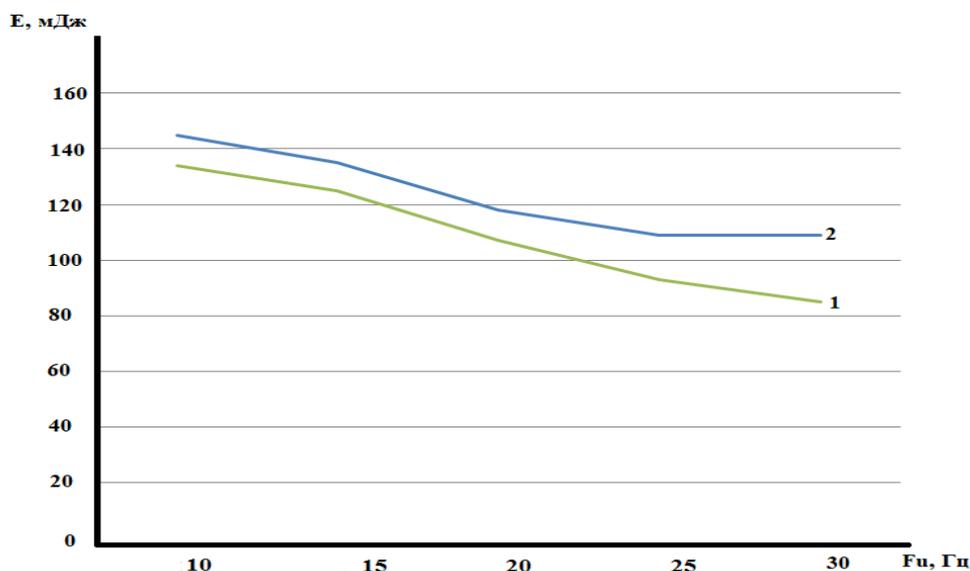


Рис. 3. Энергия импульсов излучения лазера  $E$  в режиме свободной генерации от частоты повторения импульсов  $F_c$ : 1 - схема резонатора 1, 2- схема резонатора 2.

### Заключение

Представленные в статье результаты позволят увеличить КПД и частоту повторения моноимпульсного лазера на АИГ:Nd<sup>3+</sup> с поперечной диодной накачкой.

### Список литературы

1. 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
2. Гречин С.Г., Николаев П.П. Квантроны твердотельных лазеров с поперечной полупроводниковой накачкой. Квантовая электроника. 2009. с.39, №1 с.1-17.
3. Гармаш В.М., Володина Е.М., Ляшенко А.И., Сапожников С.М., Подкопаев А.В. Моноимпульсный лазер на АИГ:Nd<sup>3+</sup> с поперечной диодной накачкой активного элемента. Труды Российского научно-технологического общества радиотехники, электроники и связи имени А.С. Попова. Серия: Акустооптических и радиолокационных методов измерений и обработки информации. Выпуск XI Москва-Суздаль, 2018, с.199-202
4. Гармаш В.М., Володина Е.М., Ляшенко А.И. Импульсный твердотельный лазер. Патент на полезную модель №191113 от 15.05. 2019г.
5. Молчанов В.Я., Скроцкий Г.В.. Матричный метод вычисления собственных состояний поляризации анизотропных оптических резонаторов. Квантовая электроника.1971.4 ,с.3-26.

## PECULIARITIES OF MONOPULSE ND:YAG LASERS WITH DIODE SIDE PUMP OF ACTIVE ELEMENT DEVELOPMENT

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 Unique 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

Peculiarities of monopulse Nd:YAG lasers with diode side pump of active element development are discussed. Employment of optical resonator scheme with polarized radiation output permit to optimize for «polarized» mirror reflection and to increase of monopulse energy. Detection method of laser diodes temperature change by selfheat allow to optimize construction and spectral parameters of arrays for specific laser operation.

**Keywords:** monopulse solid-state laser, electrooptic Q-switch, multicolor diode array



# ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПА ПРИЧИННОСТИ ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕЩЕСТВ

доц. Фуфурин И.Л., студ. Табалина А.С., доц. Голяк Иг.С.,  
проф. Морозов А.Н., ст. преп. Башкин С.В.

Кафедра «Физика» Московского государственного технического университета  
им. Н.Э. Баумана, Москва  
igfil@mail.ru

Работа посвящена анализу возможности применения соотношений Крамерса-Кронига для численного преобразования оптических спектральных характеристик веществ в твердом и жидком агрегатом состоянии. Для численного преобразования экспериментально регистрируемых спектров рассеяния в ограниченном спектральном диапазоне разработаны методы экстраполяции и фазовой коррекции. Приведены оценки чувствительности метода идентификации веществ на основе рассмотренных численных преобразований его оптических характеристик.

**Ключевые слова:** инфракрасная спектроскопия, идентификация веществ, квантово-каскадный лазер, соотношение Крамерса-Кронига

## Введение

Идентификация химических соединений является актуальной задачей для многих прикладных и фундаментальных направлений исследования. Физико-химические характеристики исследуемого объекта, а также условия измерения, во многом определяют метод исследования химического состава вещества [1-3]. Оптическая спектроскопия широко применяется для анализа состава и структуры веществ в лабораторных и полевых исследованиях [4]. Наиболее распространёнными методами оптической спектроскопии являются Фурье-спектроскопия FTIR [5], дифференциальная абсорбционная спектроскопия NDIR, спектроскопия комбинационного рассеяния. Также существуют методы анализа веществ при помощи терагерцового излучения [6] и методов фотолюминесценции [7, 8].

Начиная с середины XX века анализ упруго рассеянного излучения применялся для изучения химического состава веществ [9], для чего применялись широкополосные источники инфракрасного излучения и монохроматоры, а позднее Фурье-спектрометры.

В последнее время существенное развитие произошло в развитии лазерных технологий в связи с появлением квантово-каскадных лазеров (ККЛ). Применяя ККЛ и чувствительные фотоприемники инфракрасного излучения возможно создавать портативные спектрометры, позволяющие регистрировать упруго рассеянное инфракрасное излучения в широком диапазоне спектра [10]. Описанный метод позволит проводить беспрепятственную идентификацию веществ, в том числе в жидком и твердом состояниях, как в лабораторных, так и во внелабораторных условиях.

Для лабораторных условий данный метод может дополнять ATR и DRIFTS методы, а для внелабораторного анализа, может дополнять и конкурировать с Raman спектроскопией.

## 1. Принцип работы установки

Инфракрасное излучение от квантово-каскадного лазера падает нормально на нерассеивающую подложку, на которой находится исследуемое вещество. Лазер излучает в импульсном режиме с пиковой мощностью до 150 мВт, средней мощностью порядка 20 мВт, длительностью импульса порядка 50 нс и частотой повторений порядка 1 МГц. Излучение происходит в спектральном диапазоне 5,3 – 12,8 мкм с шагом перестройки лазера 2 см<sup>-1</sup>. Размер лазерного луча в поперечном срезе 2 x 4 мм<sup>2</sup>, расходимость не более 5 мрад и нестабильность по мощности порядка 5 %.

Исследуемый образец находится на подложке на расстоянии порядка 50 см от лазера. Инфракрасное излучение попадает на исследуемый образец и частично отражается или диффузно рассеивается. Под некоторым углом к нормали в телесном угле порядка 40° объектив фотоприемника собирает рассеянное излучение на чувствительную площадку КРТ фотоприемника. Фотоприемник типа Vigo PVM1-4TE обладает обнаружительной способностью  $D^* \sim 7 \cdot 10^9$  см<sup>2</sup>/Гц/Вт и электрически соединен по внешнему триггеру обратной связью с лазером, тем самым последовательно регистрируя рассеянное излучение на известной длине волны излучения.

Уменьшить влияние флуктуации мощности лазера можно путем введения референтного инфракрасного канала измерения мощности падающего излучения. Однако для ряда веществ селективность спектров рассеяния достаточно слабая, что приводит к невысокой вероятности правильных обнаружений веществ по инфракрасным спектрам. Одним из методов повышения надежности идентификации веществ, является численное преобразование спектра рассеяния в спектр поглощения или экстинкции

## 2. Анализ экспериментальных данных

В случае нормального падения электромагнитной волны на границу раздела двух сред, согласно уравнениям Френеля, имеет место алгебраические соотношения для коэффициентов отражения, преломления и поглощения. Коэффициент отражения  $\hat{r}(\nu)$  можно представить в виде комплексной функции вида

$$\hat{r}(\nu) = \frac{(n-1) + ik}{(n+1) + ik} = \eta e^{i\varphi}, \quad (1)$$

где  $n$  – коэффициент преломления исследуемого вещества,  $k$  – его экстинкция,  $\eta$  – амплитуда отраженной волны, а  $\varphi$  – фаза отраженной волны. Логарифмируя (1) выражение преобразуется к следующему виду  $\ln[r(\nu)] = \ln[\eta(\nu)] + i\varphi(\nu)$ . Поскольку  $\eta(\nu)$  и  $\varphi(\nu)$  представляют собой действительную и мнимую часть комплексной функции, то согласно принципу причинности, они должны удовлетворять соотношениям Крамерса-Кронига вида

$$\ln[\eta(\nu)] = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\nu' \varphi(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu', \quad \varphi(\nu) = -\frac{2\nu}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\ln[\eta(\nu')]}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu', \quad (2)$$

где символ  $P$  означает, что интегралы берутся в смысле главного значения.

Используя уравнения Френеля вида (1), преобразование Крамерса-Кронига (2) можно получить связь спектральных коэффициентов поглощения, преломления и квадрата амплитуды отраженной волны

$$n(\nu) = \frac{1 - R(\nu)}{1 + R(\nu) + 2\sqrt{R(\nu)} \cos \varphi(\nu)}, \quad k(\nu) = \frac{2\sqrt{R(\nu)} \sin \varphi(\nu)}{1 + R(\nu) - 2\sqrt{R(\nu)} \cos \varphi(\nu)}. \quad (3)$$

Таким образом, экспериментально измерив спектр отраженного (рассеянного) излучения можно с использованием зависимостей (3) – (5) получить спектр экстинкции (поглощения) бесконтактно и без предварительной пробоподготовки исследуемого образца.

Поскольку спектр  $R(\nu)$  регистрируется в диапазоне 5,3 – 12,8 мкм для преобразований вида (2), (3) необходимо проведение экстраполяции экспериментального спектра. Экстраполяцию проводят полиномом невысокой степени.

Интегральное преобразование (2) можно представить в следующем виде

$$\varphi(\nu) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \ln \left| \frac{\nu + \nu_0}{\nu - \nu_0} \right| \frac{d \ln[\eta(\nu')]}{d\nu'} d\nu', \quad (4)$$

что означает при восстановлении спектра фазы, существенное отличие от нуля в спектре  $\varphi(\nu)$  должно наблюдаться только в участках спектра, где есть фундаментальная полоса поглощения (рассеяния) исследуемого вещества. Метод фазовой коррекции состоит в построении базовой линии спектра фазы, что позволяет убирать линии, не соответствующие полосам поглощения (рассеяния) исследуемого вещества. На рис. 1 приведены экспериментальный спектр поглощения диэтилфталата (кривая 3), спектр поглощения, полученный расчетным методом из экспериментального спектра рассеяния без фазовой коррекции (кривая 2) и расчетный спектр пропускания с исправленной фазой (кривая 1). Экстраполяция спектра рассеяния вида проводилась в обоих случаях. Значение корреляции Пирсона экспериментального спектра пропускания и расчетного без коррекции фазы составляет 0,78. Проведение фазовой коррекции позволяет повысить корреляцию экспериментального и расчетного спектров до 0,89.

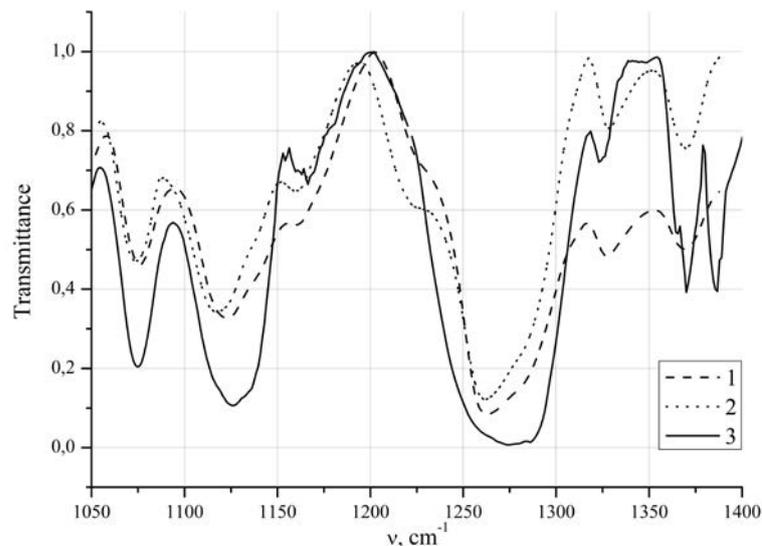


Рис. 1 Спектры пропускания диэтилфталата. 1 – расчетный спектр с неисправленной фазой; 2 – расчетный спектр с исправленной фазой; 3 – экспериментальный спектр.

### 3. Чувствительность предлагаемого метода идентификации веществ

С использованием описанной экспериментальной установки и метода вычисления спектра поглощения из экспериментального спектра рассеяния проведен эксперимент по определению минимального обнаружимого количества вещества. В таблице 1 приведены минимально идентифицируемые пороговые значения количества тестовых веществ.

Данные в табл. 1 получены при условии полного заполнения пятна возбуждающего излучения размером  $2 \times 4 \text{ мм}^2$  исследуемым веществом.

**Таблица 1.** Чувствительность метода идентификации

Вещество	По спектру диффузного отражения		По спектру пропускания (К-К преобразования)	
	Порог обнаружения, мг	Коэффициент корреляции	Порог обнаружения, мг	Коэффициент корреляции
Хлорат калия	2,5	0,6	1,6	0,8
L-Тирозин	0,75	0,9	0,04	0,6
Ацетилсалициловая кислота	6,38	0,9	0,03	0,5

Из таблицы 1 видно, что применение соотношений Крамерса-Кронига позволяет существенно повысить чувствительность метода. Лимитирующим фактором точности расчета спектров пропускания является нестабильность по мощности лазерного источника излучения. Введение референтного инфракрасного фотоприемника должно повысить чувствительность метода.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта №18-29-02024, а также грантом DAAD и Министерством науки и высшего образования РФ № 3.13439.2019/13.2.

#### Список литературы

1. Кочиков И.В., Морозов А.Н., Фуфури И.Л. Численные процедуры идентификации и восстановления концентраций веществ в открытой атмосфере при обработке единичного измерения фурье-спектрометра // Компьютерная оптика. 2012. Т. 36. № 4. С. 554-561
2. Морозов А.Н., Светличный С.И., Фуфури И.Л. Коррекция волновых чисел в панорамном фурье-спектрометре // Доклады Академии наук. 2015. Т. 464. № 2. С. 156-159.
3. Васильев, Н.С., Винтайкин И.Б., Голяк Иг.С., Голяк Ил.С., Кочиков И.В., Фуфури И.Л. Восстановление и анализ спектров комбинационного рассеяния света, получаемых со статического Фурье-спектрометра // Компьютерная оптика. 2017. Т. 41. № 5. С. 626-635.
4. Samsonov D.A., Tabalina A.S., Fufurin I.L. QCL spectroscopy combined with the least squares method for substance analysis // Journal of Physics: Conference Series 9. 9th Russian National Conference on Irreversible Processes in Nature and Technics, RNC-IPNT. 2017. P. 012034.
5. А.Н. Морозов, С.И. Светличный, С.Е. Табалин, И.Л. Фуфури Физические основы расчета интерферометра с вращающейся пластинкой // Оптический журнал, Т. 80. № 8, 2013. – С. 37-41.
6. Lavrukhin D.V. [et al.]. Plasmonic Photoconductive Antennas for Terahertz Pulsed Spectroscopy and Imaging Systems // Optics and Spectroscopy. 2019. № 5 (126). С. 580–586.
7. Bunkin N.F. [et. Al.]. Time dependence of the luminescence from a polymer membrane swollen in water: Concentration and isotopic effects // Physics of Wave Phenomena. 2017. № 4 (25). С. 259–271.
8. Лазерная фотолуминесцентная спектроскопия приповерхностной микроструктуры полимерной мембраны «Нафион» в дейтерированной воде. Бункин Н.Ф., Голяк Иг.С. Голяк Ил.С., Козлов В.А., Применко А.Е., Фуфури И.Л. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2019. № 1. С. 48–65. DOI: 10.18698/1812-3368-2019-1-48-65.
9. T.S. Robinson T.S. and Price W.C. Determination of Infrared Absorption Spectra from Reflection Measurements // Proc. Phys. Soc. (London) 66B, P. 969, 1953.
10. Идентификация химических соединений по спектрам рассеянного излучения в диапазоне длин волн 5.3–12.8 мкм с применением перестраиваемого квантово-каскадного лазера И. С. Голяк, А. Н. Морозов, С. И. Светличный, А. С. Табалина, И. Л. Фуфури // Химическая физика, 2019, том 38, № 7, С. 3–10.

## CAUSALITY RELATIONS FOR SUBSTANCE OPTICAL CHARACTERISTICS CALCULATIONS

ass. prof Fufurin I.L., stud. Tabalina A.S., ass. prof Golyak Ig.S.,  
Sci.Dr. Morozov A.N., lec. Bashkin S.V.

*Physics Department of Bauman Moscow State Technical University, Moscow*  
igfil@mail.ru

The work is devoted to the analysis of the possibility of applying the Kramers-Kronig relations for the numerical pre-formation of optical spectral characteristics of substances in solid and liquid aggregate States. Methods of extrapolation and phase correction are developed for numerical transformation of experimentally recorded scattering spectra in a limited spectral range. The estimation of the sensitivity of the method of identification of substances on the basis of the considered numerical transformations of its optical characteristics is given.

**Key words:** infrared spectroscopy, substance identification, quantum cascade laser, the ratio of the Kramers-Kronig dispersion relations



## АВТОМАТИЗАЦИЯ ЮСТИРОВКИ ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА ТРАССОВОГО ТИПА

*студ. Демкин П.П.*

*Кафедра «Физика» Московского государственного технического университета  
им. Н.Э. Баумана, Москва*  
Demkin.Pavel1996@yandex.ru

Работа посвящена разработке алгоритма автоматизации юстировки активного Фурье-спектрометра. Предлагается метод настройки взаимного положения источник излучения и приемного устройства при помощи данных, получаемых из инфракрасного и видео каналов Фурье-спектрометра. Предлагаемый метод призван уменьшить время юстировки системы мониторинга воздушной среды на основе активного Фурье-спектрометра при работе в полевых условиях.

**Ключевые слова:** Фурье-спектрометр, активная Фурье-спектрометрия, автоматизация юстировки, мониторинг среды

### Введение

Идентификация опасных химических соединений в воздушной среде является одной из важнейших задач при обеспечении безопасности, предотвращении террористических угроз и предупреждении чрезвычайных ситуаций. В этой области широкое применение нашли системы на основе активных и пассивных Фурье-спектрометров, высокая светосила которых позволяет обнаруживать целевые вещества в воздушной среде на расстоянии до нескольких километров [1-2]. Отличительной особенностью активных методов является использование источника подсветки, позволяющего повысить контраст между облаком целевого вещества и подстилающей поверхностью, тем самым снижая вероятность ложных срабатываний [3]. Основным недостатком систем данного типа является относительно медленная скорость развертки системы при работе в полевых условиях. Значительное время уходит на настройку взаимного положения источника излучения (ИИ) и приемного устройства. Сложность юстировки в данном случае тем больше, чем больше длина трассы контроля.

В работе предложен алгоритм автоматической юстировки системы на основе активного Фурье-спектрометра с использованием данных, получаемых с ИК и видимого каналов системы.

## 1. Схема активного Фурье-спектрометра

Разработка алгоритма производилась для системы мониторинга окружающей среды на основе активного Фурье-спектрометра, схема которой приведена на рис.1.

В системе можно выделить два основных модуля: оптомеханический модуль (см. рис. 1а) и модуль источника излучения (ИИ) (см. рис 1б). В состав оптомеханического модуля входит, непосредственно, Фурье-спектрометр (1), телевизионный визир (2), а также опорно-поворотное устройство с высокой точностью позиционирования (3). Модуль ИИ представляет собой параболический рефлектор с размещенной в центре спиралью накаливания.



**Рис. 1.** Внешний вид основных модулей системы мониторинга среды: а) блок опто-механический: 1 – фурье-спектрометр; 2 – телевизионный визир; 3 – опорно-поворотное устройство; б) блок источника излучения: 4 – нихромовая спираль; 5 – параболический рефлектор.

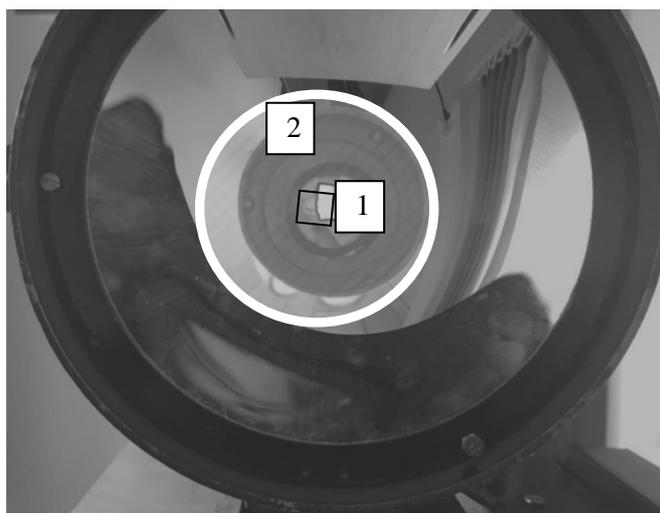
С телевизионного визира поступает по «видео» каналу изображение трассы контроля, а с фурье-спектрометра передается по «ИК» каналу зарегистрированная интерферограмма.

Настройка взаимного положения оптомеханического модуля и ИИ с целью получения максимального размаха интерферограммы и является основной задачей юстировки системы.

## 2. Методика автоматизации юстировки системы

Автоматическая юстировка системы может проводиться как по изображению, получаемому с телевизионного визира, (то есть по «видимому» каналу), так и по интенсивности регистрируемой интерферограммы (по «ИК» каналу).

В данной работе реализуется алгоритм юстировки системы на основе данных с обоих каналов фурье-спектрометра. При этом настройка проводится в два этапа.



**Рис. 2.** Наведение по «видео» каналу системы.

Первичное наведение системы происходит по «видимому» каналу. На изображении трассы алгоритм определяет область, окрашенную в оранжевый цвет, которая, как предполагается, соответствует раскаленной спирали ИИ. Выделяется область предполагаемого положения спирали (рис 2 (1)). Относительно

выделенной области (1) исходя из известных данных о геометрии ИИ и его диаграмме направленности (см. рис. 3а) определяются координаты и выделяется область (2), по которой и будет происходить второй этап наведения системы. При помощи опорно-поворотного устройства и вычисленных координат система настраивается на центр выделенной области.

На втором этапе юстировки системы, осуществляется уточнение оптимального для работы положения оптомеханического модуля. Внутри области (2) при помощи опорно-поворотного устройства происходит сканирование трассы контроля с целью определения положения, соответствующего наибольшему размаху интерферограммы (рис.3б). После завершения сканирования опорно-поворотное устройство возвращает систему к координатам, соответствующим зарегистрированному максимуму интерферограммы.

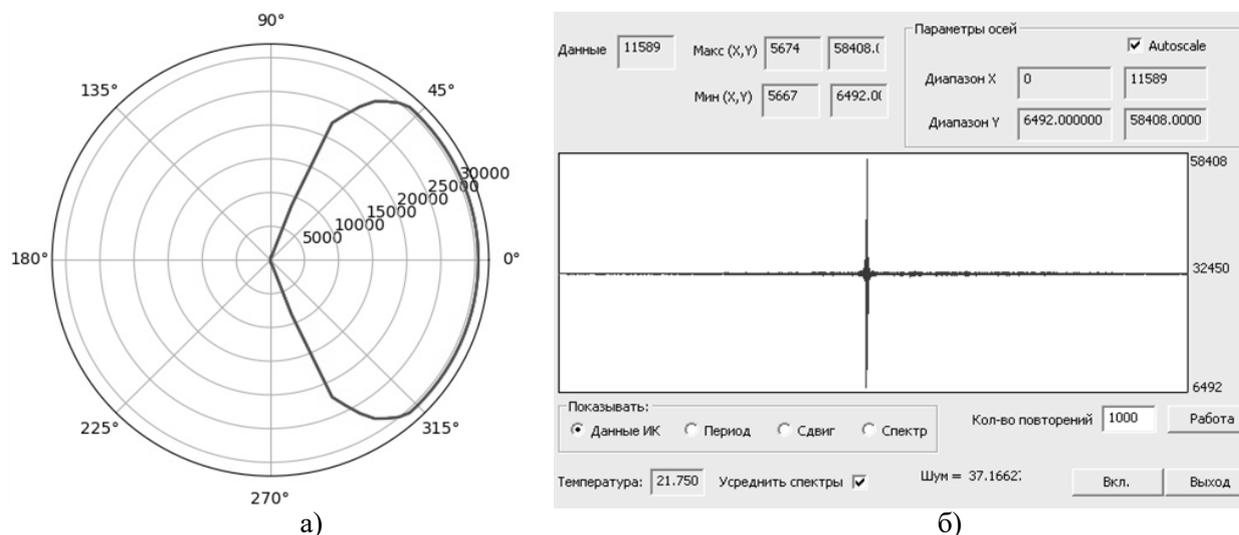


Рис. 3. а) Диаграмма направленности ИИ; б) Регистрация размаха интерферограммы.

## Выводы

Описанный алгоритм обрабатывался в лабораторных условиях, при длине трассы контроля в 20 м. В дальнейшем планируется провести испытания в полевых условиях и с увеличением расстояния между ИИ и приемным устройством.

На следующем этапе разработки планируется дальнейшее усовершенствование алгоритма юстировки с целью обеспечения эффективной настройки системы в полевых условиях при длине трассы до 500 м.

## Список литературы

1. Иг. С. Голяк, Ил. С. Голяк, А. О. Карфидов, и др. Панорамный фурье-спектрометр ПХРДД-4 // Приборы и техника эксперимента, 2014, № 6, с. 119-120
2. А.Н. Морозов, С.И. Светиличный, С.Е. Табалин, И.Л. Фуфурин Физические основы расчета интерферометра с вращающейся пластинкой // Оптический журнал, Т. 80, № 8, 2013. – С. 37-41
3. А.Н. Морозов, И.В. Кочкиков, А.В. Новгородская, А.А. Сологуб, И.Л. Фуфурин Статистическая оценка вероятности правильного обнаружения веществ в ИК Фурье-спектрометрии // Компьютерная оптика. 2015. Т. 39, № 4. С. 614-621.

## ADJUSTMENT AUTOMATION OF THE TRACE FTIR SPECTROMETER

stud. Demkin P.P.

Physics Department of Bauman Moscow State Technical University, Moscow

Demkin.Pavel1996@yandex.ru

The work is devoted to the development of an algorithm for automating the alignment of an active Fourier spectrometer. A method is proposed for setting the mutual position of the radiation source and receiver using data from the infrared and video channels of the Fourier spectrometer. The proposed method is designed to reduce the sweep time of the medium monitoring system based on the active Fourier spectrometer in field conditions.

**Keywords:** Fourier-spectrometer, active Fourier-spectrometry, alignment automation, environmental monitoring



# МЕТОД ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ КАПИЛЛЯРНОГО РУСЛА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗАБОЛЕВАНИЯХ У ДЕТЕЙ

врач иммунолог-аллерголог, к.м.н. Бережанский П.В.<sup>1</sup>,  
зам. ген. дир. по маркетингу, к.т.н. Турчанинов С.О.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Государственное бюджетное учреждение здравоохранения Московской области  
"Одинцовская районная больница № 2"

<sup>2</sup>АО "Центр прикладной физики МГТУ им. Н. Э. Баумана"  
p.berezhanskiy@mail.ru

Работа посвящена методу диагностики с помощью спектрокапилляроскопии в режиме объемной визуализации (3D-моделирования) для детей раннего возраста и взрослых и на примерах аллергических заболеваний и прогнозирования осложнений сахарного диабета.

**Ключевые слова:** спектрокапилляроскопия, 3D модель визуализации капиллярного кровотока, математические методы, биомаркеры, неинвазивные методы диагностики

## Введение

Система микроциркуляции является важным патогенетическим звеном в формировании и течении многих заболеваний, её исследование открывает "окно в организм". Капилляроскопия даёт детальную оценку состояния всех основных звеньев системы микроциркуляции, в сочетании с спектроскопией позволяет быстро оценить внутрисосудистые характеристики.

### 1. Перспективы развития быстрой диагностики заболеваний

Быстрая высоко информативная диагностика является одним из важнейших направлений в медицине. Математические методы в медицине представляют собой совокупность подходов, используемых для получения количественных зависимостей, построения моделей взаимодействий процессов, в здоровом и больном состоянии, что позволяет выявлять специфические предпосылки для формирования моделей развития заболеваний и, самое главное, их профилактики на ранних стадиях путем создания скрининговых систем оценки [1].

### 2. Практическое применение спектрокапилляроскопии у детей

Особенность спектрокапилляроскопа при работе с детьми - возможность проводить измерения в режиме отражения, и "на проход". В режиме отражения регистрируются спектральные характеристики капилляров [2]. Ввиду небольших размеров детских пальчиков, в режиме "на проход", с импульсной подсветкой, возможно визуализировать сосуды, выявлять ряд внутрисосудистых (скорость капиллярного кровотока, лейкоцитарные конгломераты, сладжи, газово-химические параметры кровотока, и др.), собственно сосудистые характеристики (состояние эндотелия, линейные характеристики формы, длины и диаметра микрососудов), а также характеристики периваскулярного пространства (отек периваскулярного пространства, степень ремоделирования микроциркуляторного русла). В основе предлагаемого метода лежит переход от анализа плоских изображений тканей к созданию 3D модели спектральной визуализации ("spectral imaging"), степени отека тканей, параметров капиллярного кровотока, получаемых двумя (и более) разнесенными сенсорами. Создание 3D модели визуализации капиллярного кровотока с пространственной визуализацией степени отека тканей реализуется программно, совмещением изображений, получаемых в видимом, инфракрасном и ультрафиолетовых диапазонах.

Важными биомаркерами, являются, например, содержание глюкозы, гликизированного гемоглобина, факторов адгезии и воспаления, оксигемоглобина. Число измеряемых биомаркеров увеличивается. У края ногтевого ложа капилляры ориентированы в сторону роста ногтевой пластинки и имеют четкую организационную структуру, поэтому 3D-визуализация капилляров открывает новые возможности оценки нарушений архитектоники микрососудов при различных патологиях, позволяет диагностировать, как фоновые, так и сопутствующие заболевания.

Обследовано 83 пациента в возрасте от 2 до 36 мес., перенесших 1-2 эпизода острого обструктивного бронхита (ООБ), в периоде ремиссии на протяжении более 2 месяцев (основная группа). Основная группа распределена на 2 подгруппы: 1 подгруппа - 43 (53,7%) ребенка с отягощенным аллергоанамнезом (ОАА) и 2 подгруппа - 39 (46,3%) детей без отягощенного аллергоанамнеза. Контрольная группа - 55 практически здоровых детей раннего возраста, отнесенных к 1-2 группам здоровья и не болевших в течение 1-2 мес. Все пациенты наблюдались в катамнезе 2 года. Наряду с общеклиническими методами (анамнез, осмотр, общий анализ крови, и др.), всем детям в динамике проводилась оценка состояния микроциркуляторного русла методом компьютерной капилляроскопии ногтевого ложа. В прототипе прибора,

использовалась цифровая камера DCM 800 с специализированной программой. Капиллярный кровоток оценивался по 24 параметрам (длина артериальной и веноулярной части капилляров; неравномерность калибра артериол, венул и собственно капилляров (min и max); коэффициент извитости артериол и венул; артериоло-веноулярный коэффициент; расстояние между капиллярами; диаметр артериол, венул, капилляров; расстояние между артериальной и веноулярной частью капилляров; коэффициент продольной деформации; скорость в капиллярном русле; скорость в коллатеральных; степень стаза; лейкоцитарно-тромбоцитарный индекс; наличие геморрагий; наличие и площадь отека; протяженность периваскулярной зоны). Результаты обработаны программой "Statistica 7.0". Рассчитывались средняя арифметическая (M), средняя ошибка (m), дисперсия, математическое ожидание, достоверности различий по критерию Уилкоксона,  $\chi^2$ , коэффициент Спирмана, использовались также критерии Лилиефорса и Фишера [3].

Было выявлено: у пациентов, перенесших острый обструктивный бронхит, имелись более существенные изменения показателей микроциркуляции по сравнению с контрольной группой. Было доказано, что у больных с аллергическими заболеваниями респираторного тракта имеются значительные нарушения микроциркуляции, прогрессирующие при активном воспалении в интерстициальной ткани.

Хорошие показатели данная методика показала и при ранней диагностике осложнений сахарного диабета (СД) для детей и взрослых. Исследовано 73 пациента. Критерии включения - диагноз сахарный диабет (свыше 3 лет), отсутствие осложнений. Возраст – от 9 до 65 лет. [4]. При апробации способа, проведен факторный и кластерный анализ, в результате которого были определены основные, значимые микроциркуляторные параметры, позволяющие прогнозировать риск развития осложнений. Проведена оценка чувствительности метода. Результаты представлены в виде достоверных средних величин, которые характерны для пациентов, страдающих СД: 1) уменьшение расстояния между артериальной и веноулярной частями капилляров от 18,3 мкм и менее (чувствительность 87,3%); 2) увеличение диаметра веноулярной части капилляров от 54,5 мкм и более (чувствительность 97,1%); 3) уменьшение диаметра артериальной части капилляров от 23,3 и менее (чувствительность 95,7%); 4) уменьшение артериоло-веноулярного коэффициента от 0,42 и менее (чувствительность 95,3%); 5) увеличение длины периваскулярной зоны от 98,3 и более (чувствительность 92,6%); 6) увеличение коэффициента поперечной деформации капилляров от 5,6 и более (чувствительность 96,6%).

Важно отметить, что в катамнезе в течение 72 месяцев у 21 пациента (36,8%) были диагностированы осложнения сахарного диабета (диабетическая стопа, нефропатия и ретинопатия). У всех пациентов с осложнениями, показатели микроциркуляторного русла достоверно отличались от нормальных показателей и от достоверного среднего показателя, характерного для пациентов с СД в целом.

Использование данного способа обеспечит возможность раннего выявления пациентов группы риска по формированию осложнений сахарного диабета и развитию бронхиальной астмы, позволит принять профилактические меры, провести лечение на ранних стадиях. Метод позволяет значительно экономить время и ресурсы на проведение теста. Технически метод более простой и точный, менее трудоемкий по сравнению с его ближайшими аналогами. Пациенту проводится одна функциональная проба (нагрузка ходьба 15 мин.), после чего переходят непосредственно к исследованию состояния микроциркуляторного русла. Используемые ранее методы, в том числе, метод неинвазивной оценки дисфункции эндотелия, требует проведения трех тестов (по 30 мин.), и дополнительное оборудование.

### Выводы

Результаты работы с прототипом прибора позволяют сформулировать требования к разрабатываемому спектрокапилляроскопу для детей раннего возраста. Прибор может быть представлен несколькими моделями – от переносного варианта, с блоком сенсоров в виде клипсы на палец, а также ручной вариант (аналог имеющего прототипа с фиксацией на руку). В измерительном блоке прибора размещаются два (и более) разнесенные сенсоры (микрокамеры с различной степенью увеличения, и элементы спектроскопа), а также система термостабилизации. Программные модули должны обеспечивать: построение 3D модели капиллярного кровотока с возможностью пространственной визуализации, оценку капиллярного кровотока по 24 параметрам и важных биомаркеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 18-29-02024.

### Список литературы

1. Бережанский П.В., Турчанинов С.О. Перспективные методы и алгоритмы для быстрой диагностики организма // Необратимые процессы в природе и технике. Часть II. –М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2019.- С. 183–186
2. Chen X., Yao X. et al. A Cross-Sectional Observational Study of Nailfold Capillary Morphology in Uveitis. // *Curr Eye Res* – 2018. – Т.11 - № 43. – С.1342 – 1350.
3. Реброва О. Ю. Статистический анализ медицинских данных. Применение пакета прикладных программ Statistica. 2002. – 312 с.
4. Бережанский П.В., Бережанская Ю.С., Чайкина И.В. Способ прогнозирования формирования осложнений сахарного диабета // *Материалы 12-ой международной конференции «Микроциркуляция и гемореология: от фундаментальных исследований в клиническую практику»*. 2019. С. 78.

## METHOD FOR DIAGNOSING THE STATE OF THE CAPILLARY BED IN VARIOUS DISEASES IN CHILDREN

immunologist-allergist doctor, Ph.D. Berezhanskiy P.V. <sup>1</sup>,  
Deputy General Director for marketing, Ph.D. Turchaninov S.O. <sup>2</sup>

<sup>1</sup>State budgetary healthcare institution of the Moscow region "Odintsovo District Hospital № 2"

<sup>2</sup>SC "Center for Applied Physics BMSTU"

p.berezhanskiy@mail.ru

This the work is devoted to a diagnostic method using spectrocapillaroscopy in volumetric visualization (3D-modeling) for young children and adults and on the examples of allergic diseases and predicting complications of diabetes mellitus.

**Keywords:** spectrocapillaroscopy, 3D model of visualization of capillary blood flow, mathematical methods, biomarkers, non-invasive diagnostic methods



## ПРИМЕНЕНИЕ СООТНОШЕНИЙ КРАМЕРСА-КРОНИГА ДЛЯ АНАЛИЗА СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ МОЛЕКУЛ, ОПИСЫВАЕМЫХ КАК АНСАМБЛЬ ГАРМОНИЧЕСКИХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

доц. Фуфурин И.Л., студ. Анфимов Д.Р.

Кафедра «Физика» Московского государственного технического университета  
им. Н.Э. Баумана, Москва  
dimananfimov97@gmail.com

Работа посвящена исследованию применения уравнений Френеля и интегральных соотношений Крамерса-Кронига для пересчета спектров рассеяния, пропускания и поглощения друг в друга. Рассматривается моделирование спектра рассеяния диэтилфталата, а так же его последующее преобразование и сравнение модельного и расчетного спектров пропускания.

**Ключевые слова:** спектроскопия, ансамбль гармонических осцилляторов, соотношения Крамерса-Кронига

### Введение

В прикладных задачах, а также в научных исследованиях, часто встает вопрос об идентификации веществ, находящихся в различных агрегатных состояниях. Одним из самых широко применяемых методов решения этой задачи является оптическая спектроскопия, которая позволяет проводить анализ веществ без отбора пробы (беспрототборным способом), дистанционно и в любых условиях.

Существует несколько различных способов получения информации о веществе и его идентификации, такие как исследование спектра пропускания и спектра рассеяния. Но проведение исследований для получения всех спектров требует постановки нескольких экспериментов, а порой получение некоторых результатов, например спектра пропускания твердых веществ, в принципе невозможно без предварительной пробоподготовки и использования стационарного лабораторного оборудования.

Чтобы решить эту проблему и получить полную информацию о веществе с помощью только лишь одного эксперимента, можно воспользоваться методом моделирования спектров.

### Соотношения Крамерса-Кронига и их применение

Согласно уравнениям Френеля, при нормальном падении электромагнитной волны на границу раздела двух сред, имеют место соотношения, связывающие коэффициенты отражения, преломления и поглощения. Коэффициент отражения представим комплексной функцией следующего вида [2]:

$$\hat{r}(\nu) = \frac{(n-1) + ik}{(n+1) + ik} = \eta e^{i\varphi}, \quad (1)$$

где  $n$  – коэффициент преломления исследуемого вещества,  $k$  – коэффициент экстинкции, а  $\varphi$  – фаза отраженной волны. В данном случае рассматривается случай, когда волна падает на границу раздела воздух – вещество.

Коэффициенты экстинкции и преломления, а также фаза и амплитуда отраженной волны являются функциями волнового числа  $\nu$ . После логарифмирования выражение (1) примет следующий вид:  $\ln[r(\nu)] = \ln[\eta(\nu)] + i\varphi(\nu)$ .

Так как  $\eta(\nu)$  и  $\varphi(\nu)$  являются действительной и мнимой частью комплексной функции, то они должны удовлетворять соотношениям Крамерса-Кронига следующего вида [3]:

$$\ln[\eta(\nu)] = \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\nu' \varphi(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu', \quad (2)$$

$$\varphi(\nu) = -\frac{2\nu}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\ln[\eta(\nu')]}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu', \quad (3)$$

Запишем амплитуду отраженной волны в следующем виде:

$$R(\nu) = \left| \frac{E_{refl}}{E_{incid}} \right|^2 = \eta^2(\nu), \quad (4)$$

Используя уравнения Френеля (1), соотношения Крамерса-Кронига (2) и (3), а также выражение для амплитуды (4) можно получить связь между коэффициентами поглощения, преломления и квадратом амплитуды отраженной волны

$$n(\nu) = \frac{1 - R(\nu)}{1 + R(\nu) + 2\sqrt{R(\nu)} \cos \varphi(\nu)} \quad k(\nu) = \frac{2\sqrt{R(\nu)} \sin \varphi(\nu)}{1 + R(\nu) - 2\sqrt{R(\nu)} \cos \varphi(\nu)}. \quad (5)$$

Таким образом, экспериментально получив спектр отраженного (рассеянного) излучения можно с использованием зависимостей (3) – (5) получить спектр экстинкции (поглощения) бесконтактной без дополнительного эксперимента.

### Модель взаимодействия излучения с веществом

Так как спектры рассеяния измерены в ограниченном диапазоне (5.3 -12.8 мкм.), а не в идеальном  $[0, \infty]$ , то возникает необходимость модифицировать методы преобразования, приведенные в предыдущем пункте.

Для проверки применимости разрабатываемых численных методов рассмотрим дисперсионную модель Лоренца. В данной работе рассматривается ансамбль гармонических осцилляторов, который описывается формулой Зельмейера. Для этой модели действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости могут быть записаны следующим образом [1]:

$$\varepsilon' = n_0^2 + \sum_j \frac{B_j(\omega_j^2 - \omega^2)}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \lambda_j^2 \omega^2}, \quad \varepsilon'' = \sum_j \frac{B_j \lambda_j \omega}{(\omega_j^2 - \omega^2)^2 + \lambda_j^2 \omega^2}, \quad (6)$$

где  $\omega_j$ ,  $B_j$  и  $\lambda_j$  это, соответственно, резонансная частота осциллятора, сила и коэффициент затухания для  $j$ -ого осциллятора ансамбля;  $n_0$  – постоянная составляющая.

Спектральные коэффициенты экстинкции, преломления и рассеяния можно получить из действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости:

$$k = \left\{ \frac{1}{2} \left[ (\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)^{1/2} - \varepsilon' \right] \right\}^{1/2}, \quad n = \left\{ \frac{1}{2} \left[ (\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2)^{1/2} + \varepsilon' \right] \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (8)$$

Рассмотрим диэтилфталат, который по некоторым физико-химическим характеристикам схож с отравляющим веществом Vx [5], и поэтому представляет интерес для экспресс-анализа малых количеств вещества без предварительной пробоподготовки. В эксперименте получен спектр диэтилфталата, который приведен на рис. 1. Используя соотношения (7)-(8) и метод наименьших квадратов, были получены коэффициенты для модели Лоренца, которые приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры модели диэтилфталата

$\omega_j, \text{см}^{-1}$	$B_j, \times 10^4 \text{см}^{-2}$	$\lambda_j, \text{см}^{-1}$	$n_0$
807,456051	308,310347	157,361107	0,852414885
1070,20745	3,99726393	16,2164531	0,511999532
1114,15254	12,3684964	33,4097786	1,10465255
1254,72929	37,9151247	31,4752052	2,27328543

На основе полученных коэффициентов, может быть получен модельный спектр рассеяния диэтилфталата, который также приведен на Рис. 1.

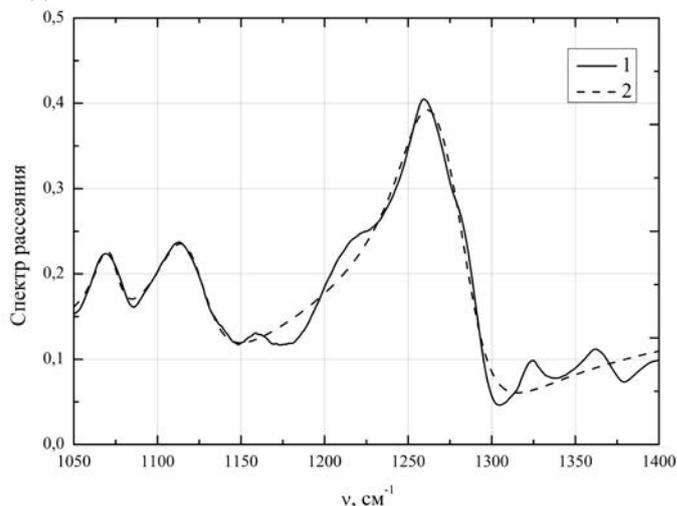


Рис. 1. Экспериментальный (1) и модельный (2) спектры диффузного отражения диэтилфталата. Коэффициент корреляции 0,99.

Для проверки предложенного метода получения коэффициента экстинкции (с последующим расчетом спектра пропускания) выполним следующий численный эксперимент. Воспользовавшись коэффициентами для ансамбля гармонических осцилляторов, получим спектр экстинкции и спектр рассеяния. После чего спектр рассеяния преобразуем с помощью соотношений Крамерса-Кронига, используя двойное преобразование Фурье[4]. Полученные результаты можно видеть на Рис.2. Спектры коррелируют друг с другом со значением 0.99, что подтверждает применимость метода преобразования оптических характеристик.

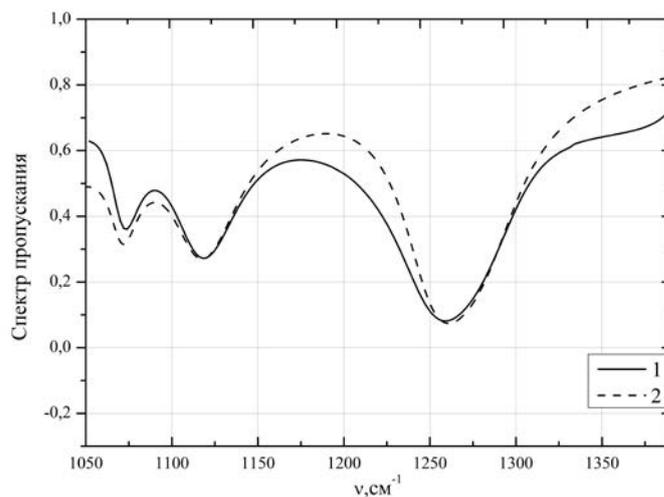


Рис. 2. Сравнение расчетного (1) и модельного (2) спектров пропускания диэтилфталата.

### Выводы

На основе уравнений Френеля для нормального падения электромагнитной волны на границу раздела двух сред и соотношений Крамерса-Кронига для действительной и мнимой части комплексного показателя преломления показана однозначная связь между показателем рассеяния и экстинкции исследуемого вещества.

Рассмотрена дисперсионная модель ансамбля гармонических осцилляторов с затуханием в виде формулы Зельмейера. Для рассмотренной модели в ограниченном спектральном диапазоне показано

выполнение соотношений Крамерса-Кронига для различных оптических характеристик исследуемого вещества.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта №18-29-02024

### Список литературы

1. G. Adermann, A. Caron, and David A. Dows. Kramers–Kronig Dispersion Analysis of Infrared Reflectance Bands // Journal Of The Optical Society Of America Volume 55, Number 10, October 1965
2. В. Напке. Theory of reflectance and Emittance Spectroscopy // Cambridge University Press. 2012. 508
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. C. W. Peterson and B. W. Knight, “Causality calculations in the time domain: An efficient alternative to the Kramers–Kronig method\*,” Journal of the Optical Society of America 63(10), 1238, The Optical Society (1973) [doi:10.1364/josa.63.001238].
5. И. С. Голяк, А. Н. Морозов, С. И. Светличный, А. С. Табалина, И. Л. Фуфурин Идентификация химических соединений по спектрам рассеянного излучения в диапазоне длин волн 5.3–12.8 мкм с применением перестраиваемого квантово-каскадного лазера, Химическая Физика, 2019, том 38, № 7, с. 3–10.

## APPLICATION OF THE KRAMERS-KRONIG RELATIONS FOR ANALYSIS OF THE SCATTERING SPECTRA OF MOLECULES DESCRIBED AS AN ENSEMBLE OF HARMONIC OSCILLATORS

ass. prof Fufurin I.L., stud. Anfimov D.R.

*Physics Department of Bauman Moscow State Technical University, Moscow*  
dimananfimov97@gmail.com

This work is devoted to the study of the application of the Fresnel equations and the Kramers-Kronig integral transforms to recalculate the scattering, transmission, and absorption spectra of each other. Also considered is the modeling of the scattering spectrum of diethyl phthalate, as well as its subsequent conversion and comparison of the model and calculated transmission spectra.

**Keywords:** spectroscopy, ensemble of harmonic oscillators, Kramers-Kronig relation

## ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГРАФИТОПОДОБНОГО НИТРИДА УГЛЕРОДА

с.и. Богомолов А.Б.<sup>1,2</sup>, асп. Штельман Л.В.<sup>1</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н. Зинин П.В.<sup>1</sup>, д.х.н. Кутвицкий В.А.<sup>2</sup>, д.ф.-м.н. Булатов М.Ф.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Российский технологический университет

Bogomolov1395@gmail.com

Синтезирован графитоподобный нитрид углерода путём термического разложения меламина и мочевины. Исследованы флуоресцентные свойства полученных образцов, в качестве источника возбуждения использовался лазер, излучающий на длине волны 532 нм. Получены спектры пропускания в видимом диапазоне. Определен относительный квантовый выход.

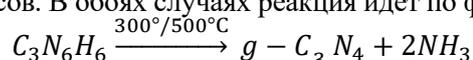
**Ключевые слова:** Графитоподобный нитрид углерода, синтез g-C<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, Флуоресценция, Пропускание, относительный квантовый выход

## Введение

В последнее все больше возрастает интерес к нитридным материалам с повышенным содержанием азота и возможностям их применения, что подтверждается ростом числа публикаций. Графитоподобный нитрид углерода ( $g\text{-C}_3\text{N}_4$ ), один из аллотропов нитрида углерода, имеет графеноподобную слоистую структуру, состоящую из гептазиновых звеньев. С шириной запрещенной зоны 2,7 эВ  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  демонстрирует отличные фотокаталитические свойства при различных фотохимических реакциях [1]. В отличие от традиционных органических полупроводников,  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  обладает отличной химической стабильностью и термической устойчивостью. Большинство исследований направлено на изучение фотокаталитической активности, но нельзя не обратить внимания на выдающиеся оптические свойства  $g\text{-C}_3\text{N}_4$ , было выявлено, что  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  является крайне перспективным флуорофором так как величина его квантового выхода может составлять 38%. [2] Получение и изучение  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  даёт новый материал для приборостроения, так как может использоваться в роли генератора излучения и дать основу для получения плёнок с уникальными параметрами. Возможно применение в биологических и медицинских исследованиях.

## 1. Синтез

Графитоподобный нитрид углерода был получен тремя методами. Первый метод – термическое разложение меламина при низкой температуре. Бралась навеска меламина (чистота 99,7%) пересыпалась в кварцевый бюкс и устанавливалась в муфельную печь, где происходило разложение при температуре 300 °С в течение 6 часов. Второй метод представляет собой также разложение меламина, но в тигле при температуре 500 °С в течение 2 часов. В обоих случаях реакция идёт по формуле:



Третий метод представляет собой термическое разложение мочевины (чистота 98%) при температуре 500 °С в течение 2 часов. [3] Использование мочевины в качестве исходного сырья должно снизить стоимость получения  $g\text{-C}_3\text{N}_4$ , но маленький выход и возникновение побочных продуктов могут существенно снизить эффективность данного метода. Выбор Меламина и Мочевины в качестве исходного сырья обусловлен не только экономическими причинами, но и их экологичностью, низкой токсичностью, широкой доступностью.

## 2. Флуоресценция

Для исследования флуоресценции был использован лазер, излучающий на длине волны 532 нм и Монохроматор-спектрограф M266 производства solar laser system с спектральным диапазоном 180 – 3600 нм. Сканирование происходило в диапазоне 400-850 нм с дифракционной решеткой 600 штрихов на мм. На рис. 1 представлены спектры люминесценции, полученные в идентичных условиях измерения. Спектры обозначены наименованием исходного материала и температурой синтеза.

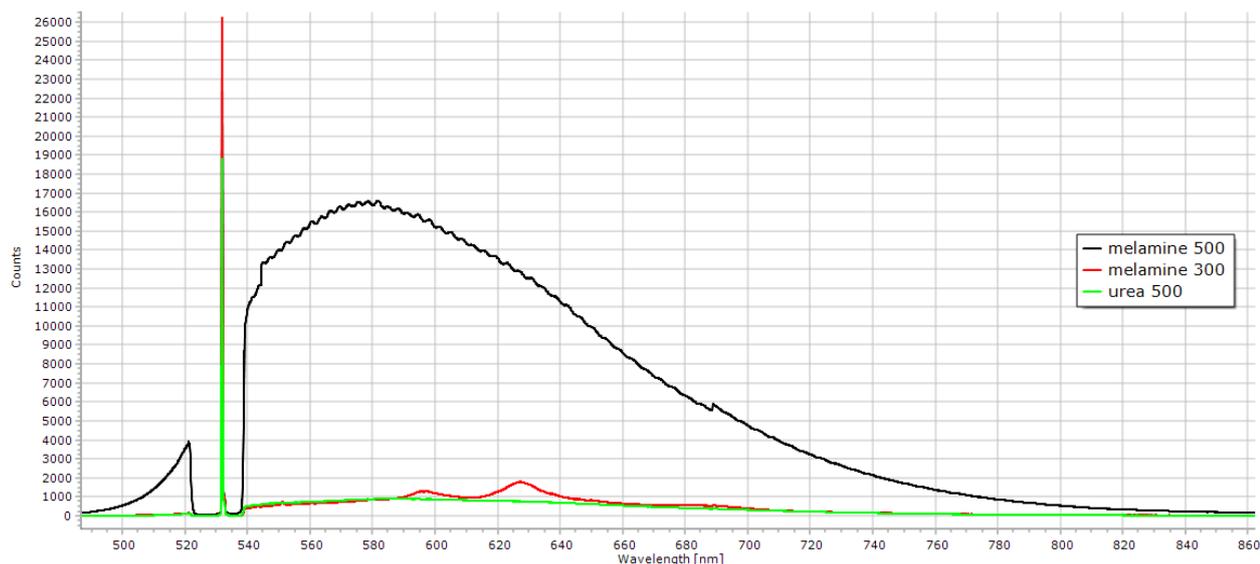


Рис. 1. Спектры люминесценции  $g\text{-C}_3\text{N}_4$ .

## 3. Пропускание

Для измерения пропускания света видимого диапазона, образцы перетирались в агатовой ступке и помещались между покровными стёклами. В качестве источника белого света использовался прибор ИС-2Г-150, основой которого является галогеновая лампа. Пропускание рассчитывалась по формуле

$$T = \frac{I}{I_0}$$

где  $I$  интенсивности проходящего света, а  $I_0$  интенсивность падающего света. На рис. 2 представлен спектр пропускания полученных образцов.

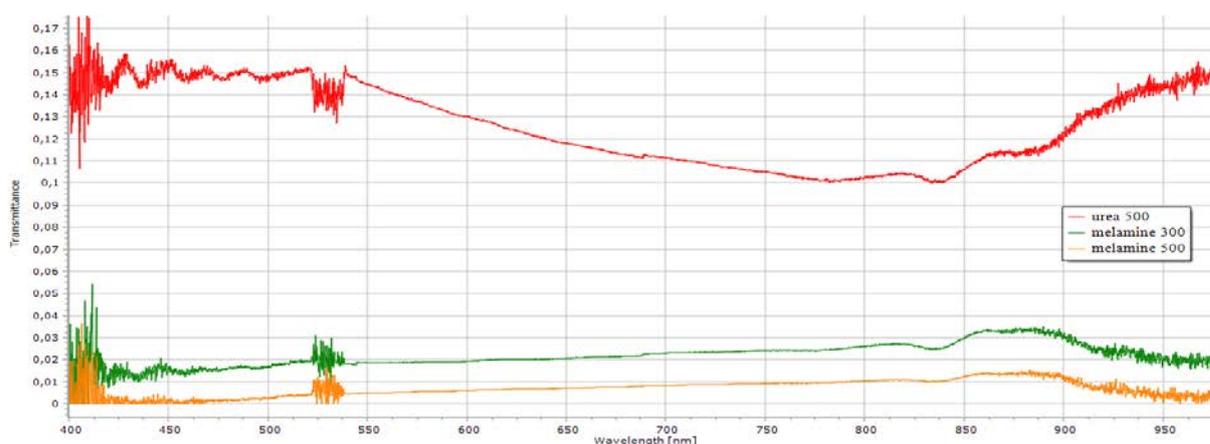


Рис. 2. Спектры пропускания видимого диапазона  $g\text{-C}_3\text{N}_4$ .

### 3. Относительный квантовый выход

Образцом сравнения для определения относительного квантового выхода являлся водный 0,01% раствор родамина В, квантовый выход которого составляет 31%. [4] Относительный квантовый выход рассчитывался по формуле:

$$Q_y = Q_{et} \frac{S_{dye}}{S_{et}},$$

где  $Q_{et} = 0,31$  Абсолютный квантовый выход  $S_{dye}=417500$  и  $S_{et}=740700$  площади под спектрами флуоресценции. В нашем эксперименте относительный квантовый выход составил 17%. Спектр люминесценции  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  и Родамин В представлены на рис.3.

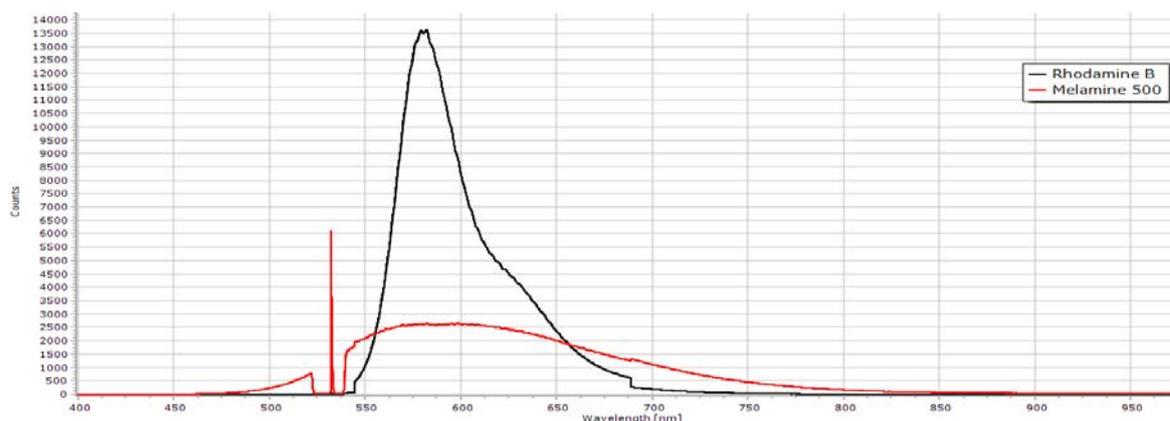


Рис. 3. Спектр люминесценции  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  и Родамин В.

### Выводы

В работе успешно получены образцы графитоподобного нитрида углерода с высокой флуоресценцией. Наилучшими оптическими свойствами с точки зрения излучающей способности обладает образец, полученный разложением меламина при  $500^\circ\text{C}$ , так как имеет наименьшее пропускание видимого света и наибольшее излучение. Также вызывает интерес интенсивность люминесценции в антистоксовом пространстве, которая составляет 25% от наибольшего пика в стоксовом пространстве или 15% от площади спектра в стоксовом пространстве. Относительный квантовый выход наиболее флуоресцентного образца составил 17%.

Работа выполнена по гос. заданию, тема № 0069-2016-0004.

### Список литературы

1. G. Dong, Y. Zhang, Q. Pan, and J. Qiu, "A fantastic graphitic carbon nitride ( $g\text{-C}_3\text{N}_4$ ) material: Electronic structure, photocatalytic and photoelectronic properties," *J. Photochem. Photobiol. C Photochem. Rev.*, vol. 20, no. 1, pp. 33–50, 2014.
2. P. V. Zinin *et al.*, "Anomalous fluorescence of the spherical carbon nitride nanostructures," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 633, pp. 95–98, 2015.
3. N. A. Mohamed *et al.*, "The influences of post-annealing temperatures on fabrication graphitic carbon nitride, ( $g\text{-C}_3\text{N}_4$ ) thin film," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 489, no. March, pp. 92–100, 2019.
4. D. Magde, G. E. Rojas, and P. G. Seybold, "Solvent dependence of the fluorescence lifetimes of xanthene dyes," *Photochem. Photobiol.*, vol. 70, no. 5, pp. 737–744, 1999.

## OBTAINING AND RESEARCH THE OPTICAL PROPERTIES GRAPHITIC CARBON NITRIDE

Trainee Researcher Bogomolov A.B.<sup>1,2</sup>, Postgraduate Shtelman L.V.<sup>1</sup>,  
Leading Researcher, PhD Zinin P.V.<sup>1</sup>, Doctor of Chemical Sciences Kutvickii V.A.<sup>2</sup>,  
Doctor of Physical and Mathematical Sciences Bulatov M.F.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>Russian Technological University

Bogomolov1395@gmail.com

The carbon nitride was synthesized by thermal decomposition of melamine and urea. Research fluorescent properties of the obtained samples, a laser emitting at a wavelength of 532 nm was used as an excitation source. Research transmittance spectra in the visible range. Measurement relative quantum yield.

**Keywords:** graphitic carbon nitride synthesis of g-C<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, fluorescence, Transmittance in the visible range, relative quantum yield



## ВОЗМОЖНОСТИ НЕИНВАЗИВНОГО МОНИТОРИНГА АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ ПО ДАННЫМ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛА ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ ТРЕХКАНАЛЬНЫМ ДАТЧИКОМ НОВОГО ТИПА

м.н.с. Мансуров Г.К.<sup>1</sup>, в.н.с., к.ф.-м.н., доцент Анциперов В.Е.<sup>1</sup>,  
с.н.с., к.ф.-м.н. Данилычев М.В.<sup>1</sup>, г.н.с., д.ф.-м.н., академик РАН Бугаев А.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт (МФТИ)

gmansurov@mail.ru, antciperov@cplire.ru, dan496@yandex.ru, bugaev@cplire.ru

В работе рассматриваются результаты использования датчика нового типа для непрерывного неинвазивного измерения артериального давления (АД). В основу его работы положен принцип локальной компенсации давления. Позиционирование датчика на теле осуществляется на основе метода дифференциальной обработки данных трехканальной регистрации сигнала пульсовой волны, аналогичного применяемому в радиолокации методу наведения на цель. Миниатюрность измерительного элемента датчика и возможность его точного позиционирования непосредственно в зоне измерения на малых и очень малых (1 мм или менее) площадках упругих поверхностей, таких как кожа и прилегающие ткани человеческого тела, позволяет обеспечить повышенное качество измерения АД, непрерывность измерения параметров и минимизацию уровня сторонних возмущений. Приводятся примеры измерения для некоторых поверхностных артерий человеческого тела.

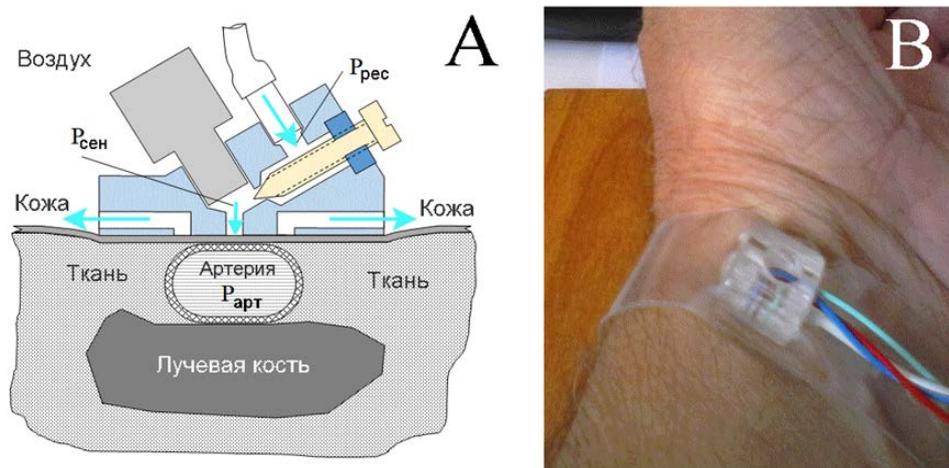
**Ключевые слова:** артериальное давление, неинвазивные методы измерения, гемодинамика, пульсовая волна, пневматический датчик, позиционирование

Сердечно-сосудистые и цереброваскулярные заболевания, представленные в официальной статистике, как болезни системы кровообращения (БСК) являются ведущими причинами смертности населения в Российской Федерации, на их долю в числе умерших от всех причин приходится более 55% смертей [1]. При диагностике и лечении этих заболеваний активно используется информация о состоянии системы кровообращения и отдельных ее органов, которая получается из анализа данных, полученных при

измерении артериального давления (АД) в доступных для этого участках человеческого тела. Инвазивный способ измерения артериального давления (АД) является наиболее точным и достоверным. Однако, в силу повышенной травматичности самого метода и жестких профессиональных требований к персоналу, этот способ используется только при острой необходимости проведения именно такого вида исследования, в стационарных условиях, под непрерывным контролем квалифицированного и сертифицированного медперсонала. Данный метод заведомо не позволяет вести непрерывный мониторинг состояния пациента в его повседневной деятельности, отслеживать реальную гемодинамику и текущее состояние сердечно-сосудистой системы.

Большинство современных методов неинвазивного измерения артериального давления 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 [2]. Например, при мониторинге АД по методу Пенъяза для этих целей используют принцип объемной компенсации, эксплуатирующий идею динамической “разгрузки (unloading) стенок сосудов” [3]. 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 и вносит дополнительные возмущения в суммарную волновую картину. Кроме этого, весьма затруднительным представляется организация непрерывной записи сигнала пульсовой волны в течение многих сердечных циклов при динамически изменяющейся реальной нагрузке и в разных местах человеческого тела. С технической точки зрения не представляет принципиальной трудности использование для обработки уже записанного сигнала вновь разрабатываемых или же уже существующих стандартных программных пакетов, а также передача такого сигнала радиотехническими средствами. Вместе с тем само получение такого сигнала с минимумом артефактов и максимумом достоверности остается значительной проблемой.

Для преодоления этой проблемы был разработан 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 ранее уникальному способу компенсационного измерения давления на очень малых площадках ( $1 \text{ мм}^2$  и менее) [4].



**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 на запястье пациента (В).

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 [5-7]. 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 варианте принцип локальной компенсации давления реализуется на основе работы своеобразного клапана давления для камеры с постоянным притоком воздуха извне (из ресивера).

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 рисунке 2.

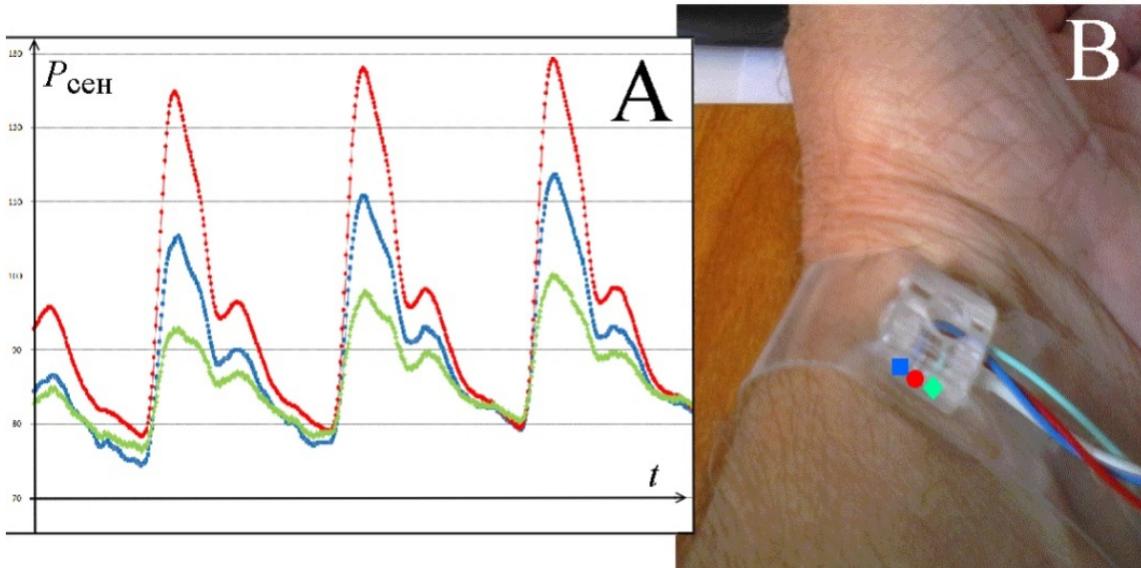


Рис. 2. Характерный вид измеренной датчиком пульсовой волны АД (А) в зависимости от положения измерительного элемента датчика: ● – контактная площадка точно над лучевой артерией, ■, ◆ – контактная площадка смещена влево, вправо от центра лучевой артерии.

Видно, что при смещении датчика влево или вправо от плоскости симметрии уменьшается измеряемое значение АД и искажается соотношение различных элементов кривой (рис.2). Детальное исследование 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. В симметричных же относительно артерии позициях графики пульсовой волны практически повторяют друг друга, хотя и могут иметь, как это хорошо видно из рис.3, определенные индивидуальные отличия. Эти отличия проявляются наиболее ярко в стадии диастолы (см. рис.3).

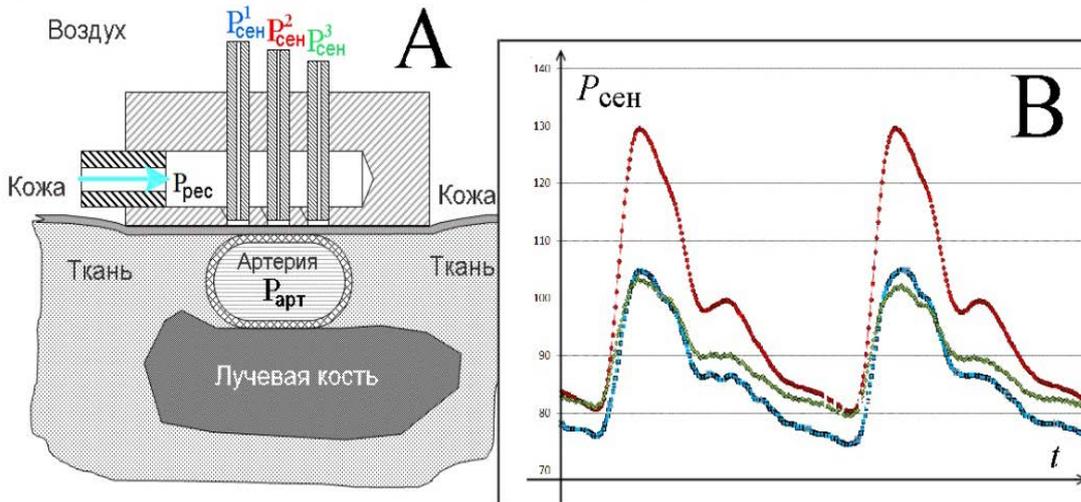
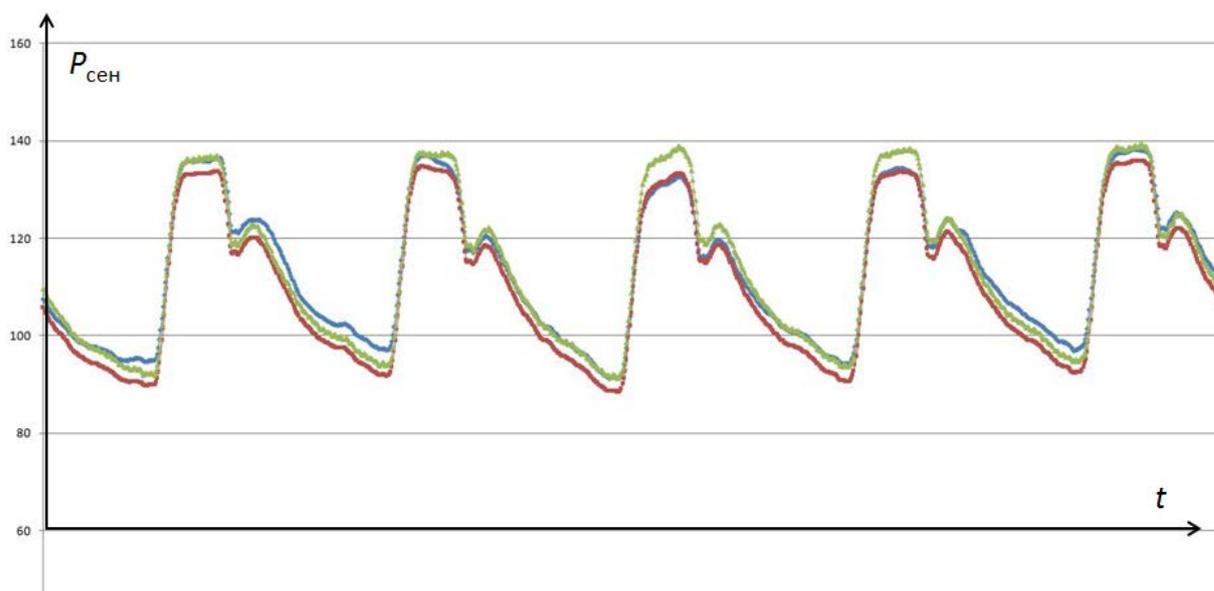


Рис. 3. Локально-компенсационное измерение АД датчиком с трехкамерным измерительным элементом (А), реализующим трехканальные синхронные измерения пульсовой волны (В).

Сделанное наблюдение, по аналогии с применяемым в радиолокации методом наведения на цель, 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 рисунке 3. Детали технической реализации датчика отражены в полученном авторами патенте [6]. В заявленной конструкции основная задача крайних камер состоит в контроле позиционирования центрального измерительного элемента. Именно, правильному расположению измерителя соответствует максимальное совпадение величин нормированных сигналов по боковым каналам (см. рис.3) или же разница этих величин близкая к нулю. При этом не существенно то, что в этих каналах не удастся добиться полной “разгрузки” боковых стенок артерии и поэтому сигнал АД в них существенно искажен. Важно, что при совпадении величин 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 теле 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 и 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). Для случая лучевой артерии экспериментально найденный критерий наилучшего положения – максимальный размах сигнала центрального канала должен вдвое превосходить размах симметричных сигналов в боковых каналах. Датчик данного типа можно использовать для измерения параметров АД не только лучевой, но и других доступных для пальпации артерий (сонной, височной, локтевой, плечевой, бедренной, подколенной и т.д.).

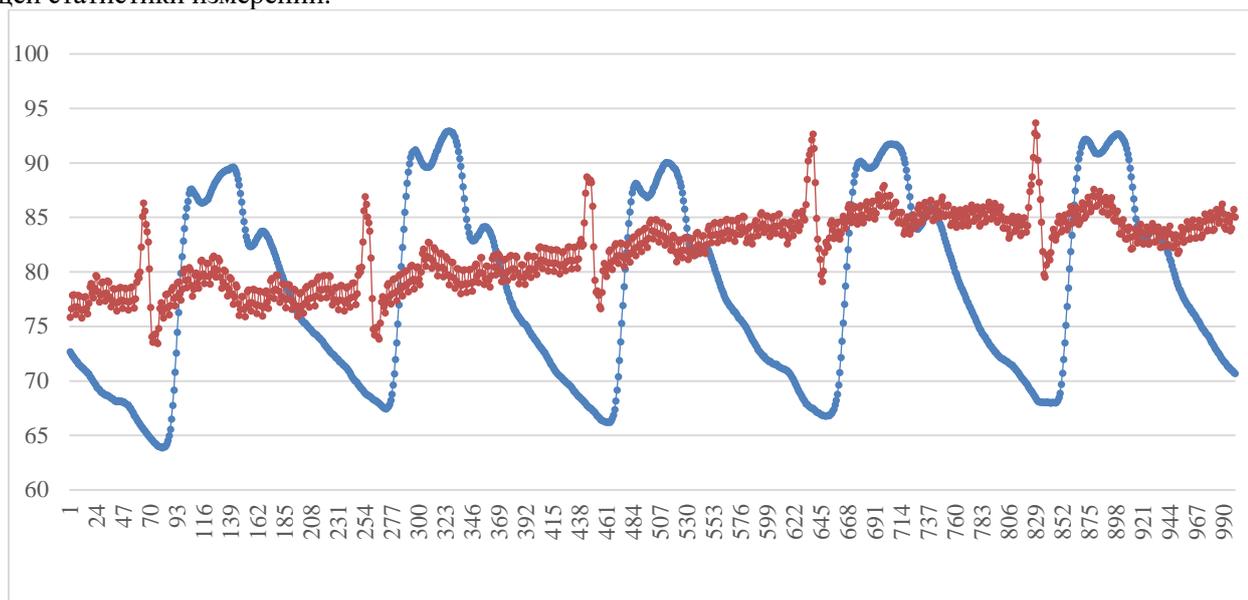


**Рис. 4.** Вид измеренной датчиком пульсовой волны АД для случая сонной артерии в зависимости от положения измерительного элемента датчика: ● – контактная площадка точно над сонной артерией, ■, ◆ – контактная площадка смещена влево, вправо от центральной оси сонной артерии.

На рис.4 приведен пример измерения параметров АД для случая сонной артерии того же пациента и тем же датчиком, как и на рис.2-3. В этом случае динамика поведения АД отражает, в частности, состояние аорты и характеризует уровень кровоснабжения мозга. На рис.5 демонстрируется совместная синхронная работа пневматического датчика и интегрированного в систему ЭКГ-измерителя. Частота оцифровки АЦП датчика в нашем случае составляет 250 Гц, т.е. дает расстояние между точками по оси абсцисс ~ 4 мсек.

Из сравнения графиков на рис.2-5 следует наличие характерных для каждой исследуемой артерии индивидуальностей, регистрируемой в данном месте человеческого тела параметров пульсовой волны. Кроме этого, на рис.4 хорошо видно, что очевидное влияние на соотношение уровня центрального и боковых сигналов оказывает существенно больший, чем в случае лучевой, размер сечения сонной

артерии. В целом, порядок измерения, интерпретации и использования такой информации в дальнейшем требует согласованной работы разработчиков аппаратуры и кардиологов, а также набора соответствующей статистики измерений.



**Рис. 5.** Синяя кривая - динамика артериального давления по центральному каналу датчика при правильном позиционировании измерительного элемента на височной артерии. Красная – измеренный синхронно с АД электрокардиографический сигнал (в усл.ед.).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-29-02108 мк.

#### Список литературы

1. Чазова И.Е., Ощепкова Е.В., Жернакова Ю.В. Диагностика и лечение артериальной гипертонии. Клинические рекомендации //Кардиологический вестник. №1. 2015. с.5-30.
2. 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>.
3. 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>.
4. 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.
5. Goldmann, H. Uber Applanationstonometrie / H. Goldmann, T. Schmidt // Ophthalmologica, Vol. 134, 1975, pp. 221–242.
6. Анциперов В.Е., Мансуров Г.К. и др. Патент на изобретение 2675066 «Монолитный трёхкамерный пневматический сенсор с встроенными дроссельными каналами для непрерывного неинвазивного измерения артериального давления», приоритет от 26.02.2018 г., опубликовано 14.12.2018, Бюллетень. № 35
7. Анциперов В.Е., Мансуров Г.К., Данилычев М.В. Метод позиционирования пневматического датчика неинвазивного мониторинга артериального давления по данным трехканальной регистрации сигнала пульсовой волны //Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации: Материалы 11-ой Международной научно-технической конференции, 7-10 октября 2018г. /Российское НТОРЭС им. А.С. Попова. Суздаль. Россия. 2018. с.140-144.
8. Antsiperov, V., Mansurov, G., Danilychev, M. and Churikov, D. Non-Invasive Blood Pressure Monitoring with Positionable Three-chamber Pneumatic Sensor. //Proceedings of the 12th International Joint Conference on Biomedical Engineering Systems and Technologies (BIOSTEC 2019) - Volume 5: HEALTHINF, pp. 462-465. ISSN: 2184-4305. ISBN: 978-989-758-353-7. © 2019 by SCITEPRESS – Science and Technology Publications, Lda. DOI: 10.5220/0007574904620465.
9. В.Е.Анциперов, М.В.Данилычев, Г.К.Мансуров Технология неинвазивного мониторинга артериального давления по данным регистрации сигнала пульсовой волны трехканальным датчиком нового типа. //Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar19/1/text.pdf> DOI: 10.30898/1684-1719.2019.3.1.

## POSSIBILITIES OF NON-INVASIVE MONITORING OF BLOOD PRESSURE ACCORDING TO THE REGISTRATION OF THE PULSE WAVE SIGNAL WITH A NEW TYPE OF THREE-CHANNEL SENSOR

junior researcher Mansurov G.K.<sup>1</sup>, leading researcher, Ph.D., associate professor Antsiperov V.E.<sup>1</sup>, senior researcher, Ph.D. Danilychev M.V.<sup>1</sup>, chief researcher, D.Sc., academician of RAS Bugaev A.S.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS*

<sup>2</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology*

gmansurov@mail.ru, antciperov@cplire.ru, dan496@yandex.ru, bugaev@cplire.ru

In the diagnosis and treatment of cardiovascular and cerebrovascular diseases, information is actively used on the state of the circulatory system and its individual organs. Such information, in particular, comes from the analysis of data obtained from measuring blood pressure (BP) in the accessible parts of the human body. A new type of sensor for continuous non-invasive blood pressure measurement is being considered here. Its work is based on the principle of local pressure compensation. The positioning of the sensor is carried out on the basis of the method of differential data processing of a three-channel recording of a pulse wave signal, similar to the method used for radar guidance on the target. The report provides examples of measurements for some surface arteries of the human body.

**Key words:** blood pressure, non-invasive measurement methods, hemodynamics, pulse wave, pneumatic sensor, positioning



## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА СО ВСТРОЕННЫМ КАНАЛОМ ЭКГ ДЛЯ НЕИНВАЗИВНОГО ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ

в.н.с., к.ф.-м.н., доцент Анциперов В.Е.<sup>1</sup>, м.н.с. Мансуров Г.К.<sup>1</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н. Данилычев М.В.<sup>1</sup>, г.н.с., д.ф.-м.н., академик РАН Бугаев А.С.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт (МФТИ)*

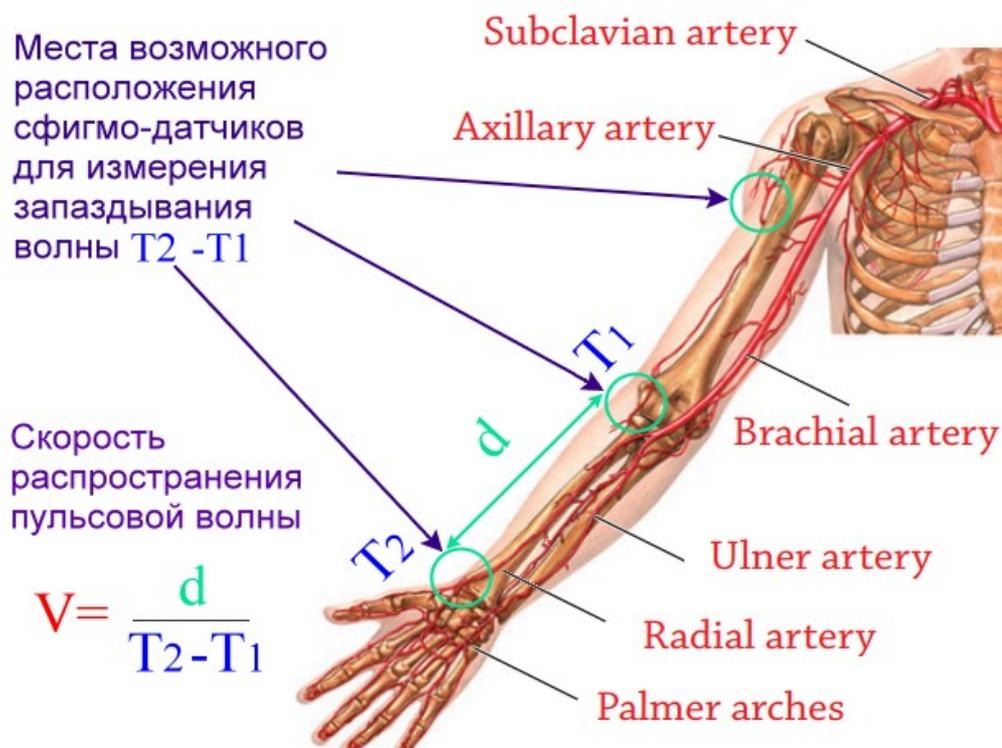
antciperov@cplire.ru, gmansurov@mail.ru, dan496@yandex.ru, bugaev@cplire.ru

В докладе рассматриваются возможности неинвазивного измерения скорости распространения пульсовой волны (СРПВ) артериального давления с помощью разработанного авторами пневматического датчика со встроенным каналом ЭКГ. Знание величины этого параметра, наряду с неинвазивным мониторингом систолического артериального давления (АД) и непрерывным анализом динамики пульсовой волны позволяет отслеживать текущее состояние сердечно-сосудистой системы, и проводить, в том числе, диагностику клинических и субклинических проявлений атеросклероза.

**Ключевые слова:** пульсовая волна, пневматический датчик, ЭКГ, атеросклероз, неинвазивные измерения, ранняя диагностика

Обнаружение субклинического (до клинических проявлений) атеросклероза является важной проблемой снижения рисков сердечно-сосудистых заболеваний. В субклинической стадии атеросклероз представляет собой процесс постепенной утраты кровеносными сосудами своих основных функций. Во многом

это связано с повышением жесткости артериальных стенок. Следствием этого являются повышенное артериальное давление и избыточное напряжение стенок, которые, в свою очередь, вызывают эндотелиальную дисфункцию, ускоряют образование атеромы и стимулируют чрезмерное производство коллагена и отложение его в стенках артерий. Проявления атеросклероза наиболее надежно обнаруживаются по изменениям внутренних органов при исследовании сердца, почек и артерий. Но, наибольший интерес, для диагностики особенностей субклинической фазы вызывают неинвазивные методы исследования. Как правило, это методы связанные со структурной и функциональной оценкой состояния кровеносных сосудов. Например, ангиодинография сонной артерии (ультразвуковое доплеровское исследование) с оценением толщины комплекса интима-медиа (ТКИМ) и характеристик бляшек, а также метод оценки лодыжечно-плечевого индекса (ЛПИ) для выявления бессимптомного заболевания периферических артерий. Особый интерес представляют методы, основанные на неинвазивном измерении систолического артериального давления (АД) и анализе динамики пульсовой волны как прямых показателей состояния сердечно-сосудистой системы. В последние годы удалось связать эти параметры с параметрами жесткости и старения сосудов, которые напрямую связаны с эндотелиальной дисфункцией. Показано, что увеличение жесткости сосудов ведет к повышению систолического АД ввиду неполного перехода кинетической энергии потока крови из левого желудочка сердца в потенциальную энергию растягивающейся стенки аорты. Поэтому наблюдаемое повышение систолического АД может вполне служить необходимым индикатором увеличения артериальной жесткости и, как следствие, развития атеросклероза. Вместе с тем, другим важным показателем на практике признается величина измеренной скорости распространения пульсовой волны (СРПВ), т.е. скорости распространяющейся по артериям волны повышенного давления, вызванной выбросом крови из левого желудочка сердца в период систолы. Естественным подходом к измерению СРПВ представляется измерение величины запаздывания волны (PWTT – pulse wave transit time) между парой заданных поперечных сечений артерии. Для этого обычно используют пару сфигмометрических датчиков, расположенных проксимально над поверхностными сосудами (артериями) и дистально по отношению к сердцу (на сонной, бедренной, лучевой, и других артериях), см. рис. 1.



**Рис. 1.** Возможные позиции расположения сфигмометрических датчиков для измерения СРПВ. По измеренной величине запаздывания волны  $\Delta T = T_2 - T_1$  и расстоянию  $d$  между датчиками, СРПВ находится как отношение  $V = d/\Delta T$ .

Зная расстояние  $d$  между датчиками и определив время запаздывания волны между ними  $\Delta T$ , СРПВ  $V$  рассчитывают в виде отношения этих величин:

$$V = d/\Delta T = d/(T_2 - T_1), \quad (1)$$

где  $T_2$  и  $T_1$  – моменты времени прохождения некоторого маркера пульсовой волны, например, ее фронта для каждого из датчиков.

Первый консенсус по вопросам методологии и клинических применений оценки артериальной жесткости был достигнут в 2006 году [1]. Измерение СРПВ было признано простым, но вполне достоверным

методом для использования в клинической практике. Позднее была опубликована работа, которая зафиксировала региональный консенсус российских специалистов по этому вопросу [2] и по результатам исследований признала данный метод “золотым стандартом”.

В предшествующие годы авторами доклада разрабатывался и экспериментально тестировался датчик нового типа для регистрации динамики пульсового артериального давления (АД) – пневматический датчик непрерывного неинвазивного мониторинга артериального давления [3-6]. Различные варианты данного прибора были протестированы в многочисленных экспериментах и верифицированы с положительным заключением по отношению к традиционным тонометрам (сфигмоманометрам). Было показано, что при правильном позиционировании измерительного датчика максимумы и минимумы измеряемой пульсовой волны соответствуют систолическому и диастолическому показаниям, полученным как с помощью механического (AND UA-100), так и электронного (Omron R2) тонометров. Преимуществом разработанного датчика признан непрерывный режим измерения динамики АД. Он позволяет не только определять систолическое/диастолическое показатели давления, но и отслеживать их текущие значения и динамику, как внутри единичного цикла, так и в течение многих (связанную с дыханием и пр. вегетативной регуляцией), см. рис. 2А.

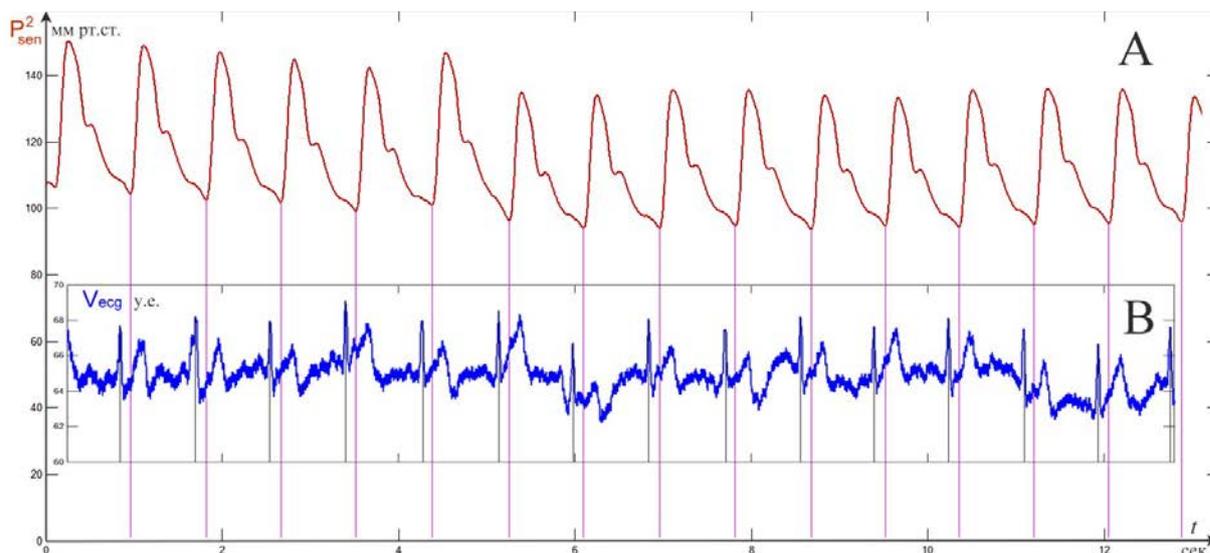


Рис. 2. А – 14 сек динамика артериального давления по центральному каналу датчика при правильном позиционировании измерительного элемента на запястье. В – измеренный синхронно с АД электрокардиографический сигнал  $V_{ecg}$  (в усл.ед.).

Проведенные эксперименты подтолкнули к разработке и интеграции в пневматический датчик дополнительного синхронного канала измерения электрокардиографического (ЭКГ) сигнала. Целью подобной модификации стало желание точнее связать динамику пульсовой волны АД с ритмической активностью сердца. Поскольку для оценки ритма традиционно используется последовательность R-зубцов QRS-комплексов, а для определения их положения не требуется ЭКГ высокого разрешения, была разработана упрощенная схема одноканального усилителя кардиосигналов. Разработанная оригинальная схема подключения электродов позволила работать без нейтрального электрода и токопроводящего геля. Дополнительный канал ЭКГ позволяет сравнивать форму задающего сердечное сокращение электрического сигнала (входа) и форму результирующей пульсовой волны АД (выхода) в одной из возможных позиций, например, запястье (см.рис.1,2). На основе анализа взаимосвязи между входом и выходом сердечно-сосудистой системы можно известными в радиофизике методами оценить ряд ее частотно-временных характеристик. В частности, одной из таких характеристик является время задержки пульсовой волны АД по отношению к R зубцу ЭКГ (РТТ – pulse transit time). На рис.2 показана динамика синхронно измеренных сигнала АД на запястье и ЭКГ. На каждом из сигналов отмечены положения R-зубцов и маркеров фронтов пульсовой волны АД, являющихся причиной и следствием событий выброса крови из левого желудочка сердца в периоды систол. В табл.1 представлены моменты времени этих маркеров и количественные значения РТТ – времени задержки пульсовой волны. По этим данным несложно найти среднее  $\sim 115.5$  мсек и стандартное отклонение  $\sim 6.7$  мсек задержек пульсовой волны АД, откуда относительная ошибка определения РТТ составляет  $\sim 5\%$ .

Возвращаясь к проблеме измерения скорости распространения пульсовой волны (СРПВ) отметим, что имея датчик измерения АД с дополнительным каналом ЭКГ можно вместо пары синхронных сфигмометрических датчиков обойтись одним, измеряющим поочередно задержку пульсовой волны РТТ (по отношению к R-зубцам ЭКГ) в разных позициях над артерией. При этом  $PWTT \Delta t$  между этими позициями, очевидно, будет разностью измеренных РТТ. Заметим, что ввиду стабильности значений РТТ, в смысле независимости их от ритма сердечных сокращений, результирующее  $PWTT$  также не зависит от вариабельности сердечного ритма (ВСР). Более того, экспериментально найдено, что после усреднения

по ~ 10 парам R–зубцов и маркеров пульсовой волны среднее РТТ практически не зависит от варибельности формы QRS комплекса ЭКГ, в результате чего стандартное отклонение РТТ определяется только частотой оцифровки АЦП датчика (которое в нашем случае составляет 250 Гц, т.е. дает std ~ 4 мсек). То же самое, очевидно будет относиться и к величине  $PWTT \Delta T$ .

**Таблица 1.** Моменты времени R–зубцов, фронтов АД волн (сек) и задержек (мсек)

№ п/п	R зуб. ЭКГ	фронт АД	РТТ	№ п/п	R зуб. ЭКГ	фронт АД	РТТ
1	0.840	0.960	120	8	6,840	6,960	120
2	1.700	1,820	120	9	7,712	7,816	104
3	2.540	2,664	124	10	8,560	8,676	116
4	3.400	3,516	116	11	9,396	9,516	120
5	4.276	4,376	100	12	10,236	10,356	120
6	5.140	5,256	116	13	11,096	11,204	108
7	5.980	6,096	116	14	11,936	12,048	112

При всей привлекательности изложенной выше схемы измерения СРПВ, оказалось, что существует еще более замечательная возможность определения СРПВ с помощью единственного модифицированного пневматического датчика и без необходимости изменения его позиции. Здесь идея состоит в том, чтобы в качестве одной из позиций выбрать “виртуальную” позицию – вблизи аортального клапана, а в качестве второй (постоянной) позиции использовать то месторасположение датчика, где измерение АД осуществимо легче всего (см. рис.1). Обоснованием для предложенного подхода является то обстоятельство, что виртуальная задержка (по отношению к R-зубцу ЭКГ) формируемой сразу за выходом аорты пульсовой волны, называемая в отечественной литературе “периодом предизгнания”, а в англоязычной PEP – “pre-ejection period” (см. рис.2B), является достаточно устойчивым физиологическим параметром. Выбирая для расчета по этой схеме табличные значения (табл.1), связанные с данными рис.2:  $PTT = 116$  мсек и  $d = 700$  мм, мы получим оценку СРПВ  $\bar{V} = 11$  м/сек. Расчеты показывают, что относительная ошибка определения  $V$  при этом может достигать  $\pm \sigma / (PTT - \overline{REP}) \cdot 100\% = 20\%$  или  $\pm 2$  м/сек. На основе обсуждаемых в докладе результатов уже можно сделать определенные выводы. Во-первых, несмотря на то, что сама величина СРПВ измеряется разными методами и исследователями с достаточно большой относительной ошибкой ~ 20%, этих измерений вполне достаточно для диагностики самого факта наличия атеросклероза. Так, например, согласно [7] для групп здоровых пациентов и пациентов с атеросклеротическим поражением сосудов диапазоны СРПВ составляют  $8.76 \pm 1.65$  м/с и  $10.33 \pm 1.46$  м/с. Ясно, что потенциально эти диапазоны вполне укладываются в точностные возможности нашего метода. Во-вторых, несмотря на очевидную необходимость накопления и обработки большого объема статистики, уже на данном этапе можно высказать предположения о перспективности предложенной методологии для диагностики ранних стадий атеросклероза.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-29-02108 мк.

### Список литературы

1. Laurent S, Cockcroft J, Van Bortel L, et al. Expert consensus document on arterial stiffness: methodological issues and clinical applications //Eur Heart J. 2006; 27:2588-605. DOI: <http://doi.org/10.1093/eurheartj/ehl254>.
2. Васюк Ю.А., Иванова С. В., Школьник Е. Л. и др. Согласованное мнение российских экспертов по оценке артериальной жесткости в клинической практике // Кардиоваскулярная терапия и профилактика, 2016; 15(2): 4–19. DOI: 10.15829/1728-8800-2016-2-4-19.
3. Анциперов В.Е., Мансуров Г.К. и др. Патент на изобретение 2638712 «Пневматический сенсор для непрерывного неинвазивного измерения артериального давления», приоритет от 07.11.2016 г., опубликовано 15.12.2017, Бюллетень. № 35.
4. Antsiperov, V., Mansurov, G., Danilychev, M. and Churikov, D. Non-Invasive Blood Pressure Monitoring with Positionable Three-chamber Pneumatic Sensor. //Proceedings of the 12th International Joint Conference on Biomedical Engineering Systems and Technologies (BIOSTEC 2019) - Volume 5: HEALTHINF, pp. 462-465. ISSN: 2184-4305. ISBN: 978-989-758-353-7. © 2019 by SCITEPRESS – Science and Technology Publications, Lda. DOI: 10.5220/0007574904620465.
5. В.Е.Анциперов, М.В.Данилычев, Г.К.Мансуров Технология неинвазивного мониторинга артериального давления по данным регистрации сигнала пульсовой волны трехканальным датчиком нового типа. //Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 3. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/mar19/1/text.pdf> DOI: 10.30898/1684-1719.2019.3.1
6. Анциперов В.Е., Мансуров Г.К. и др. Патент на изобретение 2675066 «Монолитный трёхкамерный пневматический сенсор с встроенными дроссельными каналами для непрерывного неинвазивного измерения артериального давления», приоритет от 26.02.2018 г., опубликовано 14.12.2018, Бюллетень. № 35.
7. Young-Soo Lee, Kee-Sik Kim, et al. Clinical Implication of Carotid-Radial Pulse Wave Velocity for Patients with Coronary Artery Disease. //Korean Circ J. A36(8), 2006, pp 565-572. DOI: <https://doi.org/10.4070/kcj.2006.36.8.565>.

## USING A PNEUMATIC SENSOR WITH AN INTEGRATED ECG CHANNEL FOR NON-INVASIVE MEASUREMENT OF THE PROPAGATION VELOCITY OF A PULSE WAVE OF BLOOD PRESSURE

leading researcher, Ph.D., associate professor Antsiperov V.E.<sup>1</sup>, junior researcher Mansurov G.K.<sup>1</sup>, senior researcher, Ph.D. Danilychev M.V.<sup>1</sup>, chief researcher, D.Sc., academician of RAS Bugaev A.S.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS*

<sup>2</sup> *Moscow Institute of Physics and Technology*

antsiperov@cplire.ru, gmansurov@mail.ru, dan496@yandex.ru, bugaev@cplire.ru

The report discusses the possibility of non-invasive measurement of the propagation velocity of the pulse wave of blood pressure using a new type of pneumatic sensor with an integrated ECG channel. Knowledge of the value of this parameter, along with non-invasive monitoring of systolic blood pressure (BP) and continuous analysis of the dynamics of the pulse wave, allows you to control the current state of the cardiovascular system, and to carry out, including diagnosis of clinical and subclinical manifestations of atherosclerosis.

**Key words:** pulse wave, pneumatic sensor, ECG, atherosclerosis, non-invasive measurements, early diagnosis



## ГЕНЕРАЛИЗАЦИЯ УЧАСТКОВ КОРЫ ГОЛОВНОГО МОЗГА КАК MESH-СЕТИ СООБЩАЮЩИХСЯ НЕЙРОНОВ

*внс, к.ф.-м.н., доцент Анциперов В.Е., аспирант Кершнер В.А.*

*Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В.А. Котельникова РАН*

antsiperov@cplire.ru, vladislav.kershner@cplire.ru

В работе показано, что если рассматривать нейронную сеть коры головного мозга как некоторую сеть связанных равнозначных узлов, то приходится предполагать, что такая сеть должна быть синхронизована по времени некоторой широкополосной трансляцией сообщений. Если такие широкополосные сигналы действительно имеют место, то они должны иметь общие характеристики и распространяться по всей сети – по коре головного мозга. На сегодняшний день в литературе имеется мало данных о подобной генерализации за исключением случаев, ограниченных во времени эпилептических разрядов, пароксизмальной активности и других проявлений синхронизации. В данной работе мы показываем, что если рассматривать активность коры головного мозга на значительных временных промежутках, превышающих традиционно принятые, то можно обнаружить эффекты, сходные с генерализованной синхронизацией. Причем в здоровой коре эти эффекты проявляются отчетливее, чем при нарушениях, например, при черепно-мозговых травмах.

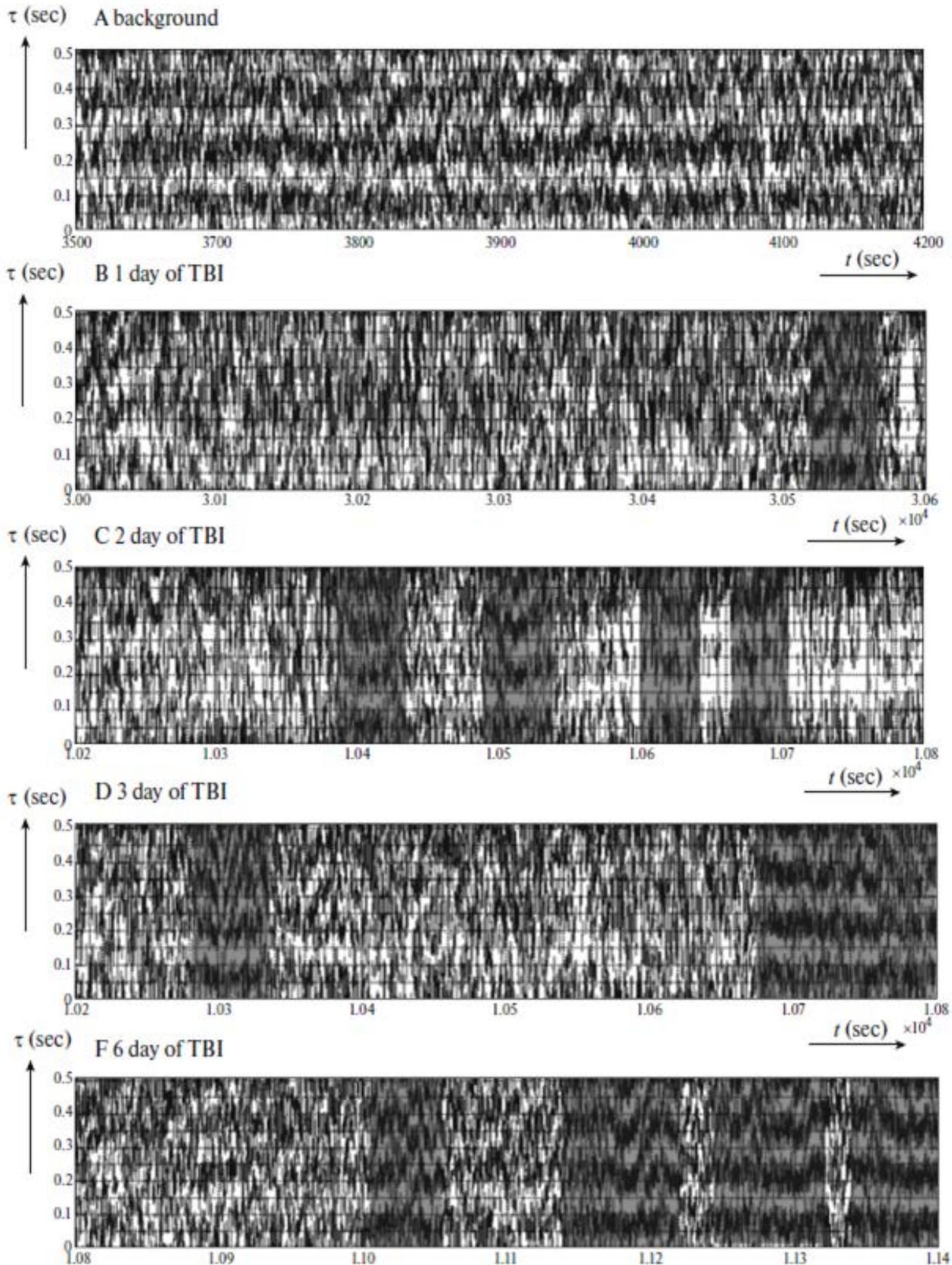
**Ключевые слова:** генерализация активности нейронов, кора головного мозга, нейронные сети, mesh-сети, синхронизация сетей, спектр ЭЭГ, многомасштабный корреляционный анализ

### Введение

В настоящее время в когнитивных науках уделяется большое внимание изучению природы процессов синхронизации в головном мозге. В частности, к таким процессам относится аномальная нейронная синхронизация, связанная с психическими расстройствами. Однако, есть данные о том, что синхронизация может иметь место и в нормальном состоянии коры.

Синхронные ритмы представляют основной механизм формирования временной координации корковых нейронов мозга. За последние 30 лет модельная и экспериментальная работа достигла больших успехов

в выяснении базовых механизмов формирования этих ритмов. Однако имеется всё еще мало данных о процессах согласования активности одиночного нейрона с другими, в том числе и удаленными на большие расстояния, нейронами в сети головного мозга.



*Рис. 1. МКА представление ЭЭГ-сигнала перед ЧМТ (А) и после ЧМТ на первый, второй, третий и шестой дни (В, С, D, F); серый фон выделяет фрагменты квазипериодического поведения ЭЭГ-сигнала после ЧМТ. Локальный период  $\tau$  ЭЭГ-сигнала, содержащий фрагмент эпилептического приступа.*

Для более детального изучения нейробиологических процессов проводятся исследования на животных моделях. Здесь, для контрастирования источников, генераторов синхронизации можно использовать прямое вмешательство в работу мозга, например, посредством организации черепно-мозговой травмы, вызванной латеральным гидродинамическим ударом [1]. Для обнаружения нейронного взаимодействия между различными областями мозга проводится диагностика модели с помощью многоэлектродной записи и средств нейровизуализации – электроэнцефалографии (ЭЭГ).

В работе рассматриваются результаты задач, связанных с обнаружением и мониторингом сигналов коры головного мозга, которые были получены ранее [2]. В частности ниже обсуждается вопрос о существовании системы синхронизации по времени между удаленными участками коры головного мозга. В сравнении с искусственными нейронными сетями, некоторые корковые клетки периодически генерируют пачки импульсов. Эти нейроны способны служить генераторами ритмов для синхронизации колебаний других нейронов в коре головного мозга.

#### **Анализ синхронизации нейронов коры головного мозга.**

Основная цель работы заключается в изучении процессов генерализированной синхронизации в нейронной сети коры головного мозга. Для этого нашими коллегами из ИВНД (Института Высшей Нервной Деятельности) РАН были проведены эксперименты [2], в которых рассматриваются несколько типов данных, полученных с электродов, установленных, непосредственно в коре головного мозга животного: ЭКоГ сигнал животного, записанный за день до травмы, в течение трех дней после травмы и на шестой день после травмы. Был произведен многомасштабный корреляционный анализ (МКА) полученного ЭЭГ сигнала [3, 4]. На рисунке 1 представлены примеры результатов МКА для рассматриваемых данных. Из рисунка видно, что до травмы, в здоровой коре головного мозга, имелись ярко выраженные эффекты, сходные с генерализованной синхронизацией. Стоит отметить, что эти структуры сложно обнаружить на малых отрезках времени, которые традиционно принято рассматривать. В этой работе берутся большие интервалы времени (около 10 минут), на которых видна периодичная структура данных, демонстрирующая ритмическую активность нейронов коры головного мозга. После ЧМТ происходит изменение в работе головного мозга, которое характеризуется нарушением этой периодичной структуры. Через 2-3 дня наблюдается появление фрагментов, в которых группы нейронов синхронизированы – происходит процесс восстановления мозговой активности, а именно связей между группами нейронов. К 6 дню количество синхронизированных элементов существенно возрастает, на что указывает увеличенная продолжительность сегментов на графике МКА.

Таким образом, есть основание говорить о том, что нейронная сеть коры головного мозга имеет схожую структуру с одноранговой, самоорганизующейся mesh-сетью, в которой корковые клетки являются аналогом равноправных узлов и выполняют функции приемников и трансляторов сигналов. Так же, как и в искусственных нейронных сетях, где узлы синхронизируются по времени друг с другом, клетки коры головного мозга генерируют ритмы для синхронизации других нейронов в общей сети. Эта активность проявляется в определенном диапазоне частот (4-15 Гц) и характеризуется ритмичностью сигнала, что было замечено в МКА. Длительность передачи таких сообщений обусловлена химическими процессами в головном мозге – открытием и закрытием кальциевых и натриевых каналов. Активируемые кальцием калиевые токи регулируют процессы восстановления и генерации ритмов [5].

В работе были обнаружены признаки генерализованной синхронизации, полученные в результате многомасштабного корреляционного анализа. Особенностью анализа и синтеза основных инструментов метода – специализированных МКА представлений, является то, что они, в отличие от классических подходов, ориентированы на временные масштабы сигналов, а не на их частотный состав. Все шаги синтеза МКА представлений и основанные на них процедуры сегментации проиллюстрированы в работе на примере размеченной экспертом–нейрофизиологом реальной записи ЭЭГ животного. Полученные результаты позволяют предположить, что это может быть одним из перспективных направлений в исследовании генерализованной синхронизации коры головного мозга.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 18-29-02108 мк.

#### **Список литературы**

1. Kabadi S.V., Hilton G.D., Stoica B.A., Zapple D.N., Faden A.I. Fluid-percussion-induced traumatic brain injury model in rats // *Nature Protocols* 2010, Sep. 5(9):1552-63. DOI: <http://doi.org/10.1038/nprot.2010.112>.
2. Antsiperov V.E., Obukhov Yu.V., Komol'tsev I.G., Gulyaeva N.V. Segmentation of Quasiperiodic Patterns in EEG Recordings for Analysis of Post-Traumatic Paroxysmal Activity in Rat Brains // *Pattern Recognition and Image Analysis* (2017) 27: 789. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1054661817040022>
3. Antsiperov V.E., Obukhov Yu.V., Kyznecova G.D., Gnezdickii V.V. Analysis of hypersynchronization brain structures during epileptic discharges on the basis of a special conical representations of the EEG signal // *Zhurnal Radioelektroniki - Journal of Radio Electronics - N11*, 2014. DOI: <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.26499.50722>
4. Antsiperov V.E., Obukhov Yu.V. Method of automated segmentation of epileptic discharges in the EEG of rats // *Zhurnal Radioelektroniki - Journal of Radio Electronics - N11*, 2016.
5. Xiao-Jing Wang. Neurophysiological and Computational Principles of Cortical Rhythms in Cognition. // *Physiol. Rev.* Vol. 90, No.3, 2010, DOI: <https://doi.org/10.1152/physrev.00035.2008>

## GENERALIZATION OF CORTICAL REGIONS AS MESH NETWORKS OF COMMUNICATING NEURONS

leading researcher, Ph.D., associate professor Antsiperov V.E., postgraduate Kershner V.A.

*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS*  
antsiperov@cplire.ru, vladislav.kershner@cplire.ru

The report shown that if we consider the neural network of the cerebral cortex as a network of related equivalent nodes. We have to assume that such a network must be synchronized in time by some broadcasting messages. If such broadcast signals do occur, then they must have common characteristics and spread throughout the cerebral cortex. To date, there is little evidence of such generalization in the literature except for cases of time-limited paroxysmal activity, epileptic discharges, and other synchronization manifestations. In this paper we show that if we consider the activity of the cerebral cortex at significant time intervals exceeding the traditionally accepted, we can find effects similar to generalized synchronization. Moreover, in cortex of healthy organism, these effects are more pronounced than in organism with brain disorder, for example with traumatic brain injuries.

**Key words:** generalization of neuronal activity, cerebral cortex, neural networks, mesh networks, network synchronization, EEG spectrum, multiscale correlation analysis



## ДИСТАНЦИОННЫЙ АНАЛИЗ ВЕЩЕСТВ С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИНАМИЧЕСКОГО ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРА

*с.н.с., д.ф.-м.н. Голяк И.С.<sup>1</sup>, г.н.с., д.т.н. Балашов А.А.<sup>1, 2</sup>,  
д.ф.-м.н., проф. Морозов А.Н.<sup>1,2</sup>, инж. Хорохорин А.И.<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> АО «Центр прикладной физики МГТУ им. Н.Э. Баумана»

<sup>2</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
iliyagol@mail.ru

В работе описан макет динамического фурье-спектрометра для регистрации спектров комбинационного рассеяния света (КРС) в спектральном диапазоне 800 - 1100 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,  $C_{24}H_{16}N_2O_2$ ), ацетилсалициловой кислоты ( $C_9H_8O_4$ ) зарегистрированные на динамическом фурье-спектрометре на расстоянии 100 мм.

**Ключевые слова:** комбинационное рассеяния, дистанционный анализ, динамический фурье-спектрометр, угольковые отражатели

В работе рассмотрена возможность использования динамического фурье-спектрометра для дистанционной регистрации и восстановления спектров КРС веществ в спектральном диапазоне 800 – 1100 нм. Для возбуждения спектров КРС используется лазерный источник с длиной волны  $\lambda = 785$  нм и спектральной шириной  $\Delta\lambda = 0,2$  нм [1-3].

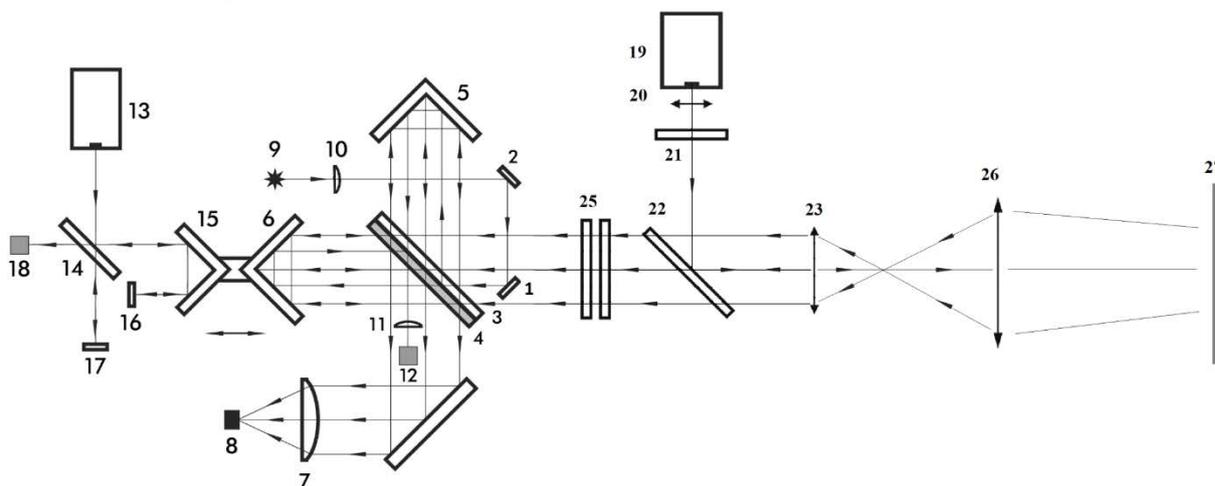
Основным элементом разработанного макета прибора является интерферометр Майкельсона, в котором в качестве отражателей в плечах интерферометра используются зеркальные триэдры с угловой апертурой 2,5 дюйма и угловым отклонением 1 с [4, 6]. Один триэдр установлен на подвижной каретке, перемещающейся посредством двигателя магнитоэлектрического типа. В качестве линейной направляющей использована направляющая ЛМ 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.

Спектрометр состоит из четырех основных частей [5-7]:

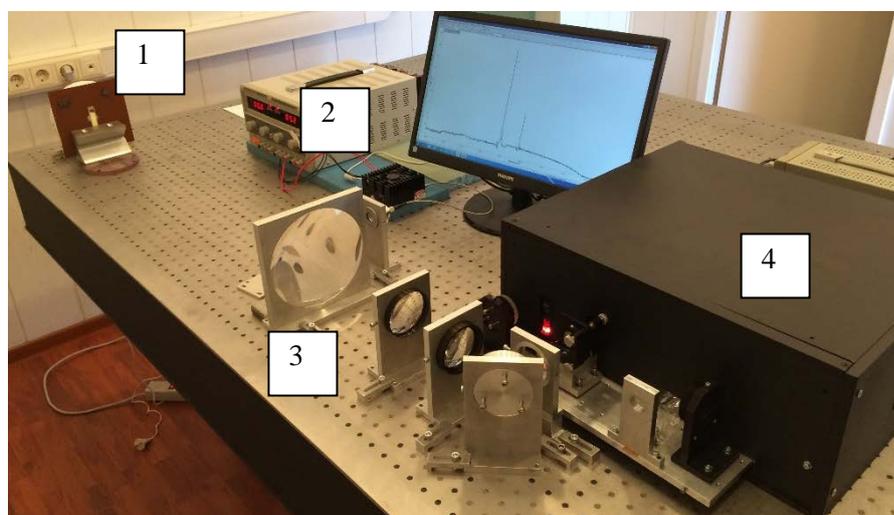
- измерительного (основного) канала, который предназначен для измерения исследуемого излучения и формирования модулируемого сигнала в виде интерферограмм на приемнике;
- канала «белого света» [5], который осуществляет точную привязку по шкале оптической разности хода, измеряемых интерферограмм;
- референтного канала, измеряющего оптическую разность хода в интерферометре;
- рамановской приставки, предназначенной для фокусирования излучения от лазерного источника на исследуемом образце и сбора, фильтрации и формирования параллельного потока на входе спектрометра [7].

Оптическая схема динамического фурье-спектрометра для дистанционной регистрации спектров КРС представлена на рисунке 1.



**Рис. 1.** Оптическая схема рамановского фурье-спектрометра. 1, 2, 3, 16, 17 – плоские зеркала; 3 – светоделитель; 4 – компенсатор; 5, 6 – триэдры; 7, 11, 23 – фокусирующие линзы; 8 – приемник излучения основного канала; 9 – излучатель канала белого света; 10, 20 – расширяющая линза; 12 – приемник канала белого света; 13 – лазер 632 нм; 14 – светоделитель референтного канала; 15 – диэдр; 18 – приемник референтного канала; 19 – лазер 785 нм; 21 – полосовой фильтр; 22 – дихроичный фильтр; 24 – образец; 25 – длинноволновые фильтры; 26 – телескопический объектив, 27 – исследуемое вещество.

Внешний вид динамического фурье-спектрометра представлен на рисунке 2. Входная угловая апертура спектрометра равняется 4 град. Размер области фокусируемого излучения от 10 мм. Дистанция до объекта составляет 100 мм.



**Рис. 2.** Внешний облик динамического фурье-спектрометра. 1 - исследуемое вещество, 2 – лазер 785 нм, 3 – система фокусировки и сбора КРС, 4 – динамический фурье-спектрометр.

На рисунке 3 представлены экспериментальные спектры КРС веществ (РОРОР и ацетилсалициловой кислоты), полученных на динамическом фурье-спектрометре (рисунок 1 (а) и рисунок 1 (б)) при возбуждении лазером с длиной волны  $\lambda = 785$  нм и мощностью 1500 мВт. Спектры КРС были зарегистрированы при усреднении по 16 сканам и с экспозицией 0,25 с в одном скане.

На приведенных спектрах КРС наблюдаются отдельно выраженные максимумы излучения. Основные спектральные линии КРС РОРОР находятся на следующих частотах  $\nu$ :  $1606 \text{ см}^{-1}$ ,  $1561 \text{ см}^{-1}$ ,  $1515 \text{ см}^{-1}$ ,  $1487 \text{ см}^{-1}$ ,  $1481 \text{ см}^{-1}$ ,  $1140 \text{ см}^{-1}$ ,  $1178 \text{ см}^{-1}$ ,  $1054 \text{ см}^{-1}$ ,  $1000 \text{ см}^{-1}$ ,  $954 \text{ см}^{-1}$ . Положения основных максимумов в обоих спектрах совпадают, при этом для некоторых линий есть небольшая ошибка, которая связана со спектральным разрешением и дискретностью простановки волновых чисел. Основные максимумы излучения КРС ацетилсалициловой кислоты лежат на частотах  $\nu$ :  $3068 \text{ см}^{-1}$ ,  $2936 \text{ см}^{-1}$ ,  $1604 \text{ см}^{-1}$ ,  $1297 \text{ см}^{-1}$ ,  $1042 \text{ см}^{-1}$ ,  $748 \text{ cm}^{-1}$ ,  $552 \text{ см}^{-1}$ . Положение максимумов зарегистрированных спектров излучения соответствует частотам эталонных спектров [56].

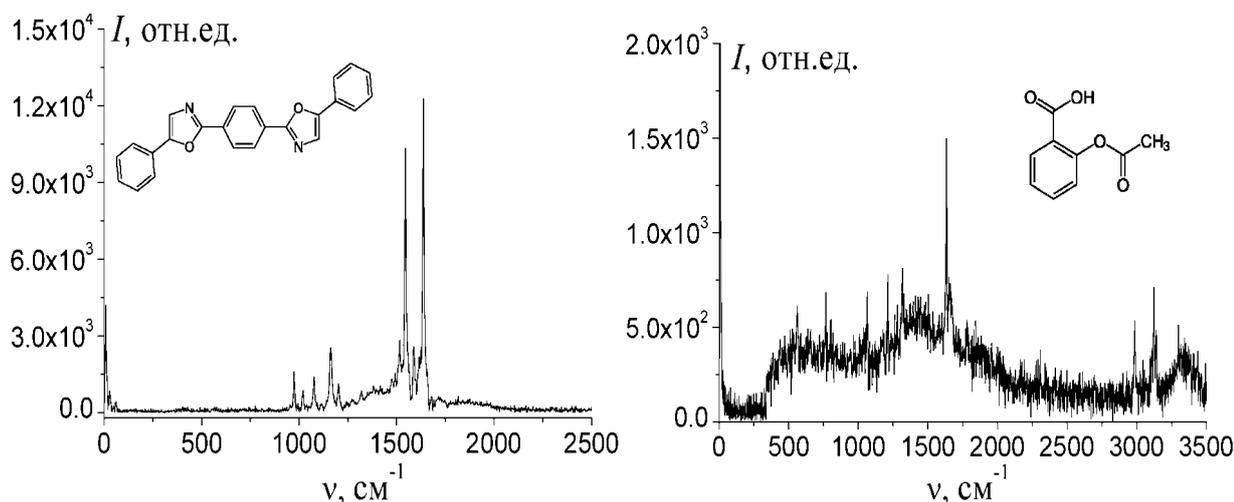


Рис. 3. Спектры КРС тестовых веществ.

Спектры КРС ацетилсалициловой кислоты оказываются более зашумленным по сравнению со спектрами КРС РОРОР и стиблена, что объясняется его меньшим сечением рамановского рассеяния.

Расчитанное отношение сигнал / шум для спектра КРС РОРОР составляет 307, а для спектра КРС ацетилсалициловой кислоты 34.

### Выводы

Была собрана и настроена система для дистанционной регистрации спектров КРС. С применением предложенного динамического фурье-спектрометра были зарегистрированы спектры КРС РОРОР и ацетилсалициловой кислоты на дистанции 100 мм.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 16-29-09625.

### Список литературы

- Vandenabeele P. Practical Raman Spectroscopy: An Introduction. John Wiley & Sons. 2013. 161 p.
- Smith E. Dent G. Modern Raman Spectroscopy: A Practical Approach. John Wiley & Sons. 2005. 202 p.
- Griffiths P.R., De Haseth J.A., Winefordner J.D., Fourier Transform Infrared Spectrometry. 2nd Edition, Wiley, 2007. 560 p.
- 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.
- 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.
- Морозов А.Н., Светличный С.И. «Основы фурье-спектрорадиометрии», 2-е изд., испр. и доп., М.: Наука, 2014. 456 с.
- A. A. Balashov, Il. S. Golyak, Ig. S. Golyak, A. N. Morozov, I. N. Nesteruk, A. I. Khorokhorin. Multichannel Dynamic Fourier-Transform IR Spectrometer/ Journal of Applied Spectroscopy, 2017, V. 84, №. 4, pp 664–667
- 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.
- A. A. Balashov, Il. S. Golyak, Ig. S. Golyak, A. N. Morozov, I. N. Nesteruk, A. I. Khorokhorin. Recording Raman Spectra Using a Dynamic Fourier Transform Spectrometer/ Journal of Applied Spectroscopy, 2018, V. 85, № 5, pp 923–930.

## REMOTE ANALYSIS OF SUBSTANCES USING A DYNAMIC FOURIER SPECTROMETER

candidate of physico-mathematical sciences Golyak. I.S.<sup>1</sup>,  
doctor of engineering sciences Balashov. A.A.<sup>1, 2</sup>,  
doctor of physico-mathematical sciences Morozov A.N.<sup>1,2</sup>, engineer Khorokhorin A.I.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Center of applied physics Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

<sup>2</sup> Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation» of the Russian Academy of  
Sciences, Moscow, Russia  
iliyagol@mail.ru

The paper describes a model of a dynamic Fourier spectrometer for registration of Raman spectra (Raman) in the spectral range 800-1100 nm when excited by a laser source with a wavelength  $\lambda = 785$  nm. The spectrometer has a white light channel for summing interferograms from several scans and a reference channel with a sampling rate of  $\lambda/4$ . Using the developed static model, experiments were carried out to register the Raman spectra of test substances and the signal-to-noise ratios were calculated. The paper presents the Raman spectra of 1,4-bis (5-phenyl-2-oxazolyl) benzene (POPOP,  $C_{24}H_{16}N_2O_2$ ), acetylsalicylic acid ( $C_9H_8O_4$ ) registered on a dynamic Fourier spectrometer at a distance of 100 mm.

**Keywords:** Raman scattering, remote analysis, dynamic Fourier spectrometer, corner reflectors



## ИЗМЕРЕНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ ПО УЛЬТРАЗВУКОВЫМ ДАННЫМ ПРИ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЯХ МЕХАНИКИ РАЗРУШЕНИЙ КОМПОЗИТОВ

с.н.с., к.т.н., доц. Титов С.А.<sup>1,2</sup>, зав. лаб., к.ф.-м.н. Левин В.М.<sup>2</sup>,  
в.н.с., к.ф.-м.н. Петронюк Ю.С.<sup>1,2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н. Морозов Е.С.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля РАН  
sergetitov@mail.ru

Рассмотрен метод ультразвукового исследования композитов под действием механической нагрузки. Предложено деформацию образца измерять путем цифровой обработки акустических изображений, полученных при разных величинах приложенной силы

**Ключевые слова:** ультразвуковая визуализация, механические испытания, корреляция изображений, композитные материалы

### Введение

Разрушение композитного материала под действием внешних факторов – механических нагрузок и окружающей среды, изучение динамики разрушения относятся к числу актуальных проблем современного материаловедения, как с фундаментальной точки зрения, так и для оценки надежности композитов при эксплуатации. Разнообразие механизмов деструкции (потеря адгезии между армирующими элементами и связующим, межслоевые отслоения, разрывы волокон и т.д.), наличие множественных межфазных границ и непредсказуемых технологических дефектов требуют изучения динамики процессов необратимых структурных изменений под действием внешних нагрузок на одном и том же образце без нарушения его

целостности. Сегодня использование методов ультразвукового видения высокого разрешения оказывается максимально эффективным для изучения механизмов разрушения армированных композитов и конструкций из них [1–3]. В этой связи разработка ультразвуковых методов и средств является актуальной. В данной работе предложена методика для оценки необратимых изменений в структуре образцов при одноосной растягивающей нагрузке.

### 1. Исследование механики разрушений композитов с помощью ультразвуковой визуализации

Ультразвуковые методы визуализации, прежде всего импульсная акустическая микроскопия, в диапазоне рабочих частот 50-100 МГц обеспечивают пространственное разрешение 30-50 мкм, достаточное для визуализации элементов микроструктуры, и существенную для отображения внутренней микроструктуры глубину проникновения зондирующего ультразвука (1-4 мм). Экспериментальное исследование выполнялось на импульсном акустическом микроскопе (ИБХФ РАН) со встроенной миниатюрной испытательной машиной, иммерсионным датчиком с рабочей частотой 50 МГц и углом апертуры 11°. Миниатюрная испытательная машина позволяла нагружать образцы углепластика с заданной скоростью и нагрузкой, вплоть до момента разрушения. Образцы углепластика представляли собой пластинки размером 100x15x0.6 мм, состоящие из 4-х слоев с чередующейся упаковкой волокон (0/45). Схема измерений представлена на рис. 1.

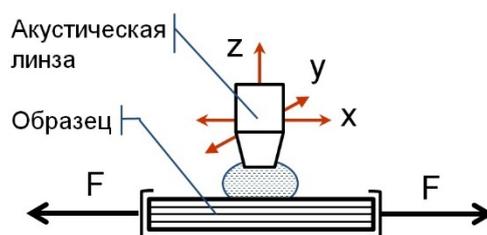


Рис. 1. Схема экспериментальной установки:  $F$  – сила, действующая на образец;  $x, y, z$  – координаты линзы.

### 2. Алгоритм обработки данных

В предлагаемом алгоритме используются два ультразвуковых пространственно–временных сигнала  $s_0(x, y, t)$  и  $s_1(x, y, t)$ , записанные для испытуемого образца при различных механических нагрузках, соответственно. Каждый из сигналов подвергается предобработке, заключающейся в следующих шагах. Сначала измеряется время прихода ультразвукового импульса, отраженного от поверхности образца в зависимости от поперечных координат  $\tau(x, y)$ . Эта задержка не является постоянной в силу неплоскостности поверхности, ее непараллельности плоскости сканирования и возможным изменениям геометрии образца при изменении нагрузки. Компенсация этой задержки, осуществляемая путем соответствующего временного сдвига, дает сигналы  $s_0(x, y, t - \tau_0(x, y))$  и  $s_1(x, y, t - \tau_1(x, y))$ .

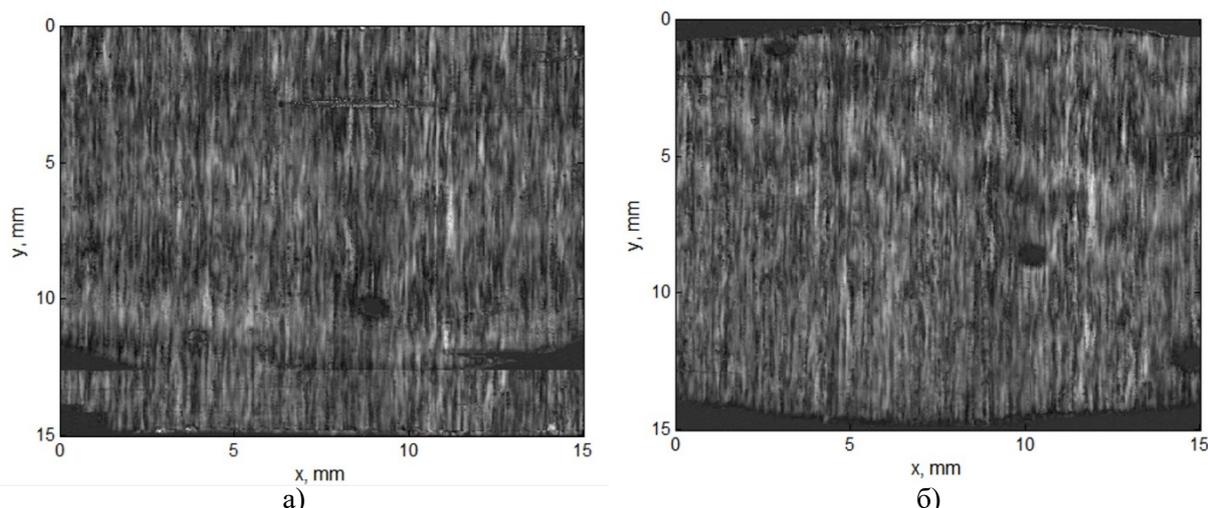


Рис. 2. Изображения  $I_0(x, y)$  (а) и  $I_1(x, y)$  (б), полученные при нагрузках 250 Н и 1740 Н.

Используя преобразование Гильберта по временной переменной, для полученных сигналов восстанавливаются их квадратурные составляющие и вычисляются их огибающие  $g_0(x, y, t)$  и  $g_1(x, y, t)$ . Затем устанавливается некоторое временное окно  $[t_1, t_2]$ , в пределах которого определяется максимальное значение огибающей:

$$I(x, y) = \max_{[t_1, t_2]} \{g(x, y, t)\}. \quad (1)$$

Получаемые изображения  $I_0(x,y)$  и  $I_1(x,y)$ , традиционно называемые С-сканами, показывают двумерное распределение акустических неоднородностей, расположенных в слое образца  $[Ct_1, Ct_2]$ , где  $C$  – скорость звука. Положение и величину временного окна выбирают таким образом, чтобы в направлении приложенной нагрузки свойства образца менялись достаточно быстро. В композитах целесообразно выбирать слой, в котором волокна располагаются поперек нагрузки.

По двум изображениям, одно из которых получено при малой нагрузке, вычисляют функцию

$$A(x_0, x_g) = \iint I_0(x + x_0, y) I_1(x, y) w(x - x_g) dx dy \quad (2)$$

где  $w(x)$  – оконная функция, выделяющая для анализа область образца,  $x_g$  – ее положение. Величина  $A$  имеет смысл корреляционной функции, показывающей степень подобия сходных областей на изображениях. Вдоль оси  $y$  имеет место медленное изменение сигналов, поэтому производится интегрирование по  $y$  для повышения состоятельности оценки.

Для каждого положения области анализа  $x_g$  находятся максимумы функции  $A(x_0, x_g)$  по переменной  $x_0$ . Положения этих максимумов  $\Delta x(x_g)$  показывают смещение выбранных участков изображения  $I_1$  относительно исходного изображения  $I_0$ . Наклон зависимости  $\Delta x(x_g)$  является оценкой деформации образца:

$$\gamma = \frac{d(\Delta x)}{d(x_g)}. \quad (3)$$

### 3. Результаты и обсуждение

На рис. 2 показаны изображения одного образца, полученные в одном цикле испытания при разных нагрузках. В изображениях наблюдается определенная визуальная схожесть, однако имеются также и заметные отличия. В качестве примера на рис. 3 (а) показана корреляционная функция, рассчитанная при одном положении окна  $w(x)$  протяженностью 1.5 мм. Видно, что полученная функция имеет отчетливый максимум.

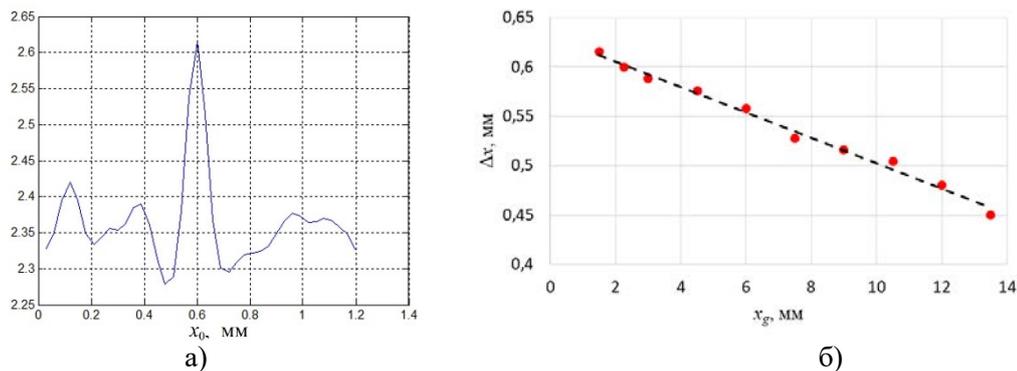


Рис. 3. Функция  $A(x_0, x_g)$  при  $x_g = 2.25$  мм (а) и зависимость  $\Delta x(x_g)$  (б).

Смещение максимумов вдоль образца представлено на графике (рис. 2 (б)). По графику видно, что изображения имеют общий сдвиг (примерно 0.55 мм), вызванный смещением образца относительно сканирующей системы микроскопа в процессе нагружения. Оценка величины деформации, полученная методом наименьших квадратов, составляет 0.13 %.

### Выводы

Предложен метод измерения деформации образца при его механических испытаниях с одновременной ультразвуковой визуализацией изменений структуры под действием приложенной силы. Разработан алгоритм обработки акустических изображений, полученных для испытываемого образца при разных нагрузках. Экспериментально показано, что предложенный метод может быть использован для измерения продольной деформации.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 18-29-17039.

### Список литературы

1. Tittmann B., et al. Non-destructive evaluation (NDE) of aerospace composites: acoustic microscopy. Non-destructive evaluation (NDE) of polymer matrix composites. Techniques and Applications. Ed. V.M. Karbhari. Woodhead Publishing Ltd, Cambridge, UK, 2013. P. 423-448.
2. Maslov K., Kim R.Y., Kinra V.K., Pagano N.J. A new technique for the ultrasonic detection of internal transverse cracks in carbonfibre/bismaleimide composite laminates // Composites Science and Technology. 2000. V.60. P. 2185-2190.
3. Feng W., Zhou X., Zeng X., Yang C. Ultrasonic Inspection of Localized Defects in Low-Porosity CFRP // Sensors. 2019. V.19. N.7. 1654.

## DEFORMATION MEASUREMENT USING ULTRASONIC DATA IN ACOUSTIC MICROSCOPIC STUDIES OF THE FRACTURE MECHANICS OF COMPOSITES

Senior Researcher, PhD, Prof. Associate Titov S.A.<sup>1,2</sup>, Head of Laboratory, PhD Levin V.M.<sup>2</sup>,  
Leading Researcher, PhD Petronuk Yu.S.<sup>1,2</sup>, Senior Researcher, PhD Morokov E.S.<sup>2</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 method of ultrasonic evaluation of composites under the action of mechanical load is considered. It is proposed to measure the strain of the sample using digital processing of acoustic images obtained at different values of the applied force.

**Keywords:** ultrasonic imaging, mechanical test, image correlation, composite materials



## ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ФАЗИРОВАННОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ РЕШЕТКИ С ЦЕЛЬЮ ФОКУСИРОВКИ В СЛОИСТЫХ ОБЪЕКТАХ

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, осуществляемой через ряд слоев с априори неизвестными толщинами и упругими параметрами. Предложен метод построения изображений, основанный на разложении пространственно-временного сигнала ультразвуковой решетки в спектр плоских, импульсных волн и суммировании их откликов после компенсации задержек в промежуточных слоях. Показано, что предложенный подход может быть использован для определения скорости звука в области визуализации по сигналу одиночного малого отражателя.

**Ключевые слова:** ультразвуковая визуализация, фазированная решетка, скорость звука, пространственно-временной сигнал, фокусировка

### Введение

В области ультразвуковых исследований различных материалов и изделий часто возникает необходимость осуществлять визуализацию через ряд промежуточных слоев. В большинстве случаев между ультразвуковой решеткой и объектом исследования располагается слой иммерсионной жидкости, служащий для обеспечения акустического контакта и для задержки сигналов, отраженных от приповерхностных неоднородностей. Кроме того, сам объект может иметь слоистую структуру, причем толщины и свойства промежуточных слоев могут быть заранее неизвестны. В такой ситуации расчет задержек распространения волн между элементами решетки и точкой фокусировки, необходимых для реализации стандартного алгоритма построения изображений в устройствах с фазированными антеннами, становится затруднительным [1-2].

Недавно было предложено осуществлять разложение регистрируемого решеткой пространственно-временного сигнала в спектр плоских, импульсных волн и формировать изображение путем суммирования составляющих этого спектра после необходимой компенсации задержек [3]. Преимущество такого подхода заключается в том, что задержки составляющих спектра в промежуточных слоях могут быть измерены в зависимости от направления распространения по сигналу, отраженному от границы между

промежуточными слоями и областью визуализации. В данной работе представлено теоретическое обоснование предложенного метода, получены теоретическая и экспериментальная оценки разрешающей способности. Кроме того, показано, что, используя разложение в спектр плоских, импульсных волн сигнала от малого отражателя, возможно определение скорости звука в области визуализации.

### 1. Теоретическое обоснование метода

Схема измерений представлена на рис. 1 (а). Ось  $z$  направлена перпендикулярно слоям и апертуре решетки, область визуализации в выбранной системе координат располагается при  $z > 0$ . Пространственно-временной сигнал  $v(x_1, x_2, t)$  регистрируется решеткой в зависимости от координат передающего и приемного элементов  $x_1, x_2$ , соответственно, и времени  $t$ . Разложение данного сигнала в спектр плоских, импульсных волн может быть выражено интегралом:

$$V(s_1, s_2, \tau) = \iint v(-x_1, x_2, \tau + s_1 x_1 + s_2 x_2) dx_1 dx_2, \quad (1)$$

где переменные  $s_1, s_2$  имеют смысл горизонтальных проекций векторов медленности, падающей и рассеянной плоских волн, соответственно.

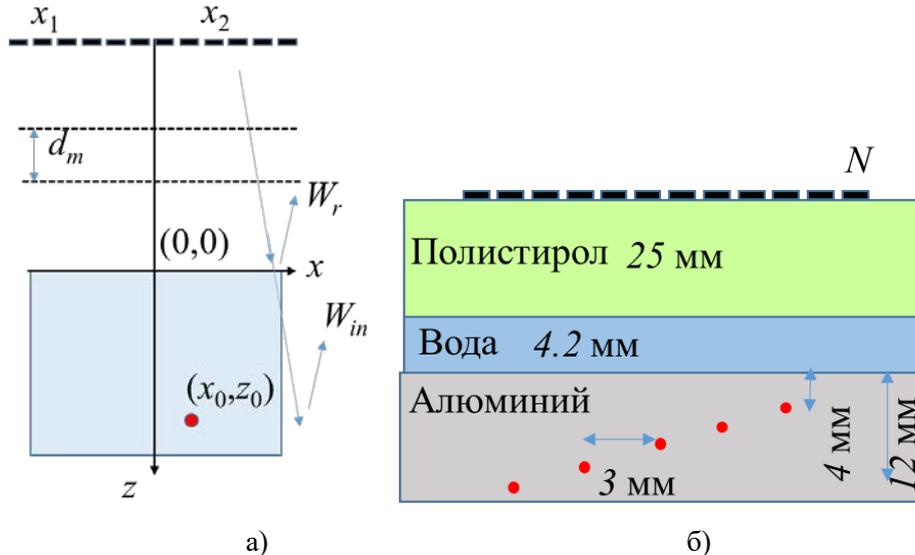


Рис. 1. Схема измерений (а) и тестовый образец (б).

Предположим, что в принятом сигнала и в его спектре можно выделить отклик, производимый отражением от границы между промежуточными слоями и областью визуализации  $z=0$ , и отклики, производимые рассеянием на неоднородностях внутри области визуализации  $z > 0$ . Составляющие спектра отражения от границы  $W_r(s, \tau)$ , проходя через промежуточные слои, приобретают задержки, зависящие от направления распространения:

$$\tau_L(s) = \sum_m d_m \sqrt{C_m^{-2} - s^2}, \quad (2)$$

где  $d_m$  есть толщины слоев и  $C_m$  – скорости звука в них. Спектральная компонента  $W_{in}(s_1, s_2, \tau)$ , прошедшая через слои и рассеянная на неоднородности в точке  $(x_0, z_0)$ , имеет дополнительные задержки:

$$\tau_x = x_0 (s_1 - s_2), \quad (3)$$

$$\tau_z = z_0 \left( \sqrt{C^{-2} - s_1^2} + \sqrt{C^{-2} - s_2^2} \right). \quad (4)$$

Алгоритм построения изображений в соответствии с предложенным подходом представляется следующей последовательностью шагов. Сначала по пространственно-временному сигналу рассчитывается спектр плоских волн и в нем выделяются компоненты  $W_r(s, \tau)$ ,  $W_{in}(s_1, s_2, \tau)$ . По составляющей  $W_r(s, \tau)$  измеряется задержка  $\tau_L(s)$  и рассчитываются зависимости  $\tau_L(s_1)$   $\tau_L(s_2)$ . Затем осуществляется их компенсация в составляющей спектра  $W_{in}(s_1, s_2, \tau)$ . Далее при формировании изображения для каждой точки области визуализации  $(x_0, z_0)$  производится также компенсация задержек  $\tau_x, \tau_z$ , рассчитываемых по формулам (3) и (4), и осуществляется суммирование спектральных составляющих по параметрам  $(s_1, s_2)$ .

Для реализации данного метода построения изображений необходимо знать скорость звука в области визуализации  $C$ . Однако она может быть измерена, если в полученных данных есть отклик от одиночного, малого отражателя  $W_s(s_1, s_2, \tau)$ . Полагая в этом спектре  $s_1 = s_2 = s$  можно исключить задержку  $\tau_x = 0$  и измерить задержку  $\tau_z(s)$ . Выражение (4) для задержки  $\tau_z$  можно записать в виде модельного уравнения, линейного относительно переменной  $s^2$ :

$$\tau_z^2 = \frac{4z_0^2}{C^2} - 4z_0^2 s^2, \quad (5)$$

по которому методом наименьших квадратов можно найти  $z_0$  и  $C$ .

## 2. Экспериментальное исследование

Экспериментальное подтверждение разработанной методики выполнено с помощью линейной решетки из 64 прямоугольных элементов с центральной частотой 5 МГц относительной полосой частот примерно 60%. Период расположения элементов в решетке составлял 0.25 мм. Тестовым образцом служил блок из дюралюминия, в котором был проделан ряд отверстий диаметром 0.8 мм. Между блоком и решеткой располагались слои полистирола и воды. Размеры тестового образца приведены на рис. 1 (б).

## 3. Обработка данных и обсуждение результатов

На рис. 2 показаны результаты построения изображения отдельного отверстия. Длина волны ультразвука в алюминии на центральной частоте преобразователя составляет примерно 1.2 мм, поэтому отверстие можно считать точечным отражателем. Как видно из полученных данных ширина пространственного импульсного отклика получившейся системы формирования изображений составляет приблизительно 1 мм, что соответствует ожидаемой теоретической величине. Продольное пространственное разрешение определяется длительностью импульса ультразвука, и при достаточно широкой частотной полосе используемого преобразователя она также не превышает величины 1 мм.

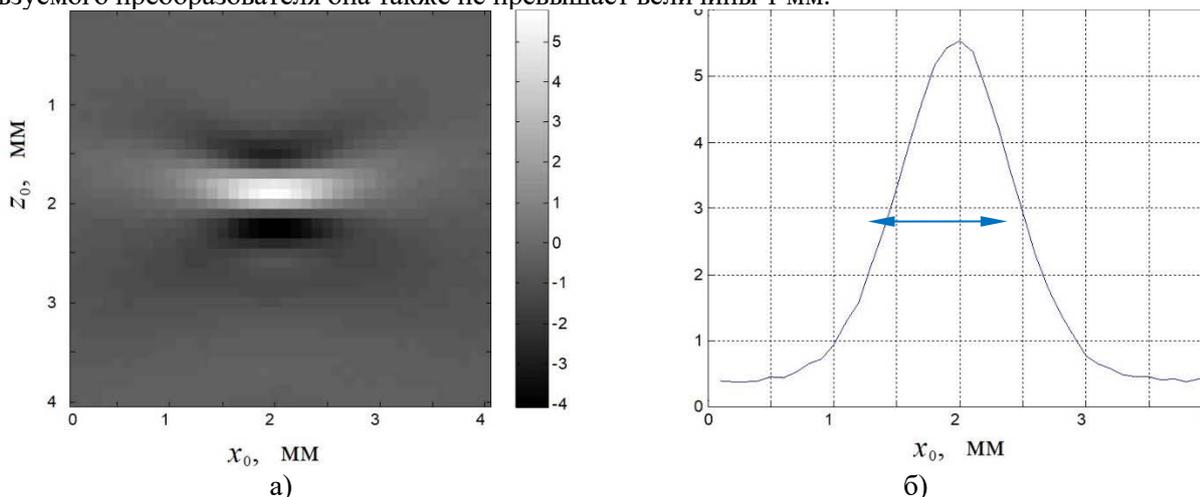


Рис. 2. Изображение отдельного отверстия (а), и максимум огибающей пространственного отклика (б).

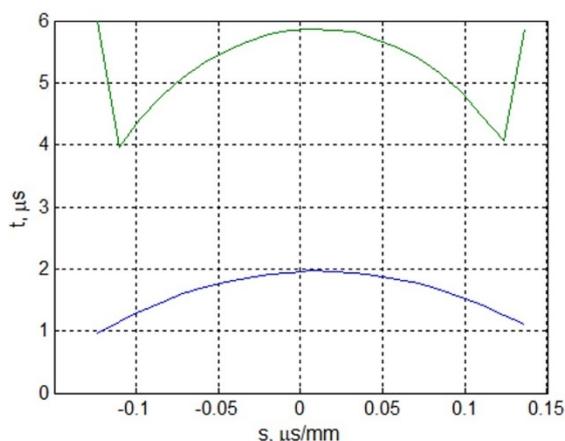


Рис. 3. Задержки  $t_L(s)$  (синяя линия) и  $t_L(s)+t_z(s)$  (зеленая линия).

Для демонстрации возможности измерения скорости звука в области визуализации  $S$  была измерена задержка  $t_L(s)$  спектральных составляющих, рассеянных одиночным отверстием (рис. 3). Использование модельного уравнения (5) и метода наименьших квадратов дает значения  $C=6220\pm 250 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$  для скорости и  $z_0=12.2\pm 0.3 \text{ мм}$  для расстояния от отверстия до границы. Полученные результаты соответствуют реальным значениям, а относительные погрешности измерения можно оценить на уровне 3% и 4% для координаты и скорости ультразвука, соответственно.

## Выводы

Предложен метод формирования ультразвуковых изображений через набор дополнительных слоев с неизвестными толщинами и упругими параметрами. Метод основан на разложении принимаемого ультразвуковой решеткой сигнала в спектр плоских, импульсных волн и компенсации задержек составляющих этого спектра в слоях. Показано, что в ряде случаев путем указанного разложения можно измерять скорость звука в области визуализации.

Работа выполнена по гос. заданию, тема № 0069-2016-0004.

### Список литературы

1. Weston M., Mudge P., Davis C, Peyton A. Time efficient auto-focusing algorithms for ultrasonic inspection of dual-layered media using Full Matrix Capture// NDT&E Int. V. 47. 2012. P. 43–50.
2. Jeune L.L, Robert S., Villaverde E.L., Prada C. Plane Wave Imaging for ultrasonic non-destructive testing: Generalization to multimodal imaging// Ultrasonics. V. 64. 2016. P. 128–138.
3. Титов С.А. Применение плоских импульсных акустических волн в устройствах с фазированными решетками для ультразвуковой визуализации в слоистых средах // Письма в ЖТФ. Т. 44. Вып. 16. 2018. С. 41–47.

## PROCESSING OF ULTRASONIC PHASED ARRAY DATA FOR FOCUSING IN LAYERED MEDIA

Senior Researcher, PhD, Prof. Associate Titov S.A.<sup>1,2</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 through several layers with a priori unknown thicknesses and elastic parameters is considered. The visualization method based on decomposition of the ultrasonic spatio-temporal array data in a spectrum of plane pulsed waves and summation of their responses after compensation of the delays in the layers is proposed. It is shown that the proposed approach can be applied for measurement of the sound velocity in the imaging area using echoes from a separate small reflector.

**Keywords:** ultrasonic imaging, sound velocity, phased array, spatio-temporal signal, focusing



## ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ РАСТИТЕЛЬНЫХ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРА

асп. Штельман Л.В.<sup>1</sup>, инженер-исследователь Егоров Д.П.<sup>1 2</sup>,  
инженер-исследователь Гапонов М.И.<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
shtelmanlv@gmail.com

Спектральные исследования циклов вегетации растений интересны как для чисто научных исследований, так и для прикладных задач. Получаемые данные дают информацию об особенностях развития растений, что позволяет проводить сравнительный анализ различных видов растений. Использование гиперспектральных приборов позволяет определять локализацию исследуемых растений на фоне остальных. В работе описана лабораторная система сбора информации о циклах вегетации растений, реализованная на базе акустооптического видео спектрометра, и обсуждаются особенности получения на ней спектральных данных.

**Ключевые слова:** спектр поглощения, акустооптический видеоспектрометр, злаковые растения

### Введение

В настоящее время дистанционное зондирование Земли является практически безальтернативным источником для получения объективной и оперативной информации о состоянии растительного покрова на

больших территориях. [1] Акустооптический видеоспектрометр (гиперспектральная система на основе перестраиваемого фильтра) [2] очень перспективен для применения в дистанционном зондировании, поскольку мониторинг с использованием акустооптического видеоспектрометра является доступным и весьма информативным средством, используемым для решения таких задач, как: классификация подстилающей поверхности и получение данных о заболеваниях культивируемых растений. [3]

Для того чтобы использовать акустооптический видеоспектрометр в дистанционном зондировании требуется определить методику его использования, а также обработки данных, полученных с его помощью.

### 1. Применение акустооптического видеоспектрометра

На акустооптический видеоспектрометр производилась регистрация изображений объектов по длинам волн. Диапазон регистрации 450-850 нм, шаг 1 нм. Измерения производились при разных источниках освещения:

1. естественный (Солнце);
2. искусственный (галогенная лампа).

Измерения производились в течение всего периода жизни растений.

Для того чтобы иметь возможность сравнить спектры отражения, полученные при различных условиях, использовали следующую методику. На плоскости растения располагали объект с максимальным коэффициентом отражения (шарик), который в последствии использовался для получения спектра отражения, измеряемого в %.

### 2. Обработка полученных на акустооптическом спектрометре изображений

Для получения из набора изображений объектов по длинам волн спектров отражения от растений, была использована программа, написанная Егоровым Доброславом, позволяющая получить набор данных, описывающих величину излучения объекта на выделенном участке. В программе выделяется участок на максимально отражающем объекте (рис. 1), а также участок растения (рис. 2). Для получения спектров отражения для дальнейшего сравнения, производили деление набора интенсивностей растительного объекта на набор интенсивностей от объекта с максимальным отражением.

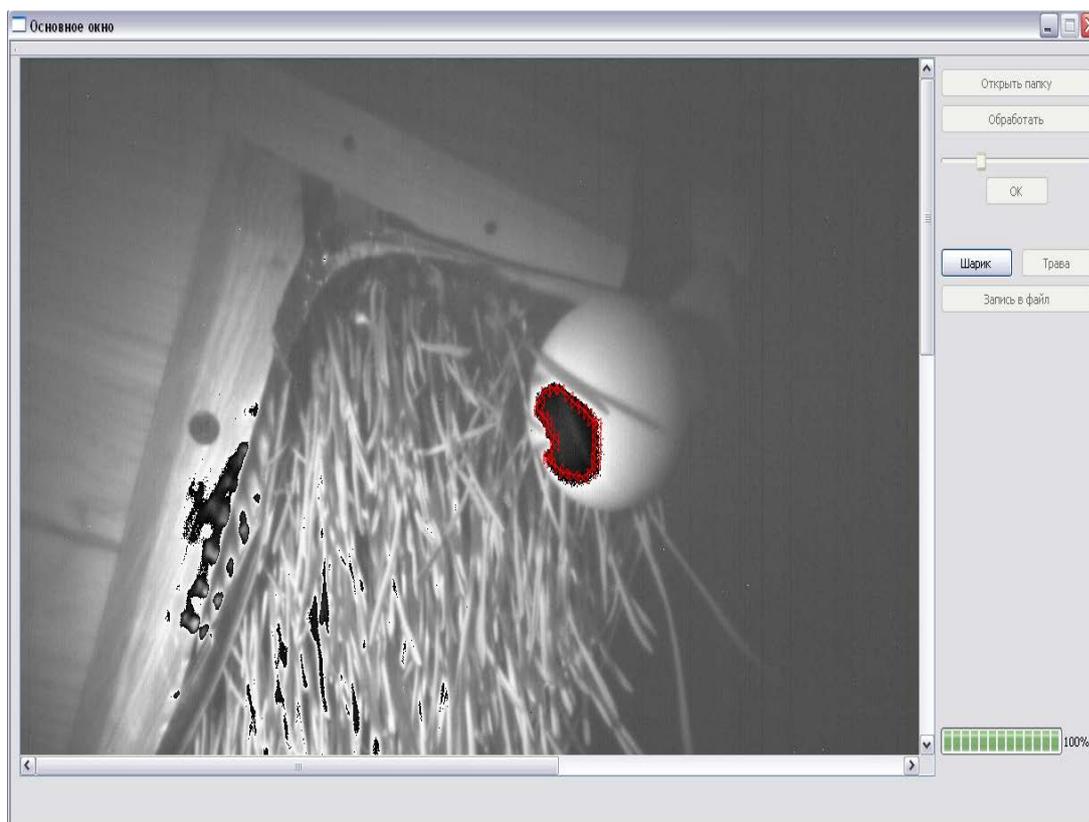


Рис. 1. Выделение в программе участка с максимумом отражения.

В результате обработки получаем спектры отражения от растений при освещении лампой и Солнцем (рис. 3).

### Выводы

В результате исследования было выявлено изменение спектра отражения растения с течением времени. Разные растения имеют различия в спектрах отражения. Это говорит о том, что спектр отражения хороший критерий для определения растения и его этапа жизненного цикла.

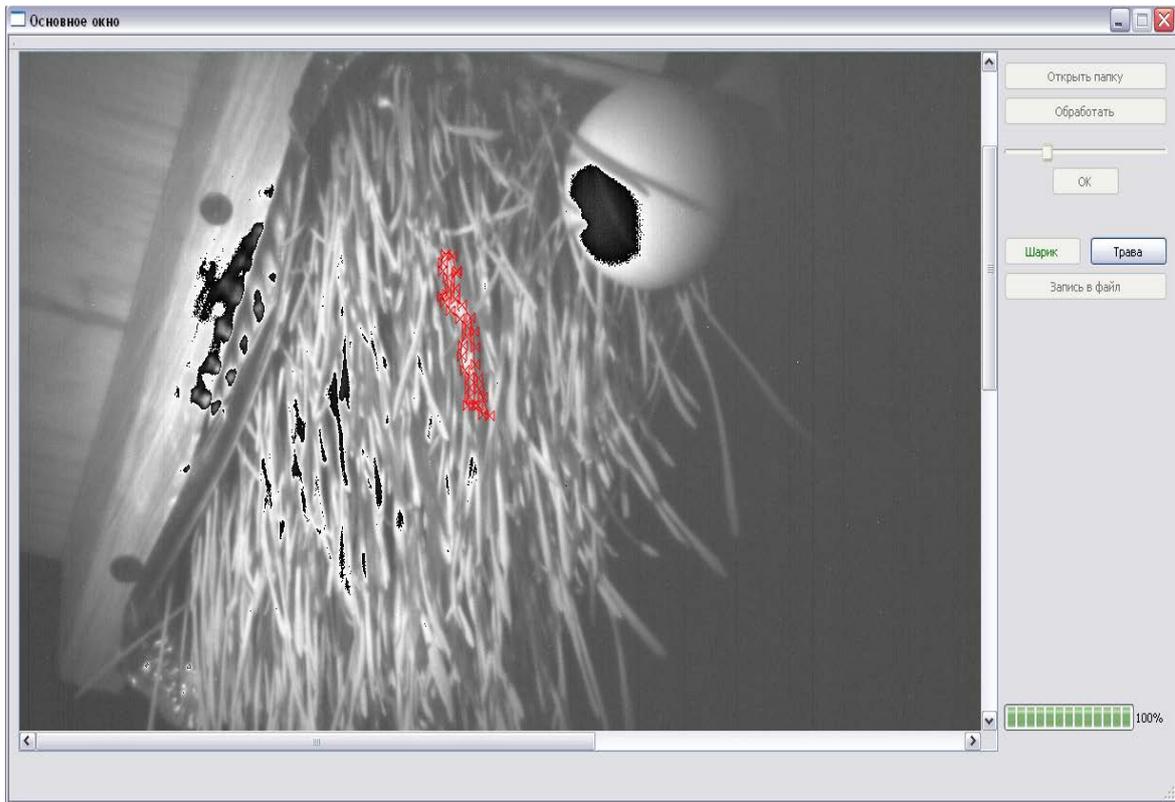


Рис. 2. Выделение в программе участка растительности, с которого регистрируется отражение.

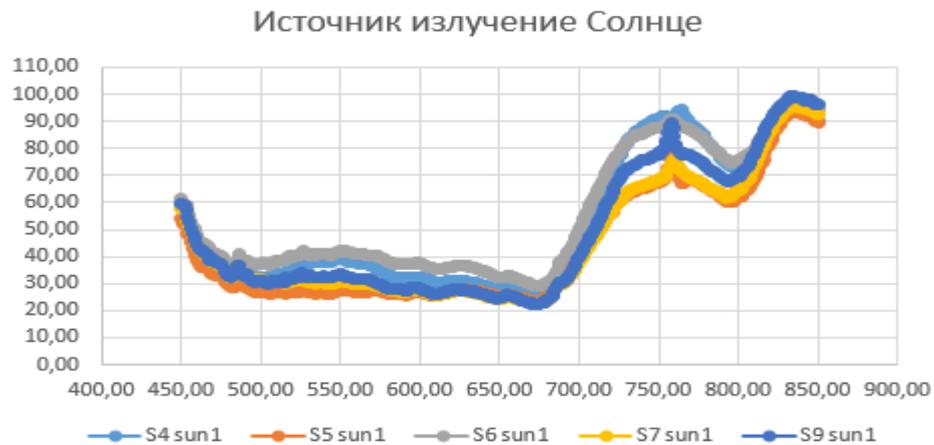
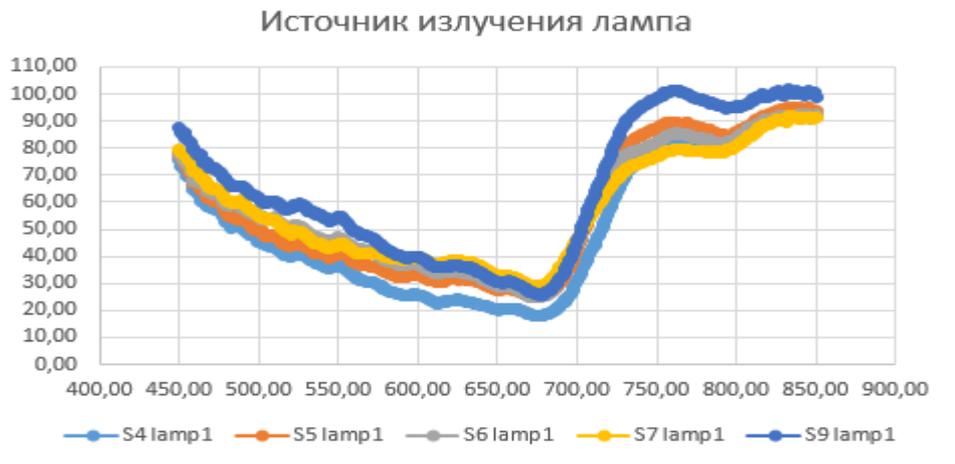


Рис. 3. Спектры отражения растений при освещении Солнцем и лампой.

### Список литературы

1. Воронина П.В., Мамаш Е.А. Классификация тематических задач мониторинга сельского хозяйства с использованием данных дистанционного зондирования MODIS // Вычислительные технологии. 2014. Т. 19, № 3. С. 76–102.
2. L. Bubion, P. Miller, A. Hayden. Comparison of AOTF, grating, and FTS imaging spectrometers for hyperspectral remote sensing applications // Proc. SPIE, 2000. V. 4049. № 239.
3. C. Chang. Hyperspectral imaging: Techniques for spectral detection and classification. // Springer Science & Business Media, 2003. 370 p.

## STUDY OF ABSORPTION SPECTRA OF PLANT OBJECTS USING AN ACOUSTO-OPTICAL VIDEO SPECTROMETER

Shtelman L.V.<sup>1</sup>, Egorov D.P.<sup>1,2</sup>, Gaponov M.I.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS

shtelmanlv@gmail.com

Spectral studies of plant vegetation cycles are interesting both for purely scientific research and for applied problems. The data obtained provide information on the characteristics of plant development, which allows a comparative analysis of different types of plants. Using hyperspectral instrument allows to determine the localization of the test plants from the rest. The paper describes a laboratory system for collecting information on plant vegetation cycles, implemented on the basis of an acousto-optical video spectrometer, and discusses the features of obtaining spectral data on it.

**Keywords:** absorption spectrum, acousto-optical video spectrometer, cereal plants



## БЕСКОНТАКТНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ПОВЕРХНОСТИ МИКРООБЪЕКТА

студент Баландин И.А.<sup>1</sup>, доцент, к.т.н. Батшев В.И.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

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

bia5310@yandex.ru

Представлен бесконтактный метод измерения распределения температуры по поверхности изделий полупроводниковой микроэлектроники с помощью тепловизора. Метод позволяет вычислять коэффициент излучения и в режиме реального времени определять абсолютное значение температуры в каждой точке объекта. Приведены результаты экспериментального исследования метода.

**Ключевые слова:** тепловидение, измерение температуры, неразрушающий контроль

Доклад посвящен бесконтактному методу измерения распределения температуры по поверхности полупроводниковых структур с линейными размерами порядка 10 мм в их рабочем режиме, т.е. при прохождении электрического тока. При этом диапазон температур составляет 20...200°C. Для решения задачи измерения распределения температуры используется тепловизор Xenics Raven-384. Приемником излучения является неохлаждаемая микроболометрическая матрица на основе аморфного кремния. Оптическая система состоит из объектива, на который установлена макронасадка в виде одиночной германиевой линзы, образующей с объективом проекционную систему с увеличением, близким к единице. Перед началом измерений тепловизор откалиброван по излучения абсолютно-черного тела. Основная проблема заключается в том, что распределение коэффициента излучения по поверхности наблюдаемого объекта не известно.

В этой связи предложено выполнять измерения в два этапа:

- вначале исследуемый объект равномерно нагревается до известной температуры в термокамере, после чего регистрируется его тепловизионное изображение, по которому вычисляется распределение коэффициента излучения по поверхности объекта;
- затем объект исследуется в рабочем режиме, и с учетом вычисленного коэффициента серости измеряется абсолютное значение температуры в каждой точке объекта.

В работе также выявлены основные факторы, влияющие на точность измерения температуры. К ним относятся:

- меняющаяся в процессе измерения температура сенсора;
- эффект Нарцисса, возникающий в виде снижения контраста при отражении от некоторых участков объекта собственного теплового излучения сенсора, спроецированного на объект оптической системой.

Предложен подход к минимизации их влияния, заключающийся в предварительной калибровке тепловизора по нескольким изображениям объекта, нагретого до различных известных температур, а также в использовании референтного объекта с известным коэффициентом излучения, размещенного в поле зрения одновременно с объектом.

Приведены результаты экспериментального исследования предложенного метода.

#### Список литературы

1. Госсорг Ж. Инфракрасная термография. Основы, техника, применение. М.: Мир, 1988 г.
2. <http://irvision.ru/pdf/raven-384.pdf>

## NON-CONTACT METHOD FOR MEASURING THE TEMPERATURE DISTRIBUTION OVER THE SURFACE OF A MICRO-OBJECT

Balandin I.A.<sup>1</sup>, Batshev V.I.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Bauman Moscow State Technical University*

<sup>2</sup> *Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS*  
bia5310@yandex.ru

A non-contact method for measuring the temperature distribution over the surface of semiconductor microelectronics devices using a thermal imager is presented. The method allows to calculate the emissivity and to determine the temperature at each point of the object in real time. The results of an experimental study of the method are presented.

**Keywords:** thermal imaging, temperature measurement, non-destructive testing



# РАСЧЕТ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРА, РАБОТАЮЩЕГО В БЛИЖНЕМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

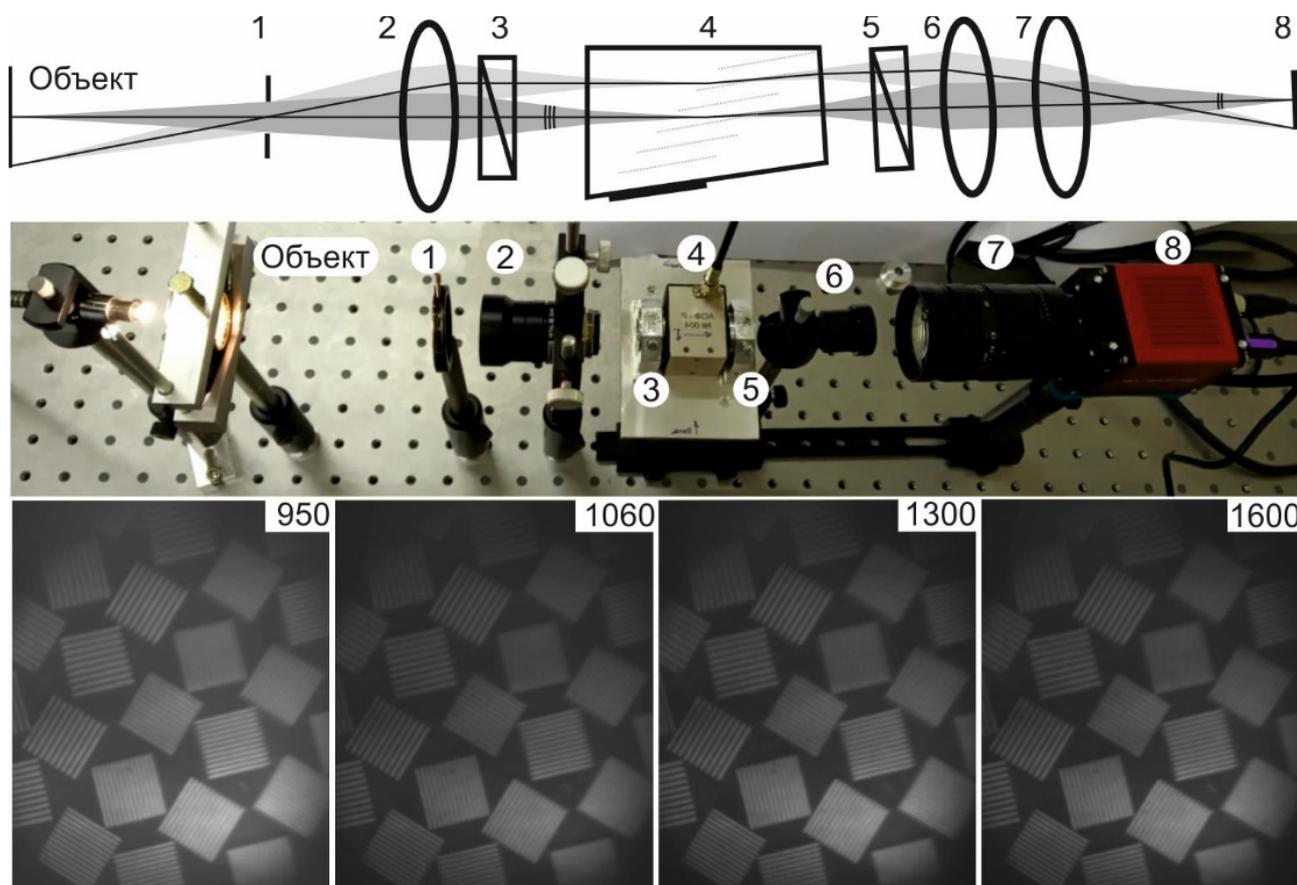
к.т.н. Батшев В.И., д.т.н. Мачихин А.С., д.ф.-м.н. Пожар В.Э.,  
д.ф.-м.н., проф. Боритко С.В.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
batshev.vi@ntcup.ru

Расчитана оптическая система акустооптического видеоспектрометра ближнего инфракрасного диапазона (0,9-1,7 мкм). Аберрационные искажения системы минимизированы в программе ZEMAX за счет оптимизации геометрических параметров акустооптической ячейки из  $\text{TeO}_2$  при выбранных параметрах других оптических элементов. Изготовлен макет акустооптического видеоспектрометра, обеспечивающий высокое качество спектральных изображений при отсутствии дисторсии и хроматического сдвига. Пространственное разрешение ограничено дифракционным пределом и составляет 30 мкм в плоскости изображения в пределах всего поля зрения.

**Ключевые слова:** спектральная визуализация, акустооптическая фильтрация, аберрационный расчёт

Для получения спектральных изображений объектов используются разные методы, наиболее универсальным из которых является метод, основанный на использовании перестраиваемых оптических фильтров. Среди них наибольшее распространение получили акустооптические (АО) фильтры, обеспечивающие во многих случаях оптимальное сочетание пространственного и спектрального разрешения, светосилы, скорости перестройки.



*Рис. 1. Оптическая система инфракрасного спектрометра и результаты ее экспериментального исследования.*

Они используются для решения различных задач современной видеоспектрометрии видимого и ближнего инфракрасного диапазонов, в том числе в дистанционном зондировании, в астрофизических и в биомедицинских исследованиях.

Одной из причин, препятствующих широкому внедрению АО видеоспектрометров, являются пространственно-спектральные искажения, возникающие при АО дифракции и снижающие качество изображения. Для снижения влияния aberrаций необходимо оптимизировать оптическую систему видеоспектрометра. В работе [1] теоретически показано, что светоэнергетический и aberrационный расчёт и оптимизацию оптических систем, содержащих как классические оптические, так и АО элементы, можно производить в автоматизированном режиме с использованием программного обеспечения ZEMAX и специального модуля на основе упрощённой геометрической модели АО фильтра. В настоящей работе выполнена оптимизация геометрических параметров АО фильтра для видеоспектрометра, работающего в диапазоне 0.9 – 1.7 мкм.

Расчитанный АО фильтр был изготовлен, качество передаваемого им изображения экспериментально исследовано. Результаты расчёта и эксперимента представлены на рис. 1.

Полученные изображения тестового объекта позволяют сделать вывод о высоком качестве формируемого изображения в целом и об отсутствии влияния таких специфических aberrаций, как дисторсия, хроматизм положения и хроматический сдвиг изображения – в частности.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-29-20095).

#### Список литературы

1. *Machikhin A., Batshev V., Pozhar V.* Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems. // J. Opt. Soc. Am. A, 2017. V. 34(7). P. 1109-1113.
2. *Pozhar V., Machihin A.* Image aberrations caused by light diffraction via ultrasonic waves in uniaxial crystals // Applied Optics, 2012. V. 51(19). P. 4513-4519.
3. *Балакиев В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985.

## DESIGN OF ACOUSTO-OPTICAL SPECTRAL IMAGING SYSTEM FOR NEAR INFRARED SPECTRAL RANGE

V.I. Batshev, A.S. Machikhin, V.E. Pozhar, S.V. Boritko

*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS*  
batshev.vi@ntcup.ru

The optical system of the near-infrared (0.9-1.7  $\mu\text{m}$ ) acousto-optical spectral imager was designed. Optical aberrations of the system are minimized in ZEMAX due to the optimization of the acousto-optical cell geometric parameters. A prototype of the designed system is presented, providing high quality spectral images and the absence of distortion and chromatic shift. The spatial resolution is limited by the diffraction. The value of spatial resolution is 30  $\mu\text{m}$  in the image plane within the entire field of view.

**Key words:** spectral imaging, acousto-optic filtration, aberrations



# ДВУХКАНАЛЬНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР ДЛЯ СТЕРЕОСКОПИЧЕСКОГО ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРА

к.т.н. Батшев В.И., д.т.н. Мачихин А.С., д.ф.-м.н. Пожар В.Э.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
batshev.vi@ntcup.ru

Представлен двухканальный акустооптический фильтр для стереоскопического видеоспектрометра. Проанализированы возможные варианты конструкции такого фильтра. Приведены результаты абберационного анализа одной из возможных конфигураций фильтра.

**Ключевые слова:** трехмерное изображение, спектральная визуализация, акустооптическая фильтрация, абберационный расчёт

Приборы для визуализации и анализа двумерной структуры объектов в отдельных спектральных интервалах в настоящее время находят широкое применение при проведении научных исследований. При этом существует множество промышленных, медицинских и других задач, в которых необходимо исследовать пространственное распределение свойств объектов, имеющих не плоскую, а трехмерную структуру, то есть получить более полную информацию о расположении и форме элементов исследуемого объекта. Объединение этих методов позволит получить больший аналитический эффект – регистрировать 4-мерное распределение интенсивности излучения от объекта. Например, многие микроскопы, предназначенные для стереоскопической регистрации, дополнены несколькими спектральными фильтрами для контрастирования объектов. Это, однако, позволяет получать объемные изображения лишь в нескольких фиксированных полосах спектра. Поэтому актуальной является задача получения стереоизображений на произвольных длинах волн.

В [1] представлен такой стереоскопический видеоспектрометр, основным элементом которого является акустооптический (АО) фильтр, состоящий из двух одинаковых АО кристаллов, размещенных в едином корпусе. В данном докладе исследована возможность создания такого прибора на основе одного АО кристалла, в котором происходит одновременная широкоугольная дифракция двух пучков лучей, формирующих стереоскопическую пару изображений объекта.

На рис. 1 представлены возможные конфигурации такого АО кристалла.

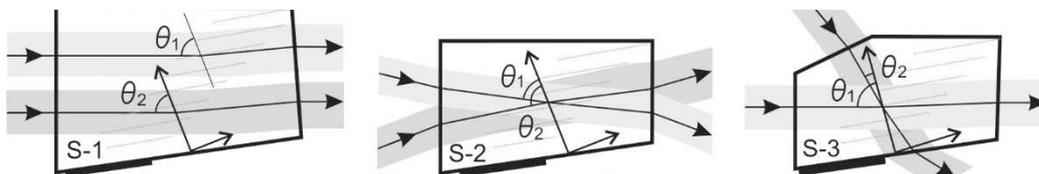


Рис. 1. Конфигурации двухканального АО кристалла.

В таблице 1 приведены результаты сравнительного анализа этих конструкций по ключевым параметрам.

Таблица 1. Сравнительный анализ конфигураций АО фильтра

Конфигурация	Компактность	Простота изготовления	Простота оптической схемы спектрометра	Возможность компенсации аббераций в обоих пучках
S-1	-	+	+	+
S-2	+	+	+/-	-
S-3	+	-	+/-	+

В работе также подробно исследованы абберационные свойства каждой из представленных конфигураций АО кристалла. Исследования проводились как для систем с параллельным ходом лучей внутри АО кристалла, так и для конфокальных схем, в которых внутри АО кристалла формируется промежуточное изображение. Эти исследования показали возможность получения изображения высокого качества во всех конфигурациях АО кристалла. Причем для конфигураций S-1 и S-2 предпочтительной является конфокальная схема спектрометра, а для конфигурации S-3 – схема с параллельным ходом лучей.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00606).

## Список литературы

1. 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 интервалах //

- Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 6. – С. 871-877.  
2. A.S. Machikhin, V.I. Batshev, V.E. Pozhar, A.A. Naumov, A.V. Gorevoy. Opt. Let., 43(5), 1087-1090 (2018).  
3. A.S. Machikhin, V.E. Pozhar. Tech. Phys. Let., 40(9), 823–826 (2014).  
4. A.S. Machikhin, V.I. Batshev, V.E. Pozhar. JOSA A, 34(7), 1109-1113 (2017).

## DUAL-CHANNEL ACOUSTO-OPTIC TUNABLE FILTER FOR 3D SPECTRAL IMAGING

V.I. Batshev, A.S. Machikhin, V.E. Pozhar

*Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS*  
batshev.vi@ntcup.ru

We propose dual-channel acousto-optic tunable filter for 3D spectral imaging. We analyzed and compared possible designs of the filter, in which the simultaneous diffraction of two light beams occurs. The results of computer simulation and image quality analysis for one of the filter designs are presented.

**Key words:** 3D imaging, spectral imaging, acousto-optic filtration, aberrations



## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ КОНТРОЛЯ ФОРМЫ ВЫПУКЛЫХ АСФЕРИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ ДИАМЕТРОМ ДО 250 ММ

м.н.с., аспирант А.Е. Гавлина<sup>1</sup>, н.с., к.т.н. В. И. Батшев<sup>1</sup>, н.с. Д.А. Новиков<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт метрологической службы  
batshev.vi@ntcup.ru

Представлен метод контроля выпуклых асферических зеркал большого диаметра, не требующий применения крупногабаритных вспомогательных оптических элементов. Изготовлен макет интерференционной установки, реализующий этот метод. Приведены результаты экспериментального исследования этой установки.

**Ключевые слова:** асферическое зеркало, интерференция, контроль

Контроль формы асферических поверхностей большого диаметра является сложной и актуальной задачей при производстве объективов космического назначения и астрономических телескопов. Большинство существующих методов контроля применимо к вогнутым поверхностям; наиболее успешно используется компенсационный метод. Наиболее сложной задачей является контроль выпуклых поверхностей, т.к. для ее решения возникает необходимость использовать вспомогательные оптические элементы, диаметры которых превышают диаметр контролируемой поверхности. В докладе представлена интерференционная установка, созданная в отделе метрологического обеспечения геометрических измерений ФГУП ВНИИМС на базе существующего интерферометра Физо, входящего в состав государственного специального эталона отклонений от плоскостности оптических поверхностей диаметром до 200 мм. В основе работы установки лежит схема ортогональных лучей, согласно которой контролируемая поверхность освещается пучком параллельных лучей, идущих перпендикулярно оси ее симметрии. Схема установки приведена на рис. 1. Интерферометр Физо создает плоский волновой фронт, часть которого отражается от контролируемого зеркала, а часть проходит над ним. Затем эти волновые фронты интерферируют. Интерферограмма проецируется с помощью

микрообъектива 1 на приемник излучения 2. Система регистрации перемещается вдоль оси симметрии зеркала с помощью линейного транслятора 3, что обеспечивает регистрацию всей интерферограммы и восстановление меридионального полупрофиля зеркала. Зеркало установлено на поворотный стол, что дает возможность исследовать всю его апертуру.

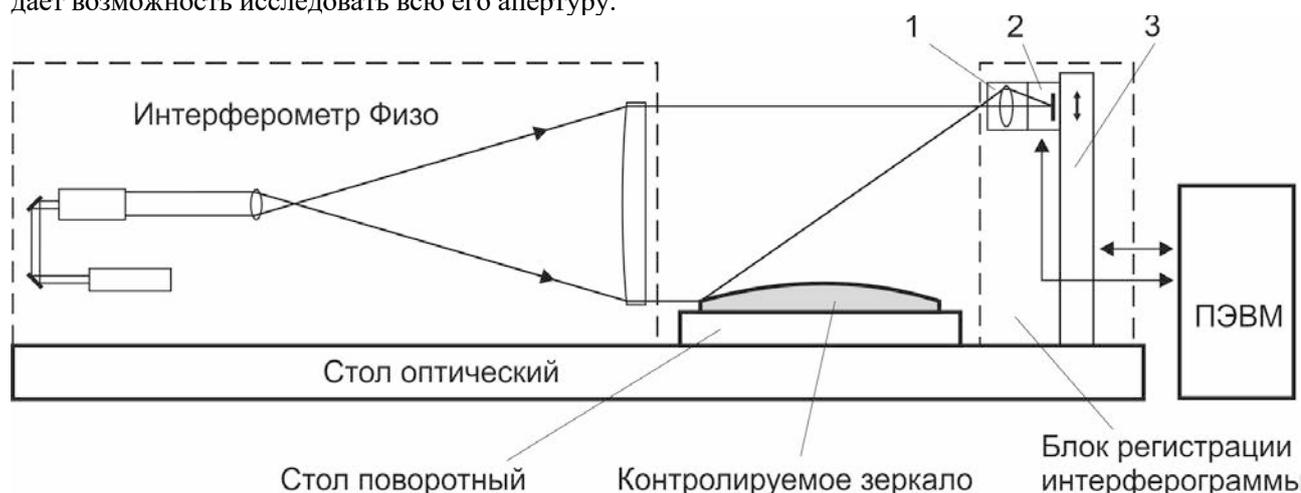


Рис. 1. Схема интерференционной установки для контроля выпуклых зеркал.

Результатом работы установки является топографическая карта отклонений контролируемой поверхности, а также вычисленные значения максимального (PV) и среднеквадратического (RMS) отклонений формы. Пример топографической карты отклонений приведен на рис. 2.

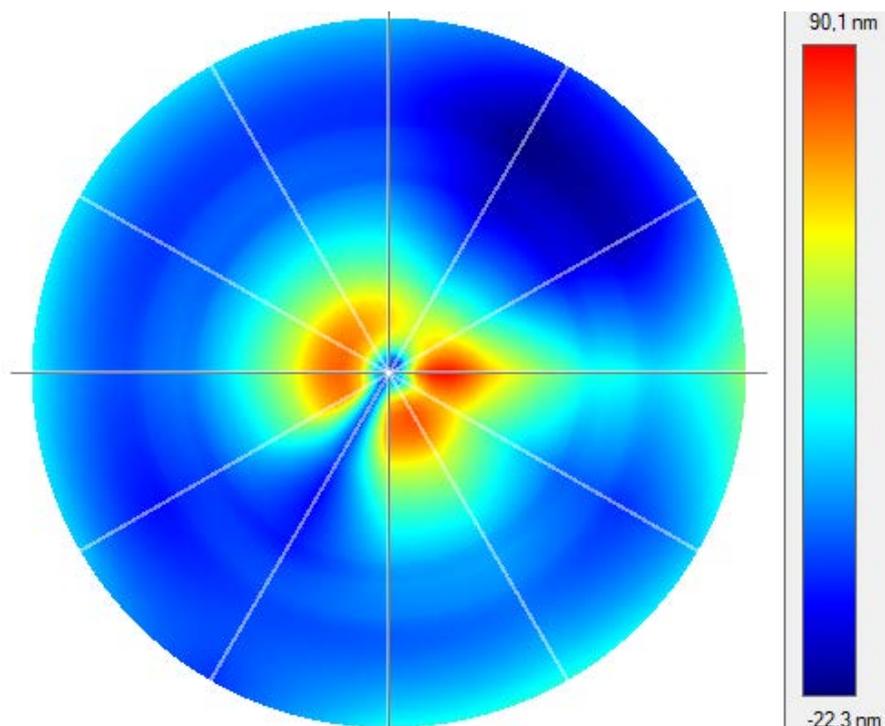


Рис. 2. Топографическая карта отклонений.

Для исследования точности контроля, обеспечиваемой созданной установкой, изготовлены два эталонных выпуклых зеркала: сферическое и гиперболическое. Диаметры зеркал – 180 мм. Результаты исследования их формы позволяют заключить, что погрешность контроля не превосходит 0,1 мкм.

#### Список литературы

5. Способ измерения профиля оптических поверхностей: а.с. 1044969 СССР, МКИ4G 01 В II/24. / Д.Т. Пуряев (СССР). № 3467407.25-28; Заявлено 09.07.82; Опубл. 30.09.83, Бюлл. № 36. 3 с.
6. Gavlina A.E., Batshev V.I., Novikov D.A., Sergeeva M.V. Interferometer for large convex optical aspheric surfaces testing", Proc. SPIE, 2019. Vol. 11056, P. 110563T.

## INTERFEROMETER FOR TESTING OF CONVEX ASPHERICAL MIRRORS UP TO 250 MM DIAMETER

A.E. Gavlina, V.I. Batshev, D.A. Novikov

<sup>1</sup> *Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS,*

<sup>2</sup> *Russian Research Institute for Metrological Service*

batshev.vi@ntcup.ru

Testing method for large convex aspherical mirrors is presented, which does not require the use of large auxiliary optical elements. A model of an interference setup is implemented. The results of an experimental study of this interferometer are presented.

**Key words:** aspherical mirror, interference, optical testing



## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО НАГРЕВА В ЯЧЕЙКАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

*м.н.с., асп. Быков А.А.<sup>1,2</sup>, м.н.с., асп. Булатов К.М.<sup>1</sup>,  
в.н.с., к.ф.-м.н. Зинин П.В.<sup>1</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н. Кутуза И.Б.<sup>1</sup>*

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

<sup>2</sup>*Национальный исследовательский университет «МЭИ»*

bykval@bk.ru

Изучение фазовых переходов и синтез новых материалов, содержащих бор и углерод, требует использование мощных лазеров (более 100 Вт) в ячейках высокого давления. В работе описывается модификация схемы лазерного нагрева в ячейке высокого давления, позволяющая разделить оптические тракты лазерного нагрева и системы визуализации нагретого образца. Новая схема позволяет проводить измерения температур в расширенном диапазоне длин волн, 550-1000 нм, а также проводить длительный нагрев образца без повреждения оптических компонентов системы. Использована новая схема нагрева для исследования поведения бор-углеродных материалов при высоких давлениях и температурах.

**Ключевые слова:** мощные лазеры, лазерный нагрев, ячейки высокого давления, системы бор-углерод

### Введение

Мощные лазеры (лазеры более 100 Ватт) широко используются в различных областях промышленности и машиностроения, так же широко применяются в различных научных областях, в том числе изучения поведения вещества и синтеза новых материалов в экстремальных условиях. В последнее время материалы обогащенные бором привлекают внимание благодаря синтезируемых из них гетероалмазов  $BC_x$  [1] и открытию высокотемпературной сверхпроводимости в этих материалах [2]. При нагреве в камерах высокого давления, графитовые соединения переходят в гетероалмазы  $BC_x$ . Дальнейшее развитие направления синтеза веществ в камерах высокого давления, требует понимания фазовых переходов, о которых свидетельствует температура вещества во время лазерного нагрева. Для этого разработана новая система лазерного нагрева в камере высокого давления. Для точного измерения температуры и ее распределения по поверхности образца система оснащена акустооптическим перестраиваемым фильтром (АОТФ).

### Схема лазерного нагрева

Для точного измерения распределения температуры на поверхности образца в ячейке высокого давления разработана многофункциональная оптическая система для нагрева образцов [3]. Разработанная ранее система позволяла нагревать вещество в камерах высокого давления ограниченное количество времени

из-за того, что при продолжительном нагреве оптические компоненты нагревались. Нагрев объектива и оправки чаще всего приводил к дефокусировке объектива, что в конечном итоге влияло на результат измерения температуры.

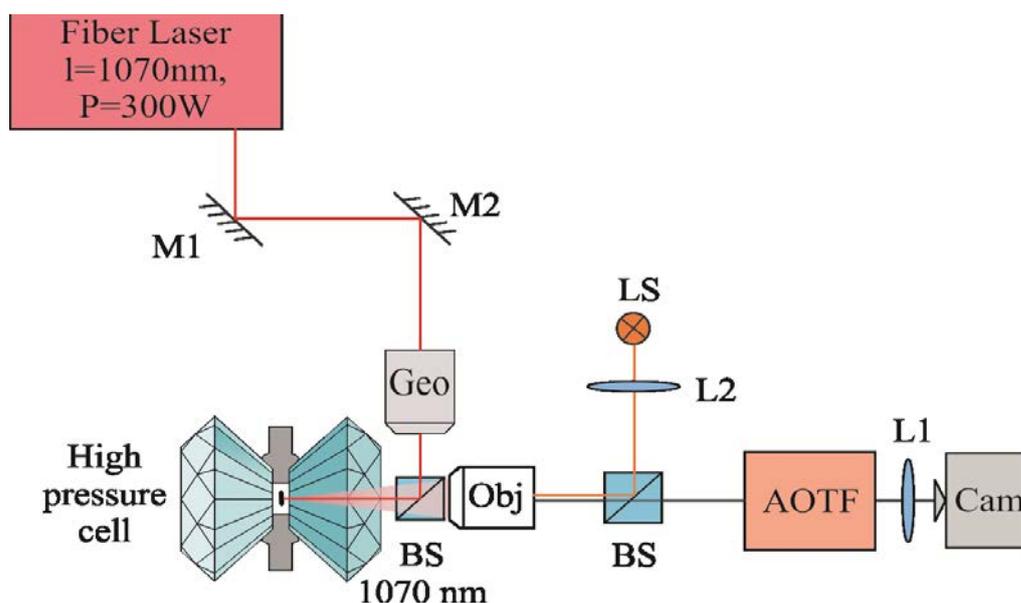


Рис. 1. Схема введения инфракрасного лазерного излучения в камеру высокого давления через светоделительный кубик BS 1070 нм.

В работе предложена новая схема введения инфракрасного (ИК) лазерного излучения в камеру высокого давления (Рис. 1.). Основное новшество данной схемы заключается в том, что ИК излучение не взаимодействует с объективом, через который производится съёмка процесса нагрева, что так же продлевает срок службы объектива и его просветляющих покрытий. Предложенная система состоит из двух оптических плеч: (1) плечо, состоящее из непрерывного волоконного лазера (Fiber Laser – IPG Photonics, 300 Ватт, TEM<sub>00</sub>), двух юстировочных зеркал M1 и M2, объектив (Geo) GeoHeat 40\_NIR и светоделительный кубик (BS 1070 nm), работающий в ИК диапазоне. Данное плечо позволяет фокусировать лазерное излучение внутри ячейки высокого давления. (2) Второе измерительное плечо состоит из системы формирования изображений с большим увеличением, основанная на объективе с большим рабочем расстоянием (Obj), AOTF-спектрометра и камеры (Cam) для измерения распределения температуры, а так же из ветви подсветки (LS - источник света, L2 - фокусирующая линза и BS – светоделительный куб). Температура на поверхности образца рассчитывается с помощью уравнения черного тела Планка (подробности см. в [3,4]).

### Выводы

Проведенное улучшение оптической схемы позволит продлить срок службы объектива и его просветляющих покрытий, а также избежать нагрева оптики во время эксперимента и дефокусировки изображения. Внесенные изменения, так же позволят снизить уровень влияния погрешности, вносимой объективом во время работы ИК лазера.

Исследование профинансировано грантом Российского Научного Фонда (РНФ 17-12-01535). Работа, проведена с помощью Уникальной научной установки "Лазерный нагрев в ячейках высокого давления" Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН [<http://ckp-rf.ru/usu/507563/>]

### Список литературы

1. P.V. Zinin, A.V. Nozhkina, R.I. Romanov, V.P. Filonenko, S. Titov, I. Trojan, V.Y. Fominski, K. M. Bulatov, A.A. Bykov, I.B. Kutuza, A. Anohin, A.M. Lomonosov. "Synthesis, Characterization of Elastic and Electrical Properties of Diamond-like BCx Nano-Phases Synthesized under High and Low Pressures", MRS Advances, pp. 1-8, 2018. <sup>[1]</sup>
2. Bhaumik, R. Sachan, J. Narayan "High-Temperature Superconductivity in Boron-Doped Q-Carbon", ACS Nano, vol. 11, pp. 5351-5357, 2017.
3. Pavel V. Zinin, Alexey A. Bykov, Alexander S. Machikhin, Ivan A. Troyan, Kamil M. Bulatov, Yulya V. Mantrova, Vladislav I. Batshev, Maxim I. Gaponov, Igor B. Kutuza, Sergey V. Rashchenko, Vitali B. Prakapenka & Shiv K. Sharma. Measurement of the temperature distribution on the surface of the laser heated specimen in a diamond anvil cell system by the tandem imaging acousto-optical filter, High Pressure Research, 2019.
4. Bulatov K, Mantrova Y, Bykov A, et al. Multi-spectral image processing for the measurement of a spatial temperature distribution on the surface of a laser-heated microscopic object. Computer Optics 2017; 41(6): 864- 868.

## USE OF HIGH-POWER LASERS FOR HEATING IN HIGH PRESSURE CELLS

Junior Researcher, Bykov A.A.<sup>1,2</sup>, Junior Researcher, Bulatov K.M.<sup>1</sup>,  
Leading Researcher, PhD, Zinin P.V.<sup>1</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>National Research University "MPEI"

bykval@bk.ru

The study of phase transitions and the synthesis of new materials containing boron and carbon requires the use of high-power lasers (more than 100 W) in high-pressure cells. The paper describes a modification of the laser heating circuit in a high-pressure cell, which makes it possible to separate the optical paths of laser heating and the visualization system of a heated sample. The new scheme allows temperature measurements in the extended wavelength range of 550-1000 nm, as well as long-term heating of the sample without damaging the optical components of the system. To study the behavior of boron-carbon materials at high pressures and temperatures a new heating scheme was used.

**Key words:** high-power lasers, laser heating, high pressure cell, boron-carbon systems



## ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДОВОЙ ВИДЕОСПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ТЕПЛООВОГО КОНТРОЛЯ ТРУДНОДОСТУПНЫХ ОБЪЕКТОВ

м.н.с., асп. Быков А.А.<sup>1,2</sup>, м.н.с., асп. Хохлов Д.Д.<sup>1,2</sup>,  
в.н.с., д.т.н. Мачихин А.С.<sup>1,2</sup>, к.т.н., доц. Волков М.В.<sup>3</sup>

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

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»

<sup>3</sup>Университет ИТМО

bykval@bk.ru

Важной задачей промышленности является тепловой контроль труднодоступных высокотемпературных объектов. Необходимость разработки зондовой оптической системы малого диаметра и зачастую неравномерное распределение излучательной способности по поверхности делает необходимым применение спектральных методов измерения температуры. В настоящей работе разработана схема установки, реализующей данный подход. Изготовлен ее макет. Экспериментально продемонстрирована его эффективность на примере измерения температуры тестовых объектов.

Тепловой контроль является обязательным при проведении многих технологических операций: плавление, варка и пр. Нагрев оборудования во время этих процессов приводит к его интенсивному износу, что снижает эффективность его работы и может привести к выходу из строя и авариям на производстве. Своевременный контроль состояния и поддержание такого оборудования в работоспособном состоянии является ключевой задачей неразрушающего контроля [1]. Это особенно важно и сложно реализуемо применительно к труднодоступным узлам и внутренним поверхностям производственных объектов. В этом случае классические методы, например, тепловизионная съемка, не применимы.

Так как температура наблюдаемых объектов, как правило, выше 1000 К, то становится возможным производить измерения пространственного распределения температуры в видимом диапазоне спектра (450-900 нм) при помощи видеокамер. Для решения задач теплового контроля узлов и внутренних поверхностей нагретых объектов может быть применена мультиспектральная съемка при помощи зондовой видеоспектрометрической системы, например, на основе акустооптического фильтра [2]. Так как для измерения температуры с точностью 3-5%, как правило, достаточно 5-10 спектральных изображений [3], в настоящей работе предлагается использовать для решения подобных задач эндоскопическую зондовую

систему, где в качестве приемника используется видеокамера с мозаичным сенсором, состоящим из пикселей, на которые установлены спектральные фильтры.

Чтобы проверить возможности такой зондовой системы в реальных условиях, был изготовлен макет и проведено его тестирование в лабораторных условиях. Основными узлами макета являются жесткий линзовый эндоскопический зонд, объектив и мультиспектральная видеокамера с 8 спектральными каналами. В качестве объекта использовалась лампа с телом накаливания в виде плоской ленты  $5 \times 10 \text{ мм}^2$ . Ее температуру возможно рассчитать, исходя из поданного тока, и использовать это значение для контроля корректности работы макета.

После калибровки макета по аттестованному источнику излучения была зарегистрирована серия из 8 одновременно полученных спектральных изображений и вычислено пространственное распределение температуры по поверхности ленточной лампы (рис. 1). Температура  $\sim 1400 \text{ К}$  в центральной части ленты близка к теоретическому значению.

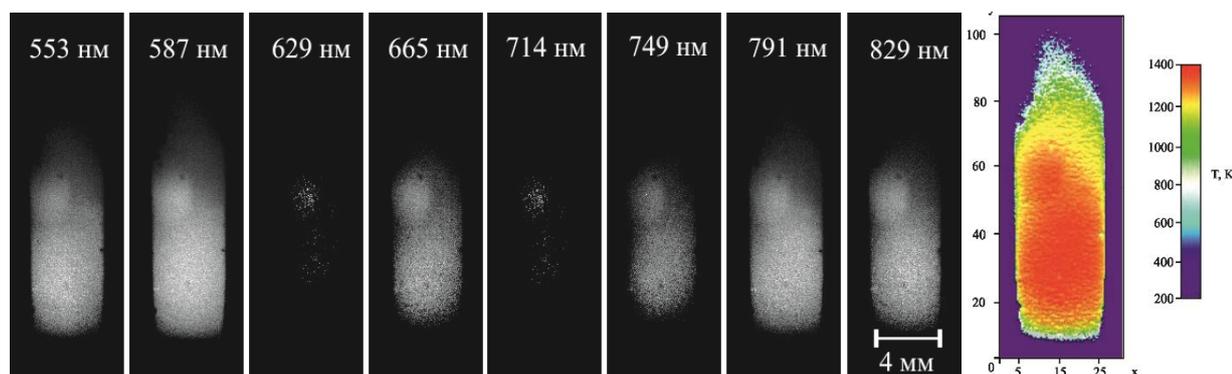


Рис. 1. Пример зарегистрированных спектральных изображений, полученных с помощью видеоспектрометрического зонда, и вычисленное по ним распределение температуры.

Таким образом, показана применимость предлагаемого подхода для вычисления пространственного распределения температуры объектов. Ее достоинствами являются компактность, одновременность получения всех спектральных изображений и высокая скорость сбора данных. Она может найти применение при решении многих практических задач теплового контроля.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 18-38-00929).

#### Список литературы

1. V. Vavilov. Infrared thermography and thermal control. // Moscow: "Spectrum" Publisher, 2009. 544 p.
2. Bykov, D. Khokhlov, A. Machikhin and P. Zinin, Temperature Measurement Using Endoscopic Acousto-Optical Spectral Imaging System // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF 2018. P. 1-4.
3. Bulatov K, Mantrova Y, Bykov A, et al. Multi-spectral image processing for the measurement of a spatial temperature distribution on the surface of a laser-heated microscopic object. // Computer Optics, 2017. V. 41(6). P. 864-868.

## THE ENDOSCOPIC SPECTRAL IMAGING SYSTEM FOR THERMAL CONTROL OF HIGH-TEMPERATURE OBJECTS

Junior Researcher, Bykov A.A.<sup>1,2</sup>, Junior Researcher, Khokhlov D.D.<sup>1</sup>,  
Leading Researcher, Dr.Sc., Machikhin A.S.<sup>1,2</sup>, Assistant professor, PhD, Volkov M.V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS

<sup>2</sup>National Research University "Moscow Power Engineering University"

<sup>3</sup>ITMO University

bykval@bk.ru

An important industrial task is the thermal control of hard-to-reach high-temperature objects. The need to develop a probe system of small diameter and non-uniform distribution of emissivity over the surface makes it necessary to use spectral methods for measuring temperature. In this work, we demonstrate a setup that implements this approach. Its effectiveness has been experimentally demonstrated by measuring the temperature of test objects.

# ОЦЕНКА ПРИМЕНИМОСТИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО АО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ЛИНИЙ В ПЕРЕКРЫВАЮЩИХСЯ СПЕКТРАХ

асп. Карандин А.В., д. ф.-м. н., проф. Боритко С.В., д. ф.-м. н. Пожар В.Э.

ФГБУН Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН  
boritko@mail.ru

Приводится оценка и обоснование применения разработанного в НТЦ Уникального приборостроения РАН спектрометра, на основе акустооптической (АО) ячейки со скачкообразной фазовой манипуляцией, для задач дифференциальной различения наложенных спектров в спектроскопии. Представлены данные о доверительных интервалах измерения прибора.

Основной задачей спектрометрии является точное определение положения спектральных составляющих спектра. В спектральной картине часто встречается наложение пиков, т.е. на фоне широкого пика высокой интенсивности расположен более узкий пик меньшей интенсивности. Картина, возникающая при таком наложении, представлена на рис. 1. Так же, на рисунке показано, что в этом случае положение пика малой интенсивности смещается и необходим инструмент, для определения реального максимума пика.

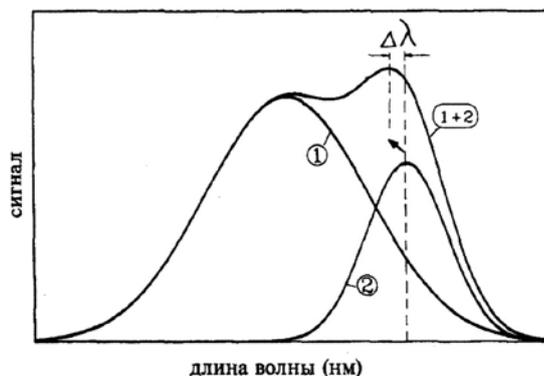


Рис. 1. Наложение пика малой интенсивности на пик высокой интенсивности.

Но так ли необходим этот инструмент? Может, изменение положения настолько мало, что достаточно стандартных приборов и методов? Для ответа на эти вопросы воспроизведем и дополним математический эксперимент Артура Гайса 1955 года [1].

Для оценки ошибки положения  $\Delta\lambda$  при измерении максимума пика малой интенсивности (ПМИ) проведем математическое моделирование различных ситуаций.

Если брать движение от максимума пика высокой интенсивности (ПВИ) и до его затухания, то можно выделить четыре участка положения максимума ПМИ, на которых смещение пика малой мощности ведет себя по-разному:

1. Первый участок – совпадение положений максимумов обоих пиков. В этом случае смещение положения отсутствует;
2. Второй участок – небольшой отрезок в районе максимума ПВИ, где влияние на смещение положения мало, из-за плавного и слабого снижения интенсивности;
3. Третий участок (рис. 2а) – весь участок после окончания второго и начала четвертого, где спад и скорость спада интенсивности значительна, что сильно влияет на смещение положения ПМИ;
4. Четвертый участок – расположение пика малой интенсивности на краю – смещение положение мало, т.к. влияние данных пика высокой интенсивности незначительно.

Для демонстрации влияния сильного спада интенсивности на смещение положения максимума ПМИ на рис. 2(а) приведены три ситуации положения, где третий ПМИ расположен на четвертом участке. На рис. 2(б) представлен график зависимости смещения положения ПМИ  $\Delta\lambda$  от удаления положения максимума ПМИ от максимума ПВИ (0 – максимумы совпадают, 1 – максимум ПМИ «вышел» за ширину ПВИ).

Не только положение пика влияет на величину смещения положения максимума ПМИ, так же важна зависимость положения  $\Delta\lambda$  от ширины ПМИ. Так как ПМИ может иметь вид дельта функции, следовательно, смещение при наложении такого пика на ПВИ будет нулевым. Если ширина ПМИ совпадает с шириной ПВИ, то он просто не выделяется как второй максимум и говорить об ошибке его измерения

бесмысленно. На рис. 3 представлен пример трех ситуаций, когда ПМИ имеет разную ширину (а) и график зависимости смещения положения  $\Delta\lambda$  от отношения полуширины ПМИ к полуширине ПВИ (б).

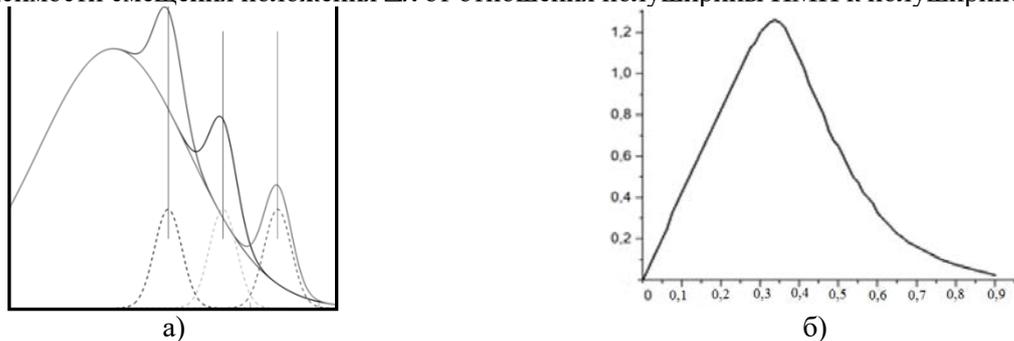


Рис. 2. Зависимости положения смещения максимума ПМИ  $\Delta\lambda$  (в относительных единицах) от удаления положения максимума ПМИ от максимума ПВИ.

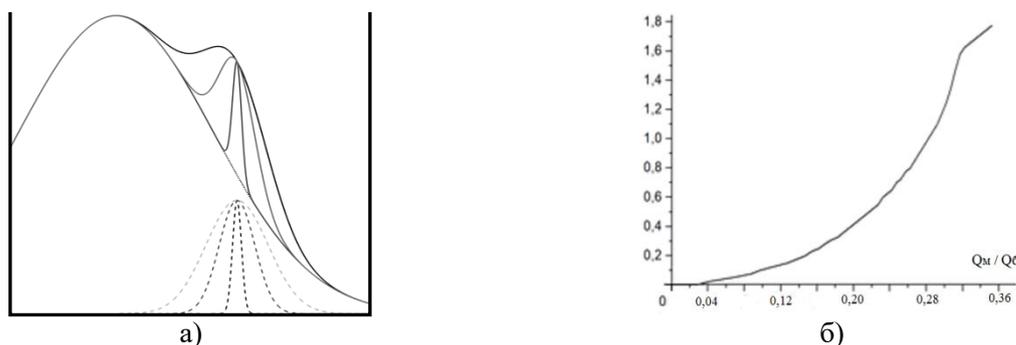


Рис. 3. Зависимость ошибки измерений положения меньшего пика в зависимости от его ширины.

В качестве примера оценим величину максимального смещения положения  $\Delta\lambda$  для видимого диапазона длин волн в районе зеленого света (532 нм) и полуширины ПВИ порядка 20 нм. В этом случае ошибка достигает 2-х нм. На рис. 4. приведена аппаратная функция двойного акустооптического монохроматора, разработанного и выпускаемого в НТЦ Уникального приборостроения РАН. Видно, что при подавлении вне полосы пропускания монохроматора в 50 дБ полуширина главного максимума составляет 2 ангстрема, т.е. 0,2 нм. Можно положить, что для достоверного различения двух близко расположенных пиков необходимо, чтобы они последовательно попадали в соседние главные максимумы функции пропускания монохроматора при сканировании по спектру, когда они перекрываются на уровне  $\sqrt{2}$  высоты. Это как раз и будет соответствовать разрешению 0,2 нм, что в 10 раз меньше возможной ошибке  $\Delta\lambda$ . Следовательно, повышение точности измерений положения максимумов пиков в перекрывающихся спектрах актуально.

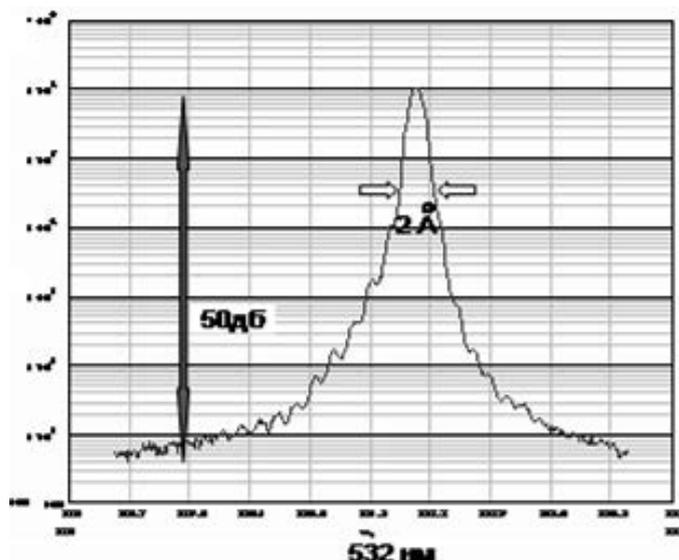


Рис. 4. Аппаратная функция двойного акустооптического монохроматора, разработанного в НТЦ Уникального приборостроения РАН.

Решение проблемы определения точного положения ПМИ на ПВИ реализовано – необходимо продифференцировать зарегистрированный спектр. Положение ПМИ определяется с достаточной точностью. Этот способ широко используется в молекулярной спектроскопии и аналитической химии [2 - 4]. Процедура заключается в измерении частотной зависимости спектральной плотности образца, затем сглаживание и последующее дифференцирование результата.

Тем не менее, в настоящее время, появляются задачи, которые требуют получения результата в процессе исследования, для возможности повлиять на его ход. Математика, когда нет возможности использовать компьютеры с высокой производительной мощностью, этого не позволяет, для сглаживания надо иметь всю характеристику и время на её обработку. В [5, 6] теоретически была показана возможность непосредственной регистрации спектра оптического излучения и его производных в процессе проведения измерений. В основе этой возможности лежит акустооптическая (АО) дифракция на фазовой решетке, созданной акустической волной с резким периодическим переключением фазы.

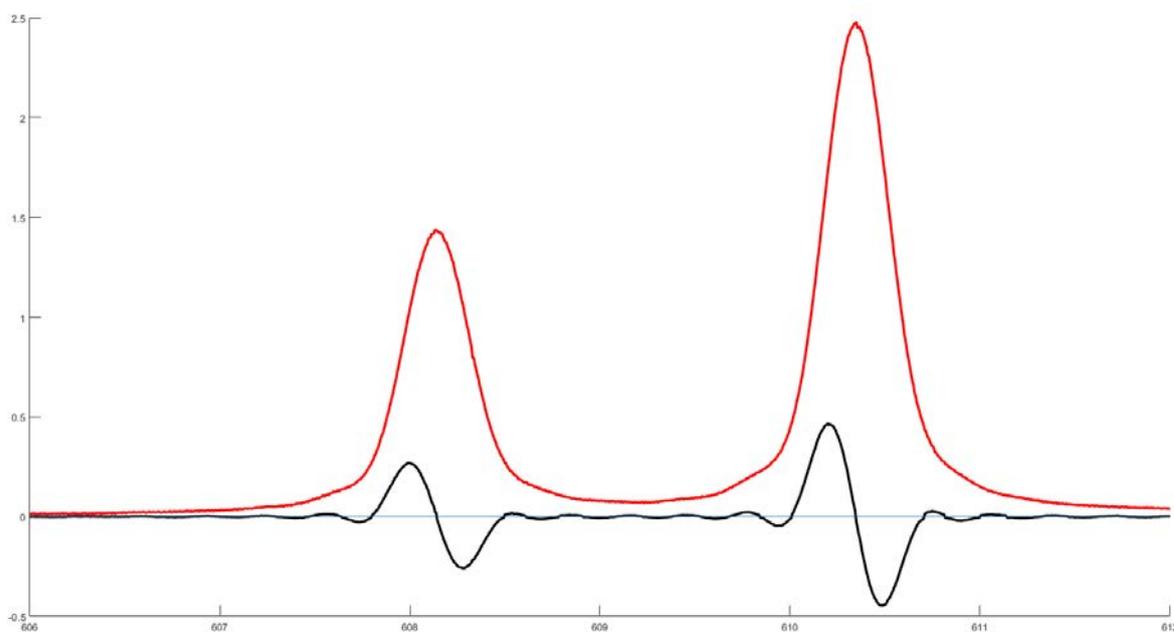


Рис. 5. Регистрируемый спектрометром сигнал (часть спектра неоновой лампы).

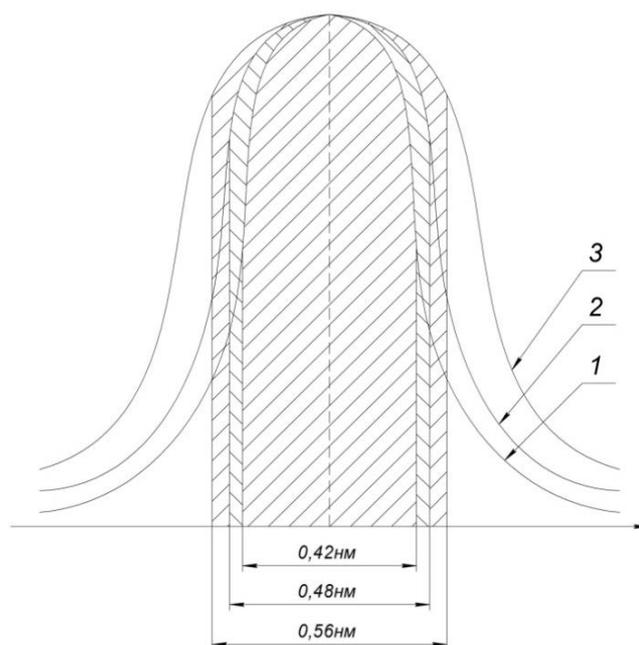


Рис. 6. Доверительный интервал для трех участков спектра: 1 – пик с максимумом в 538,4 нм, 2 – пик с максимумом в 607,6 нм, 3 – пик с максимумом в 724,5 нм.

В НТЦ Уникального приборостроения РАН на базе коллинеарной АО ячейки был создан макет спектрометра, позволяющего регистрировать производные оптических спектров. Макет состоит из АО спектрометра с резким переключением фазы и компьютера, который с помощью специализированной программы, обеспечивающей его работу. В качестве тестового эксперимента была произведена регистрация излучения неоновой лампы, имеющей линейчатый спектр. Из графика (рис. 5) видно, что созданный макет довольно эффективно регистрирует как спектр оптического сигнала, так и его первую производную. Следующим шагом, показывающим возможность применения макета дифференциального АО спектрометра является определение точности его измерений. Для определения надежности прибора рассчитаны доверительные участки в начале, середине и конце рабочего спектрального диапазона. Расчетные данные для доверительного уровня 95 % по двадцати измерениям на каждом выбранном участке приведены на рис. 6. В качестве эталонного образца выступает неоновая лампа. Приведенные данные показывают актуальность, применимость и точность измерения дифференциального АО спектрометра для различения двух наложенных пиков. На основании приведенных данных можно разработать метод определения точного положения ПМИ на ПВИ. Т.к. точность методики при приборной регистрации первой производной равняется точности используемого прибора.

### Список литературы

1. Arthur T. Giese and C. Stacy French. The analysis of overlapping spectral absorption bands by derivative spectrophotometry, 1955, p. 78-96.
2. В.Э.Пожар. Исследование коллинеарной дифракции света на модулированных акустических волнах в кристаллах. Диссертация к.ф.м.н. Менделеево: ВНИИФТРИ, 1986.
3. В.Э.Пожар. Аппаратная функция коллинеарного акустооптического фильтра в режиме модуляции ультразвука. В кн. «Методы и средства прецизионной спектрометрии». М., ВНИИФТРИ, 1987, с.90-92.
4. В.И.Пустовойт, В.Э.Пожар. Управление характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра путем модуляции ультразвука. Радиотехника и электроника, 1998, т.43, в.1, с.121-127.
5. В.Э.Пожар, В.И.Пустовойт. Дифракция света на акустической кусочно-однородной волне со скачкообразным изменением фазы. Успехи современной радиоэлектроники. 2006, в.9, с.47-61.
6. С.Береза, В.Пожар. Методы дифференциальной спектроскопии на основе акустооптических фильтров с фазовой модуляцией. 3-я Международная конференция "Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации" (ARMIMP-2009, Суздаль, 22-24 сентября 2009 года). с.221-223.

## ESTIMATION OF APPLICABILITY OF DIFFERENTIAL ACOUSTO-OPTIC SPECTROMETER FOR LINES POSITION DETECTION IN OVERLAYED SPECTRUMS

Karandin A.V., Boritko S.V., Pozhar V.E.

*Scientific technological center of unique instrumentation of Russian Academy of Sciences*  
boritko@mail.ru

The evaluation and verification of the spectrometer developed in the STC UI RAS is presented. It is based on acousto-optical cell with abrupt phase manipulation and is used for the differential distinction between overlapped spectra. The confidence intervals of the measurements performed with this spectrometer are presented.



# ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ДЛИНЫ ВОЛНЫ В ПОЛИНОМИАЛЬНОМ ВИДЕ МЕТОДОМ НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ

аспирант Мантрова Ю.В.<sup>1</sup>, к.ф.-м.н., в.н.с. Зинин П.В.<sup>1</sup>,  
аспирант Булатов К.М.<sup>1</sup>, аспирант Быков А.А.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук

<sup>2</sup>Национальный исследовательский университет «МЭИ»

mantrovayv@gmail.com

В работе предложен метод полиномиального представления излучательной способности от длины волны. Такое представление приведёт к уменьшению ошибки измерения для эффективной излучательной способности, поскольку оно лучше описывает поведение коэффициента в условиях реального эксперимента. Соответственно, применение данных методов позволит снизить ошибку в измерении температуры, за счёт использования более точной модели. Включение в модель излучательной способности зависимости от длины волны при фиксированной температуре в задачах поиска минимума позволяет снизить общую ошибку измерений и получить более адекватную оценку излучательной способности.

**Ключевые слова:** излучательная способность, спектроскопия, уравнение Планка, измерение температуры

## Введение

Использование точных моделей коэффициента излучения в задачах нагрева материалов до высоких температур чрезвычайно важно для понимания многих физических явлений, таких, например, как теплообмен в центре земли, процессов в диффузионном пламени [1], использование солнечной энергии [2] и другие.

Понятие излучательной способности тесно связано с уравнением Планка [3] для абсолютно чёрного тела. Так как обычные (серые) тела в общем случае не являются чёрными, то законы теплового излучения можно применять к ним только при условии внесения определённых поправок. Величина, связывающая излучение реальных тел с излучением абсолютно чёрного тела, называется спектральным коэффициентом излучения  $\varepsilon(T)$ . Измерение излучательной способности образца не является чрезмерно сложным процессом, но он требует учёта нескольких параметров, таких как интенсивность излучения, температура образца, длина волны излучения, давление и т.д. Коэффициент излучения (или степень черноты) –  $\varepsilon$  показывает отношение энергии теплового излучения «серого тела», к излучению «абсолютно чёрного тела» при той же температуре.

Задачей нашего исследования было нахождение более точных моделей коэффициента излучения с учётом зависимости не только от показателей температуры, но и от длины волны. Полиномиальное представление излучательной способности, позволит учитывать её чувствительность к изменению длины волны на всём исследуемом диапазоне, что позволит существенно снизить общую ошибку измерений, а так же ошибку в измерении температуры.

## 1. Метод

Стандартный метод определения температуры и коэффициента излучения по данным теплового излучения,  $I(\lambda)$ , заключается в том, чтобы найти такие значения  $T_0$  и  $\varepsilon_0$ , при которых сумма квадратов или  $S$  функция,

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) - \varepsilon g(\lambda_i, T)]^2, \quad (1)$$

имеет минимум (2D нелинейная аппроксимация по методу наименьших квадратов). Чтобы уменьшить проблему 2D нелинейной наименьших квадратов, уравнение для одномерной подгонки наименьших квадратов мы использовали метод, основанный на том факте, что излучательная способность  $\varepsilon$  является линейным параметром [4]. Это позволяет нам получить аналитическое выражение для  $\varepsilon_0$ , используя следующую процедуру. Если функция  $S(T, \varepsilon)$  имеет минимум при  $T_0$  и  $\varepsilon_0$ , то должны выполняться следующие условия: 1)  $\partial S / \partial \varepsilon |_{\varepsilon=\varepsilon_0, T=T_0} = 0$ ; 2)  $\partial S / \partial T |_{\varepsilon=\varepsilon_0, T=T_0} = 0$ . Первое уравнение дает выражение для  $\varepsilon_0$ :

$$\varepsilon_0 = \frac{\sum_{i=1}^N [I(\lambda_i) g(\lambda_i, T)]}{\sum_{i=1}^N [g^2(\lambda_i, T)]}. \quad (2)$$

Тогда следующее выражение будет выглядеть так:

$$\frac{\partial S}{\partial T} = -\frac{2c_2\varepsilon_0}{T^2} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\lambda_i} [I(\lambda_i)g(\lambda_i, T) - \varepsilon_0] = 0. \quad (3)$$

Стратегия 1D метода наименьших квадратов следующая. Температура варьируется и используется для определения  $\varepsilon$  для каждого значения  $T$ . Затем рассчитывается S-функция и определяются значения  $T_0$  и  $\varepsilon_0$ , при которых S функция имеет минимум.

### 2. Экспериментальная установка

Детальное описание установки для измерения температуры с использованием AOTF можно найти в работе [5].

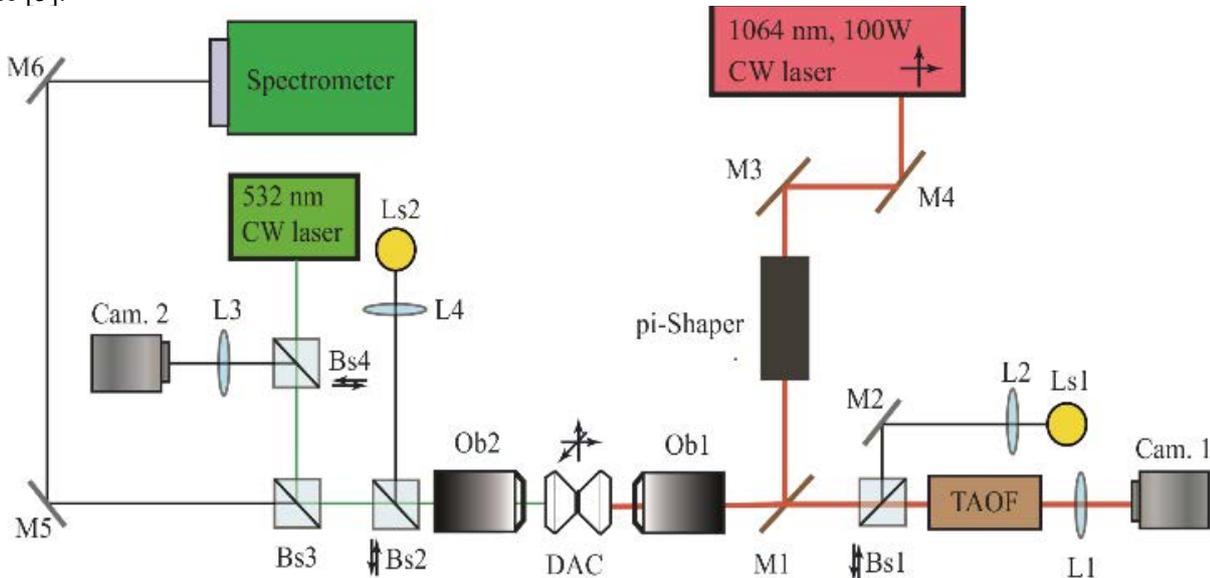


Рис. 1. Система для лазерного нагрева образцов.

Система состоит из двух модулей: (1) спектрометр AOTF для измерения распределения температуры; (2) точная моторизованная ступень хуз. Это позволяет перемещать образец вдоль трех осей. Точность перемещения стола составляет 1,25 мкм; (3) двухсторонняя система визуализации с большим увеличением, основанная на двух объективах с бесконечной длиной рабочего расстояния.

Температура в образце может быть рассчитана на основе излучения, испускаемого материалом с использованием уравнения Планка для абсолютно чёрного тела. Для калибровки оптической системы используется лампа с известной температурой (1700 К), которая помещается в область измерения. Полученное значение интенсивности лампы позволяет получить значение  $I_{\text{калибровочная}}$ . Расчёт скорректированного значения интенсивности для исследуемого образца производится следующим образом:

$$I_{\text{скорректированная}} = \frac{I_{\text{измеренная}} \cdot I_{\text{Планка}}}{I_{\text{калибровочная}}}, \quad (4)$$

где  $I_{\text{измеренная}}$  - спектральная интенсивность образца в ячейке высокого давления. На основании полученных изображений нагретой области проводится обработка и корректировка данных.

### 3. Результаты

В работе, был предложен метод расчёта эффективной излучательной способности с учётом её зависимости от длины волны. Стандартное уравнение Планка с учётом зависимости коэффициента излучения от длины волны будет выглядеть следующим образом:

$$I(\lambda) = \varepsilon(\lambda) \cdot \frac{c_1}{\lambda^5 \cdot (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)} = \varepsilon(\lambda) \cdot g(\lambda, T) \quad (5)$$

Тогда описанный ранее метод сводится к следующему отображению:

$$S(\varepsilon, T) = \sum_{k=1}^N [I(\lambda) - \varepsilon(\lambda)g(\lambda, T)]^2 \quad (6)$$

Коэффициент излучения в расчётах представлялся в виде полинома, что позволяло использовать более точную модель, за счёт учёта влияния длины волны на исследуемом участке (750-800 нм). На рисунке 2 представлены первые результаты для вольфрамовой пластины, нагретой лазером (8 Вт) до температуры 1968 К, рассчитанные с использованием полиномиальной зависимости.

Как заметно из представленных результатов, разброс значений на участке составляет менее 6% для коэффициента излучения, что позволяет более точно оценивать его значение. Используя данный метод, мы сможем получать более точные значения в дальнейших исследованиях.

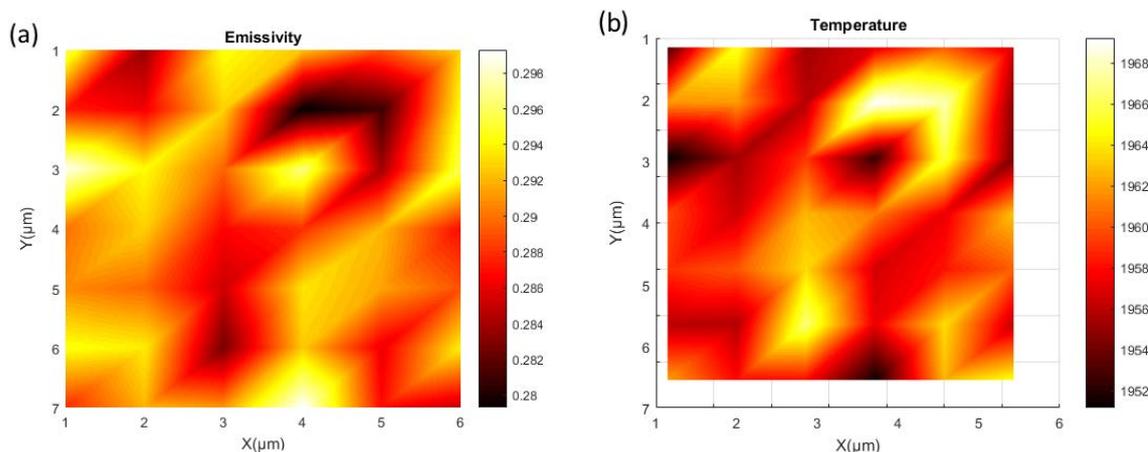


Рис. 2. 2-D распределение излучательной способности (а) и температуры (б) на поверхности нагретой лазером 8 Вт вольфрамовой пластины.

### Выводы

В данной работе рассмотрена возможность учёта зависимости коэффициента излучения не только от температуры в задачах поиска минимума, но также и от длины волны. Учёт данной зависимости в расчётах экспериментальных данных в дальнейших работах, позволит произвести более точную оценку эффективной излучательной способности, что в свою очередь даст возможность существенно снизить общую ошибку эксперимента в задачах нагрева материалов.

### Список литературы

1. Liu, H.W., et al., Measurement of distributions of temperature and wavelength-dependent emissivity of a laminar diffusion flame using hyper-spectral imaging technique. *Measurement Science and Technology*, 2016. 27(2): p. 10.
2. Jyothi, J., et al., Measurement of high temperature emissivity and photothermal conversion efficiency of TiAlC/TiAlCN/TiAlSiCN/TiAlSiCO/TiAlSiO spectrally selective coating. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2017. 171: p. 123-130.
3. Госсорг Ж. Инфракрасная термография. Основы, техника, применение: Пер. с франц. – М.: Мир, 1998. 416с.
4. Bulatov, K. M., Y. V. Mantrova, A. A. Bykov, M. I. Gaponov, P. V. Zinin, A. S. Machikhin, I. A. Troyan, V. I. Batshev, I. B. Kutuza, V. Y. Fominski, V. B. Prakaпенка and S. K. Sharma (2017). "Multi-spectral image processing for the measurement of spatial temperature distribution on the surface of the laser heated microscopic object." *Computer Optics* 41(6): 864-868.
5. Machikhin, A. S., V. I. Batshev, P. V. Zinin, A. V. Shurygin, D. D. Khokhlov, V. T. Poshar, P. S. Martyanov, A. A. Bykov, S. B. Boritko, I.A. Troyan and V.A. Kazakov (2017). "Acousto-optic videospectrometry for measuring the spatial temperature distribution in microobjects." *Instruments and Experimental Techniques* 2: 1–6.

## REPRESENTATION OF THE DEPENDENCE OF THE EMISSIVITY ON THE WAVELENGTH IN POLYNOMIAL FORM BY THE LEAST SQUARE METHOD FOR MEASURING THE DISTRIBUTION OF EMISSIVITY

graduate student Mantrova Yu.V.<sup>1</sup>, PhD Zinin P.V.<sup>1</sup>, graduate student Bulatov K.M.<sup>1</sup>,  
graduate student Bykov A.A.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *The Scientific and Technological Center for Unique Instrument Making  
of the Russian Academy of Sciences*

<sup>2</sup> *Moscow Power Engineering University  
mantrovayv@gmail.com*

In this paper, we propose a method of polynomial representation of emissivity versus wavelength. Such a representation will lead to a decrease in the measurement error for the effective emissivity, since it better describes the coefficient behavior in a real experiment. Accordingly, the use of these methods will reduce the error in temperature measurement, due to the use of a more accurate model. The inclusion of the dependence on the wavelength at a fixed temperature in the emissivity model in the problems of finding the minimum allows one to reduce the overall measurement error and obtain a more adequate estimate of the emissivity.

**Keywords:** emissivity, spectroscopy, Planck law, temperature measurement

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЛИНЗЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

аспирант Быханов А.Н.

Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
rubl1009@yandex.ru

В работе проведено исследование возможности применения акустооптической цилиндрической линзы для управления параметрами лазерного излучения. Показано, что вид подаваемого на акустооптическую ячейку сигнала позволяет осуществлять управление характеристиками падающего на нее излучения. Это создает предпосылки для создания компактных, адаптивно управляемых и недорогих устройств для фокусировки, модуляции и других операций.

## Введение

Для решения многих задач, связанных с применением лазерного излучения, требуется интерактивное управление его характеристиками: интенсивность, направление, поляризация и пр. Одними из наиболее эффективных устройств для этого являются акустооптические (АО), основанные на явлении дифракции световых пучков на решетках, созданных акустическим полем. Их выгодно отличают высокое быстродействие и ограниченный выбор кристаллов приводит к неполному использованию всех возможностей АО взаимодействия и достаточно высокой стоимости АО устройств. Даже при производстве в больших количествах изготовление АО ячеек на основе таких кристаллов требует применения высокотехнологичных и трудоемких процедур. Имеющиеся технологические препятствия и ограниченный выбор кристаллов приводит к неполному использованию всех возможностей АО взаимодействия и достаточно высокой стоимости АО устройств. Одним из направлений дальнейшего развития АО технологий является использование жидкостей в качестве рабочей среды АО взаимодействия. Несмотря на изотропность среды и, как следствие, невозможность реализации многих распространенных геометрий АО взаимодействия, АО дифракция в жидкости имеет существенные достоинства. К ним можно отнести возможность изготовления различной формы излучающей поверхности, что позволяет создавать акустические поля сложной структуры. Технологичность и низкая стоимость изготовления АО ячеек на основе жидкостей позволяет создавать компактные и эффективные устройства для фокусировки излучения.

## Акустооптическая линза

АО состоит из следующих элементов: акустическая звуковая волна, распространяющаяся в акустической среде, и световая (электромагнитная) волна. Ультразвук вводится в среду пьезоэлектрическим преобразователем, имеющем форму полого цилиндра длиной  $L$  и радиусом  $R$  (рис. 1). Цилиндр закрыт на обеих сторонах стеклянными окнами и заполнен водой, образуя таким образом АО ячейку. Вибрации толщины стенки возникают, когда напряжение подается на цилиндрическую стенку цилиндра, что приводит к пространственно-временной модуляции плотности акустической среды.

Потенциал скоростей акустического поля  $\Phi(r, \varphi, z, t)$  в такой АО ячейке зависит от следующих переменных:  $r$  – радиальная координата;  $\varphi$  – угловая координата;  $z$  – координата высоты и  $t$  – переменная времени.

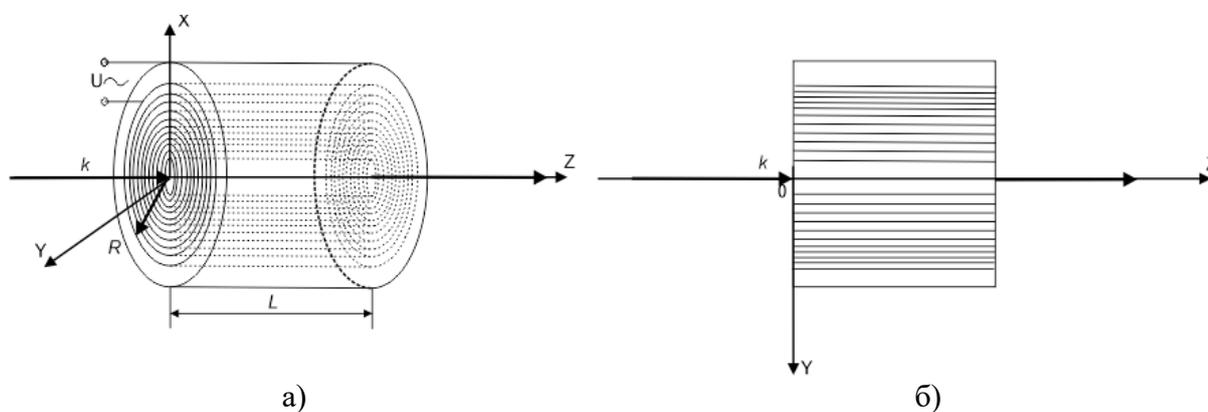


Рис. 1. АО ячейка: вид сбоку (а) и вид сверху (б).

Для расчета акустического поля воспользуемся волновым уравнением в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \varphi^2} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}. \quad (1)$$

Начальные условия:  $\Phi(r=R, t) = u_0 \cos(\omega t)$ ,  $u_0 = const$ ,  $\Phi(r=R, 0) = 0$ , где  $V$  – скорость акустической волны в среде, наполняющей цилиндрическую линзу,  $u_0$  – амплитуда колебания стенки.

Учитывая осесимметричность колебаний поверхности цилиндра, волновое уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} = \frac{1}{V^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Решая данное уравнение методом Фурье, получим общее решение:

$$\Phi_m(r, z, \varphi, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \left[ J_0\left(\frac{\mu_m r}{R}\right) + N_0\left(\frac{\mu_m r}{R}\right) \right] \left[ A_m \cos\left(\frac{\mu_m V t}{R}\right) + B_m \sin\left(\frac{\mu_m V t}{R}\right) \right],$$

где  $J_0\left(\frac{\mu_m r}{R}\right)$  и  $N_0\left(\frac{\mu_m r}{R}\right)$  – функции Бесселя и Неймана нулевого порядка соответственно;  $\mu_m$  – корни

функции Бесселя  $J_0(x)$ . Слагаемое  $N_0\left(\frac{\mu_m r}{R}\right)$  следует положить равным нулю, так как  $N_0(0) = -\infty$ , что не может соответствовать реальному физическому процессу. Коэффициент  $A_m$  следует принять равным 0, чтобы выполнялось начальное условие  $\Phi(r=R, 0) = 0$ .

Так как звуковое давление и потенциал скоростей связаны соотношением  $p = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t}$  ( $\rho$  – плотность среды внутри цилиндра) [2], то частное решение волнового уравнения порядка  $m$  запишем в виде:

$$p(r, t) = p_0 J_0(Kr) \cos(\omega t), \quad (3)$$

где  $K$  и  $\omega$  – частные собственные числа задачи, а именно волновой вектор акустического поля и круговая частота.

Модуляция давления среды согласно (3) приводит к образованию в ней распределения показателя преломления

$$n(r, t) = n_0 + \Delta n J_0(Kr) \cos(\omega t) \quad (4)$$

$n_0$  – показатель преломления не возмущенной среды. Как показано в [3], при подаче частоты звука  $f$  такой компонент ведет себя по отношению к оптическому излучению с волновым вектором  $k$  как линза с оптической силой  $(K^2 \nu / 2k) \cos(\omega t)$ , где  $\nu$  – параметр Рамана-Ната.

Таким образом, вид подаваемого на такую АО ячейку сигнала  $f(t)$  позволяет осуществлять управление характеристиками падающего на нее излучения. Это создает предпосылки для создания компактных, адаптивно управляемых и недорогих устройств для фокусировки, модуляции и других операций.

### Список литературы

1. В.Я. Молчанов, Ю.И. Китаев, А.И. Колесников и др. “Теория и практика современной акустооптики” М.: МИСИС, 2015.
2. E. Skudrzyk, The Foundations of Acoustics. Basic Mathematics and Basic Acoustics, Springer-Verlag, Wien, 1971.
3. K. Szulzycki, V. Savaryn, and I. Grulkowski, Rapid acousto-optic focus tuning for improvement of imaging performance in confocal microscopy // Applied Optics vol. 57, no. 10, 2018

## INVESTIGATION OF THE POSSIBILITY OF USING AN ACOUSTO-OPTICAL CYLINDRICAL LENS TO CONTROL THE PARAMETERS OF LASER RADIATION

graduate student Bykhanov A.N.

National Research University "MPEI"  
rubl1009@yandex.ru

The paper investigates the possibility of using an acousto-optic cylindrical lens to control the parameters of laser radiation. It is shown that the type of signal applied to the acousto-optic cell allows controlling the characteristics of the radiation incident on it. This creates the preconditions for the creation of compact, adaptively controlled and inexpensive devices for focusing, modulation and other operations.



# ИЗОБРАЖАЮЩИЙ СПЕКТРОМЕТР НА БАЗЕ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА ДЛЯ ПОЛЕВОЙ СЪЕМКИ

инженер-исследователь, аспирант Г.Н. Мартынов<sup>1</sup>,  
инженер-исследователь, аспирант М.И. Гапонов<sup>1</sup>,  
зав. лабораторией прецизионных технологий, с.н.с., к.с.-х.н. Д.С. Фомин<sup>2</sup>,  
зав. лабораторией агробиофотоники, н.с. М.В. Ременникова<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Пермский Федеральный Исследовательский Центр Уральского Отделения РАН  
gaponov@ntcup.ru

Изображающая спектроскопия позволяет получать спектральные изображения различных объектов, полезные для их дальнейшего анализа. Представлена автономная спектральная изображающая система на базе двойного акустооптического фильтра, обеспечивающая спектральное разрешение 2 нм при времени накопления 0,2 с/кадр. Возможности системы для мониторинга посевов были протестированы при съемках на экспериментальном сельскохозяйственном полигоне Пермского научно-исследовательского института сельского хозяйства ПФИЦ УрО РАН.

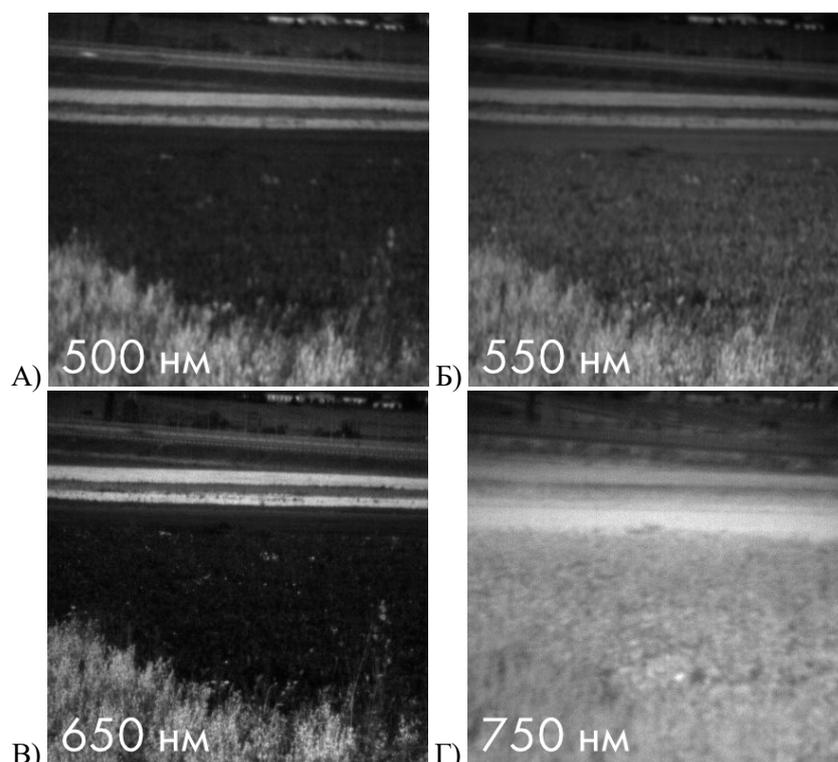
**Ключевые слова:** спектральные изображающие системы, акустооптический перестраиваемый фильтр, сельскохозяйственный мониторинг, гиперспектральная съемка

Изображающая спектроскопия, в частности мульти- и гиперспектральная фотография - это съемка изображений исследуемых объектов в требуемых спектральных диапазонах. Дальнейший анализ спектральной яркости объектов дает возможность судить об их химическом составе и состоянии, что и нашло свое применение в различных областях науки: дистанционном зондировании, биомедицине, исследованиях окружающей среды. Одним из важных применений изображающей спектроскопии является съемка сельскохозяйственных угодий [1] - анализ спектральных изображений позволяет различать культуры и сорняки [2,3], вегетацию растений [4], пигменты и химический состав [5,6]. В работе представлена автономная спектральная изображающая система для полевой съемки (рис. 1А), выполненная на базе перестраиваемого акустооптического фильтра (АОФ), позволяющая вести съемку в спектральном диапазоне от 450 до 850 нм с произвольной последовательной спектральной адресацией и спектральным разрешением 2 нм в поле зрения 12° [7].

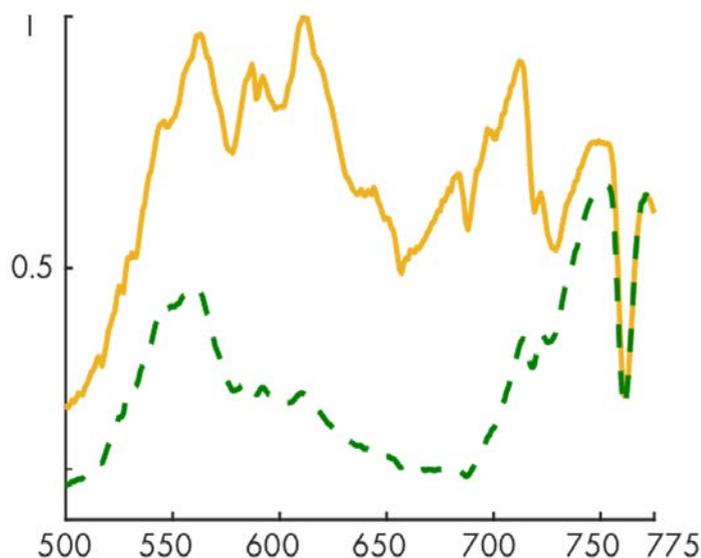


**Рис. 1.** Полевая спектральная изображающая система, дополненная спектрометром Avesta ASP-150C и мультиспектральной камерой Silios CMS-V.

Система была протестирована в полевых условиях при съемке сельскохозяйственного экспериментального полигона Пермского НИИ Сельского хозяйства ПФИЦ УрО РАН. Съемка велась два дня подряд в яркую солнечную погоду - время накопления сигнала для одного спектрального кадра составило не более 0,2 мс. Следовательно, съемка 400 кадров всем спектральном диапазоне с шагом 1 нм составила 80 с. Получаемые спектральные изображения пригодны для спектрального различения объектов как по изображениям (рис. 2), получения и исследования спектров объектов на изображении (рис. 3) и другого дальнейшего анализа и обработки.



**Рис. 2.** Получаемые спектральные изображения поля, засеянного овсом обыкновенным *Avena sativa* (левый нижний угол) и клевером красным *Trifolium pratense* (центральная часть изображения). А - 500 нм, Б - 550 нм, В - 650 нм, Г - 750 нм.



**Рис. 3.** Спектры овса обыкновенного *Avena sativa* (сплошная линия) клевера красного *Trifolium pratense* (штриховая линия), полученные из снятых изображений.

По сравнению с мультиспектральными камерами на базе набора полосовых фильтров, а также по сравнению с гиперспектральными камерами на базе дифракционных решеток, созданная спектральная система позволяет оптимизировать процесс съемки за счет накопления сигнала в произвольно выбранных спектральных диапазонах, диктуемых решаемой задачей, что выгодно отличает ее и делает более универсальной системой, пригодной для применения в различных областях исследований.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-29-11802.

#### Список литературы

1. Mulla D.J. Twenty five years of remote sensing in precision agriculture: Key advances and remaining knowledge gaps // Biosystems Engineering. 2013. Vol. 114, № 4. P. 358–371.
2. Suzuki Y. et al. Mapping the spatial distribution of botanical composition and herbage mass in pastures using hyperspectral imaging: Mapping pasture vegetation // Grassland Science. 2012. Vol. 58, № 1. P. 1–7.

3. Dammer K.-H. et al. Discrimination of *Ambrosia artemisiifolia* and *Artemisia vulgaris* by hyperspectral image analysis during the growing season // *Weed Research* / ed. Kempenaar C. 2013. Vol. 53, № 2. P. 146–156.
4. Thenkabail P.S., Smith R.B., De Pauw E. Hyperspectral Vegetation Indices and Their Relationships with Agricultural Crop Characteristics // *Remote Sensing of Environment*. 2000. Vol. 71, № 2. P. 158–182.
5. Buitrago M.F. et al. Connecting infrared spectra with plant traits to identify species // *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*. 2018. Vol. 139. P. 183–200.
6. Blackburn G.A. Hyperspectral remote sensing of plant pigments // *Journal of Experimental Botany*. 2006. Vol. 58, № 4. P. 855–867.
7. Пожар В.Э., Мачихин А.С., Гапонов М.И., Широков С.В., Мазур М.М., Шерышев А.Е. Гиперспектрометр на основе перестраиваемых акустооптических фильтров для БПЛА. // *Светотехника*, 2018. № 4. С. 47-50.

## AOTF-BASED OUTDOOR SPECTRAL IMAGING SYSTEM

G.N. Martynov<sup>1</sup>, M.I. Gaponov<sup>1</sup>, D.S. Fomin<sup>2</sup>, M.V. Remennikova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation RAS

<sup>2</sup>PFRC UB RAS

gaponov@ntcup.ru

Imaging spectroscopy gives an opportunity to make spectral photographs of various objects, which can be valuable for further analysis. We have built an autonomous spectral imaging system using double acousto-optic filter that provides high spectral resolution of 2 nm in the visible range (450-850 nm) and 0,2 s/frame image acquisition speed. The performance of the system was tested during crops monitoring at the agricultural test site of Perm Research Institute of Agriculture of PFRC UB RAS.

**Key words:** spectral imaging systems, acousto-optic tunable filter, agricultural monitoring, hyperspectral imaging



## ЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА, ОБЕСПЕЧИВАЮЩАЯ ЭКВИДИСТАНТНОСТЬ ТОЧЕК РЕГИСТРАЦИИ ИНТЕРФЕРОГРАММЫ В ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТРЕ

д.т.н., г.н.с. Вагин В.А., с.н.с. Хорохорин А.И.

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН

vaguine@mail.ru

Рассмотрена электронная система, используемая для регистрации интерферограмм в фурье-спектрометре, обеспечивающая эквидистантность импульсов запуска АЦП по оптической разности хода. Описан характер основных факторов, влияющих на точность формирования этих импульсов. Особое внимание уделено пошаговой настройке системы.

**Ключевые слова:** Фурье-спектрометр, интерферограмма, джиттер, гистерезис

В фурье-спектрометре измеряемая интерферограмма  $I(\delta)$  описывается уравнением

$$I(\delta) = \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \cos(2\pi\sigma\delta) d\sigma,$$

где  $B(\sigma)$  – спектральная яркость излучения, регистрируемого спектрометром,  $\delta$  – оптическая разность хода (ОРХ) в плечах интерферометра,  $\sigma$  – волновое число. В реальных приборах полученная интерферограмма представляет собой конечное число дискретных значений, регистрируемых через равные интервалы  $h$  оптической разности хода. Соответственно  $\delta(n) = nh$ , а  $I[\delta(n)] = I(nh)$ , что позволяет при восстановлении спектра применять алгоритмы быстрого Фурье-преобразования.

Но при спектральных измерениях возникают погрешности в определении ОРХ. Идеальные выборки интерферограммы должны проводиться через равные интервалы  $h$ . Реальная же интерферограмма  $I[\delta(n)]$  регистрируется в точках  $\delta(n) = nh + \Delta(n)$ , где  $\delta(n)$  – действительная оптическая разность хода в  $n$ -й выборке. В погрешности  $\Delta(n)$  присутствуют: фазовый сдвиг (например, из-за ошибки в определении нулевой разности хода интерферограммы); случайные флуктуации в измерении  $\delta$ ; систематические повторяющиеся от скана к скану погрешности.

Фазовый сдвиг исправляется фазовой коррекцией [1].

Случайные флуктуации приводят к тому, что в получаемом спектре каждая линия сопровождается симметричными флуктуациями с шириной их распространения от спектральной линии обратно пропорциональной радиусу корреляции соответствующих погрешностей  $\Delta(n)$ . Если шум обусловлен такими погрешностями, то при суммировании интерферограмм или спектров отношение сигнал/шум в получаемом спектре улучшается пропорционально квадратному корню из числа сканов.

При систематических погрешностях восстанавливаемый спектр для каждой линии состоит из основной линии и ряда боковых гармоник. Суммирование интерферограмм при наличии систематических погрешностей не улучшает спектр. Исследуем одну из таких ошибок, возникающих при рассматриваемой ниже системе регистрации интерферограмм, реализованной в спектрометре АФ-1 [2] и в ряде других Фурье-спектрометрах.

Для измерения ОРХ в интерферометре, используется референтный канал. Основным его элементом является источник монохроматического излучения (лазер), которое заводится на интерферометр и регистрируется на его выходе фотодиодом. Соответствующая (референтная) интерферограмма  $I_r(\delta)$  имеет вид  $I_r(\delta) = \cos(2\pi\sigma\delta)$ .

Эта интерферограмма используется для создания импульсов запуска АЦП, оцифровывающего интерферограмму основного канала. Электронная система, измеряющая референтную интерферограмму, должна выработать импульсы запуска при прохождении референтного сигнала через нулевое значение. Соответственно управляющие сигналы вырабатываются с шагом  $h = \lambda/2$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения ( $\sigma = 1/\lambda$ ). Реальная электроника вырабатывает управляющий сигнал с некоторой систематической ошибкой (Рис.1), зависящей от того, в каком направлении меняется сигнал (растет он по величине или падает). Соответственно регистрация происходит в точках  $\delta = 2nh + \Delta x_1$  и  $\delta = (2n+1)h + \Delta x_2$ , где  $n$  – номер очередного периода референтной интерферограммы.

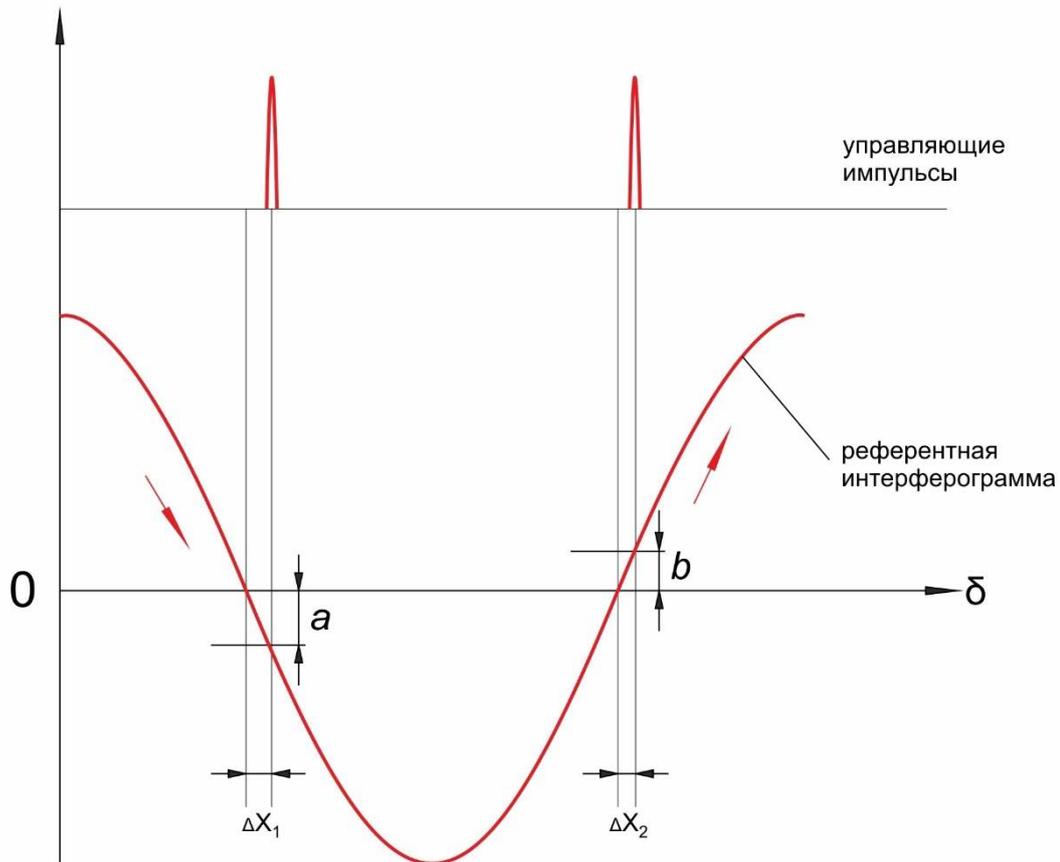


Рис. 1. Схема формирования управляющих импульсов для АЦП в референтном канале.

Таким образом, если  $\delta' = \delta + \Delta(\delta)$ ,  $\delta$  – измеряемое, а  $\delta'$  – истинное значение ОРХ, то систематическая ошибка регистрации  $\Delta(\delta) = \varepsilon \cos(2\pi\sigma/T - \varphi)$ , где  $T$  – период функции  $\Delta(\delta)$ ,  $\varepsilon$  – амплитуда погрешности смещения,  $\varphi$  – фазовый сдвиг.

Рассмотрим электронную систему, ее построение и функционирование, обеспечивающую регистрацию интерферограммы с некоторым шагом и минимизирующую ошибку  $\Delta(\delta)$ .

Для точной привязки интерферограммы к ОРХ в интерферометре требуется эквидистантность по ОРХ импульсов запуска АЦП (меток). Для получения таких меток синусоидальный сигнал референтного канала преобразуется в меандр. Далее меандр дифференцируется и метки формируются по фронтам меандра. Компаратор не является идеальным формирователем, что обусловлено конечным значением его усиления. Если используемый нами компаратор имеет усиление 80dB (10 000), то при нулевом значении порогового напряжения входные сигналы выше 0,5 мВ будут соответствовать значению 5В на выходе, если ниже 0,5 мВ, то выходное состояние компаратора не определено. Это явление называется джиттер (дребезг). Компаратор срабатывает по шумам входного сигнала. Дребезг приводит к хаотичному положению метки. Дребезга, связанного с шумами, можно избежать, используя положительную обратную связь (ПОС), которая превращает компаратор в триггер Шмитта. Триггер Шмитта характеризуется зоной нечувствительности (гистерезисом) к входному сигналу. Внутри этой зоны значение выхода компаратора не меняется. У триггера Шмитта, если его питание однополярное, есть свой недостаток – асимметрия положения петли гистерезиса по отношению к порогу (в нашем случае 0 Вольт). Этот недостаток можно компенсировать смещением входного сигнала в сторону отрицательных значений на величину, чуть меньшую половины ширины петли гистерезиса. Или использовать два компаратора: один для верхней полуволны входного сигнала, другой для нижней. Эффективность подавления дребезга положения меток контролируется подпрограммой управления Фурье-спектрометра. Она оценивает отношение сигнал/шум в спектре и методом последовательного приближения подстраивает ширину петли гистерезиса с помощью цифрового потенциометра (RDAC), включённого последовательно в цепь ПОС компаратора. Управление RDAC осуществляется тем же микроконтроллером, что и для регистрации интерферограммы.

Упрощённая схема формирования «меток» запуска АЦП приведена на Рис.2. На вход схемы поступает сигнал усилителя диода референтного канала (Input signal). Для уменьшения влияния шумов схема формирует «метки» по точкам перехода сигнала через 0, где крутизна сигнала максимальная. Схема состоит из двух каналов. Верхний (по схеме) содержит повторитель (A1). Каждый из каналов содержит компаратор (A2A, A2B) и одновибратор (A3A, A3B). Компараторы работают, как уже отмечалось, с порогом 0 Вольт. Положительная обратная связь резисторами  $R_f$  и  $R_i$  позволяет вырезать шумы входного сигнала в зоне гистерезиса и, таким образом, избежать эффекта «дребезга контактов» из-за многократного перехода компаратора из состояния «логический ноль» в состояние «логическая единица» за счёт шума. Срабатывание компаратора (переход из 1 в 0) отстаёт по времени от точки перехода сигнала через 0, так как в этот момент (для положительной полуволны последнего) потенциал на его входе "+" слегка опускается ниже нуля за счёт ПОС на величину, определяемую по формуле

$$\Delta U_h = R_i \cdot U_{oh} / (R_i + R_f),$$

где  $\Delta U_h$  – величина изменения потенциала на входе "+" и  $U_{oh}$  – уровень логической единицы в вольтах (примерно 2 - 4 Вольта). Для значений резисторов ПОС, приведенных в схеме, величина «подскока»  $U_h$  равна примерно 10 мВ. Для отрицательной полуволны сигнала потенциал на входе "+" компаратора подсакивает на существенно меньшее значение, определяемое формулой

$$\Delta U_l = R_i \cdot U_{ol} / (R_i + R_f),$$

где  $U_{ol}$  – уровень логического нуля компаратора (0,3 – 0,9 В).

Асимметрия гистерезиса приводит к неравенству полупериодов сигнала на выходе компаратора. Эту ошибку можно исключить, подавая на второй компаратор сигнал, инверсный по отношению к сигналу первого, и формируя «метку» запуска АЦП с помощью одновибраторов, срабатывающих по переходу компараторов из единицы в нуль (или наоборот). Существенно, что оба компаратора находятся в одном корпусе микросхемы (LM219), что минимизирует погрешности, связанные с токами смещения, температурой и пр. «Метки», сформированные одновибраторами, объединяются микросхемой с функцией ИЛИ (A4).

Предварительная настройка формирователя осуществляется с помощью генератора (ГЗ-118), осциллографа (GDS-840C), оптического прерывателя и тестовой программы управления шириной петли гистерезиса. Программа управления записана в микроконтроллер (ATMega32) модуля предварительной обработки, осуществляющего регистрацию интерферограммы. Формирователь меток входит в состав модуля управления сканированием подвижного отражателя. На первом шаге контролируется АРУ референтного канала на частоте генератора 6.6 кГц при изменении амплитуды сигнала последнего от 5 до 50 мВ. На втором шаге вместо генератора к входу модуля управления сканированием подключается диод (ФД-10ГА). Включается оптический прерыватель и регулировкой усиления референтного канала устанавливаются размах шума последнего 2мВ. Осциллограф подключается к выходу формирователя меток. В этих условиях дребезга не наблюдается. Уменьшая усиление референтного канала, снижают его шум до 1мВ и убеждаются в отсутствии дребезга. Далее необходимо установить шум равным 4мВ, подключить модуль управления сканированием через USB – кабель к PC и через соответствующий трёхпроводной кабель к формирователю меток для управления RDAC (по интерфейсу SPI). В рабочем окне программы управления гистерезисом растянуть петлю так, чтобы дребезг не наблюдался. Окончательно ширина петли оптимизируется в работающем спектрометре при мониторинге спектра пропускания (атмосферы) на длине волны CO<sub>2</sub> автоматически при подключении соответствующей опции в настройках файла (\*.ini.clb) перед запуском программы.

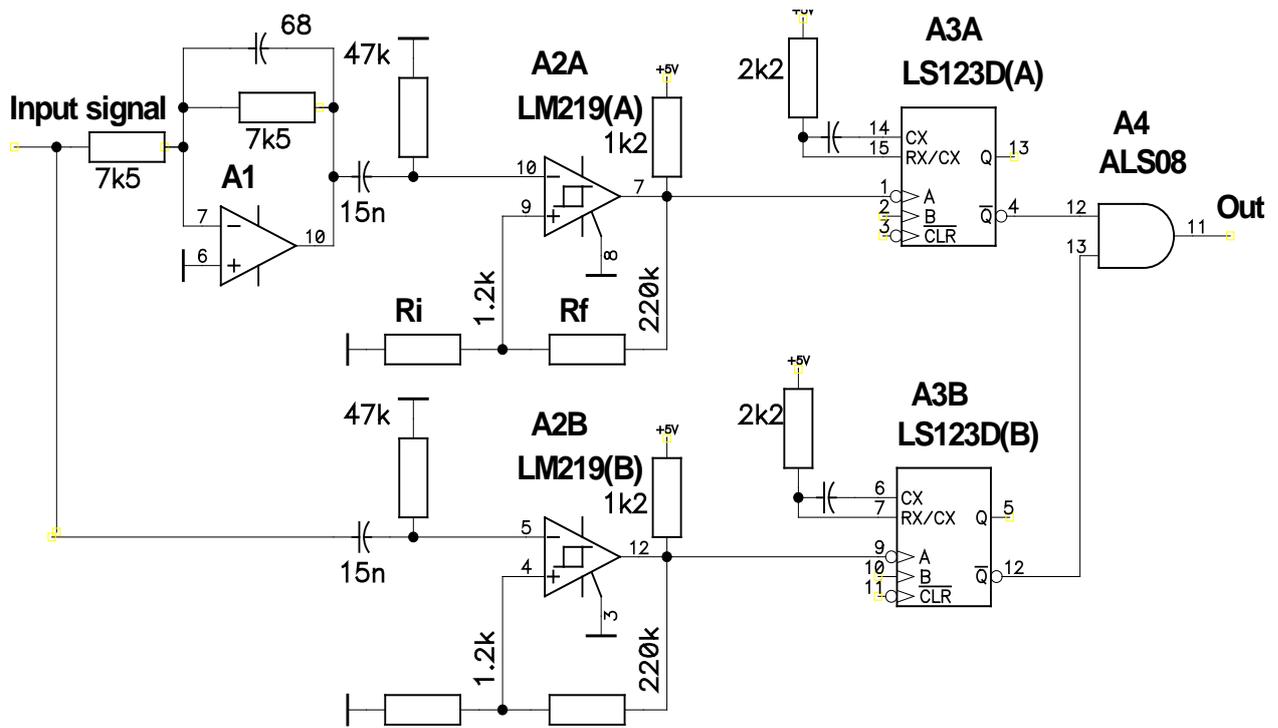


Рис. 2. Упрощённая схема формирователя импульсов запуска АЦП.

Рассмотренная электронная система обеспечивает эквидистантность точек регистрации интерферограммы с погрешностью в пределах 1%, что вполне достаточно для работы прибора в среднем ИК диапазоне (с референтным лазерным излучением с длиной волны  $\lambda = 0.6328$  мкм) от 0 до  $7900 \text{ см}^{-1}$ .

#### Список литературы

1. Вагин В.А., Гершун М.А., Жижин Г.Н., Тарасов К.И., Светосильные спектральные приборы // Книга под ред. К.И.Тарасова. М.: Наука, Гл.ред. физ.-мат.лит., 1988 г.
2. Балашов А.А., Вагин В.А., Висковатых А.В., Жижин Г.Н., Пустовойт В.И., Хорохорин А.И., Аналитический Фурье-спектрометр АФ-1 широкого применения // ПТЭ, 2003. №2. с.87-89.

## ELECTRONIC SYSTEM PROVIDING EQUIDISTANCE OF THE INTERFEROGRAM REGISTRATION POINTS IN THE FOURIER SPECTROMETER

Dr.Sc., Vaguine V.A., Khorokhorin A.I.

Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia  
vaguine@mail.ru

Providing equidistance of the Fourier-spectrometer interferogram registration points electronic system is presented. ADC trigger pulses equidistance is provided on the optical path difference. The nature of the main factors affecting the accuracy of formation of these pulses is mentioned. Special attention is paid to Step-by-step method of system setup.

**Key words:** Fourier-spectrometer, interferogram, jitter, hysteresis



# ВЛИЯНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОТОКОВ КВАЗИЧАСТИЦ В ТВЕРДОТЕЛЬНОМ СЛОЕ НА ПОТОКИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

вед. н. с., к.ф.-м.н. Керими М.Б.

Центр технологий АН Туркменистана  
mb8krmi@gmail.com

Рассмотрено совместное распространение потоков носителей заряда, фононов, фотонов и других квазичастиц в плоскопараллельном слое твердотельной структуры в рамках кинетической теории. Интеграл столкновений представлен в общем виде через рассеивающиеся дифференциальные потоки квазичастиц разных видов. Показано, что длина релаксации потоков электронов зависит от потоков квазичастиц всех рассматриваемых видов. Найдена функциональная связь между длиной релаксации потоков квазичастиц и их длиной свободного пробега. Адекватно поставлена задача совместного распространения потоков квазичастиц разных видов в толстом плоскопараллельном слое. Таким образом разработаны основы корректной общей математической модели распространения потоков квазичастиц в твердотельном слое и переноса энергии ими.

**Ключевые слова:** поток квазичастиц, распространение, рассеяние, взаимное влияние, длина релаксации

## Введение

Для создания солнечных элементов, фотодетекторов, светодиодов, лазеров и многих других электронных устройств обычно выращивают твердотельные структуры, с плоскопараллельным строением. Современные структуры являются многослойными и часто имеют тонкие слои. При функционировании указанных устройств в слоях их структур происходит преобразование потоков квазичастиц и энергии, переносимой ими. Помимо полезного преобразования потоков и видов энергии в слоях, а также на их границах, происходят и бесполезные преобразования, которые уменьшают эффективность функционирования устройства.

В многослойной твердотельной структуре происходит обмен потоками квазичастиц разных видов между ее слоями. В каждом слое структуры характеристики и параметры, влияющие на потоки, обычно заметно различаются. Поэтому установление неполного равновесия в такой структуре зависит как от свойств толщ каждого слоя, так и от свойств границ между ними. Внешнее возбуждение структуры устройства, в первую очередь «полезное», меняет в той или иной мере «равновесное» соотношение указанных квазичастиц и распределения их потоков в слоях структуры, а также условия их распространения.

В работе рассматривается *совместное* распространение дифференциальных потоков носителей заряда, фононов, фотонов, квазичастиц других видов и связанных с ними потоков энергии в толстом твердотельном слое.

## 1. Необходимости исследования совместного распространения потоков квазичастиц

Сложная физическая картина в твердотельной среде в результате некоторых упрощений сводится к выbranному набору систем «свободных» квазичастиц некоторых видов. Они имеют характеристические энергетические зависимости  $\varepsilon_j(\mathbf{k}_j)$  от своих волновых векторов  $\mathbf{k}_j$ , присущие рассматриваемой среде (слою). Носители заряда, фононы, фотоны и другие квазичастицы одновременно сосуществуют в объемной среде и специфично в каждом твердотельном слое структуры. Они в той или иной мере взаимодействуют друг с другом (в том числе через границы) не только в пределах каждого вида по отдельности, но и между всеми их видами, как при равновесии, возможно неполном, так и при «внешнем» нарушении равновесия.

При распространении в твердотельной среде избыточных потоков квазичастиц одного вида в нем обычно появляются избыточные потоки квазичастиц других видов. Появление при рассеянии разнообразных дифференциальных потоков квазичастиц других видов, означает многоканальность рассеяния. Очевидно, многоканальность рассеяния потоков имеет место и при формировании равновесия, как в однородной, так и неоднородной среде. Наличие разнообразных механизмов рассеяния потоков квазичастиц разных видов, происходящих в среде, как в толще, так и на границах, приводит к взаимному влиянию состояния систем квазичастиц друг на друга. Это в той или иной мере влияет на пространственное и энергетическое распределение квазичастиц всех рассматриваемых видов. Следовательно, в твердотельной среде в общем случае необходимо рассматривать совместное распространение разнонаправленных (дифференциальных) потоков квазичастиц разных видов, которые имеют разные значения соответствующих  $\mathbf{k}_j$ .

Совместное распространение потоков квазичастиц всех видов адекватно определяет исходное неполное равновесное (из-за неоднородности среды) состояние их систем в слоях структуры. В конкретных физических условиях оно во многом обуславливает функциональные возможности структуры как в стационарном, так и нестационарном случае. В силу большого разнообразия указанных систем необходимо

ограничиваться несколькими видами квазичастиц, наиболее значимых для исследуемого явления в заданных условиях. Как было отмечено выше, на совместное распространение потоков квазичастиц влияет много факторов разного характера.

## 2. Математическую модель совместного распространения потоков квазичастиц

Закономерности движения «свободных» квазичастиц в «отдельных» системах (электронной, фононной, фотонной и т.д.) рассматриваемой макроскопической твердотельной среды определяются кинетическими уравнениями и граничными условиями. Из-за естественного взаимного влияния систем друг на друга через рассеяние в общем случае более адекватной является теория совместного распространения потоков квазичастиц разных видов. Учет многоканальности рассеяния потоков квазичастиц разных видов на границах [1] и в толще твердотельного слоя [2] позволяет корректно поставить задачу совместного их распространения, т.е. создать математическую модель совместного распространения потоков квазичастиц с их взаимным влиянием друг на друга.

Кинетическое уравнение должно содержать соответствующий данному слою полупроводника, металла или диэлектрика, интеграл столкновений  $J[g(\mathbf{r}, \mathbf{k})]$ . Например, для электронов кинетическое уравнение имеет вид [3]:

$$\mathbf{v} \nabla_{\mathbf{r}} g(\mathbf{r}, \mathbf{k}) - \frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \nabla_{\mathbf{k}} g(\mathbf{r}, \mathbf{k}) = J[g(\mathbf{r}, \mathbf{k})], \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  – напряженность электрического поля, действующего на электроны среды.

В общем случае интеграл столкновений, влияющий в кинетическом уравнении на изменение плотности состояний  $g(\mathbf{r}, \mathbf{k})$  из-за рассеяния квазичастиц, записывается в виде

$$[\partial g / \partial t]_{col} = J[g(\mathbf{r}, \mathbf{k})] = \text{"приход}(\mathbf{r}, \mathbf{k}) - \text{"уход}(\mathbf{r}, \mathbf{k})", \quad (2)$$

но часто ограничиваются простым приближением времени релаксации [3].

Кинетическое уравнение для квазичастиц других видов [4,5] и используемая аппроксимация интегралов столкновений во многом аналогичны (1)-(2). Однако второе слагаемое может в уравнении отсутствовать, если на квазичастицы данного вида не действуют какие-либо силы. Заметим, что для твердотельного слоя, в котором групповая скорость квазичастиц не меняется по его толщине, первое слагаемое в кинетическом уравнении пропорционально градиенту плотности потока квазичастиц.

Собирая «отдельные» кинетические уравнения, можно записать модельную открытую систему кинетических уравнений совместного распространения потоков электронов  $\mathbf{e}$ , фононов  $\mathbf{f}$ , фотонов  $\mathbf{i}$  и квазичастиц других значимых видов для толстого плоскопараллельного слоя при слабом нарушении равновесия:

$$\begin{aligned} \cos \theta \frac{de(x, k, \Omega)}{dx} + \frac{eE_{ex}(x)}{k_B T} \cos \theta e_0(x, k, \Omega)(1 - g_0(x, k, \Omega)) &= \text{"приход}(x, k, \Omega) - \text{"уход}(x, k, \Omega) \\ \cos \theta \frac{df(x, K, \Omega)}{dx} &= \text{"приход}(x, K, \Omega) - \text{"уход}(x, K, \Omega), \\ \cos \theta \frac{di(x, \kappa, \Omega)}{dx} &= \text{"приход}(x, \kappa, \Omega) - \text{"уход}(x, \kappa, \Omega), \end{aligned} \quad (3)$$

.....

Детальное взаимодействие дифференциальных потоков квазичастиц разных видов содержится в основном в соответствующих выражениях «приход» - «уход». Телесный угол  $\Omega(\theta, \varphi)$ , который соответствует данному полярному углу  $\theta$ , как и волновой вектор, для каждого вида квазичастиц специфичен, что не отмечено в системе. Очевидно, в равновесии, как в случае отдельного, так и в случае совместного изучения распространения потоков квазичастиц разных видов, должно выполняться равенство

$$\text{"приход}_0(x, k_j, \Omega_j) - \text{"уход}_0(x, k_j, \Omega_j) = 0. \quad (4)$$

В объемной плоскопараллельной среде (толстом твердотельном слое) дифференциальные потоки квазичастиц разных видов могут распространяться по всевозможным направлениям. Их взаимодействие (взаимное многоканальное рассеяние) удобно рассматривать на элементарном тонком круговом цилиндре толщиной  $dx$ , с площадью основания  $d\sigma$ , радиус которого  $r \ll l_{\#}$  - наименьшей из средних величин длины свободного пробега среди квазичастиц рассматриваемых видов. В объеме указанного цилиндра происходят разнообразные механизмы рассеяния дифференциальных потоков квазичастиц разных видов. Результаты рассеяния потоков зависят от состава, строения и характеристик среды в элементарном цилиндре и вблизи него.

Общее выражение слагаемых интеграла столкновений  $J[g(x, k, \Omega)]$ , в частности для носителей заряда, например электронов, при изучении совместного распространения квазичастиц разных видов можно определить с помощью учета многоканальности рассеяния потоков (для сокращения записи аргументы указаны не полностью):

$$\begin{aligned} \text{"приход}(\mathbf{k}) &= \sum_{\mathbf{k}'} \mathbf{G}_h(\mathbf{k}) P_{ee}(\mathbf{k}', \mathbf{k}) \mathbf{e}(\mathbf{k}') l_e^{-1}(\mathbf{k}') + \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{G}_h(\mathbf{k}) P_{ie}(\mathbf{k}, \mathbf{k}) \mathbf{i}(\mathbf{k}) l_i^{-1}(\mathbf{k}) + \\ &+ \sum_{\mathbf{K}} \mathbf{G}_h(\mathbf{k}) P_{fe}(\mathbf{K}, \mathbf{k}) \mathbf{f}(\mathbf{K}) l_f^{-1}(\mathbf{K}) + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \text{"уход"}(\mathbf{k}) = & \sum_{\mathbf{k}'} G_h(\mathbf{k}') P_{ee}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') e(\mathbf{k}) l_e^{-1}(\mathbf{k}) + \sum_{\mathbf{k}} P_{ei}(\mathbf{k}, \mathbf{k}) e(\mathbf{k}) l_e^{-1}(\mathbf{k}) + \\ & + \sum_{\mathbf{K}} P_{ef}(\mathbf{k}, \mathbf{K}) e(\mathbf{k}) l_e^{-1}(\mathbf{k}) + \dots = e(\mathbf{k}) / L_e(\mathbf{k}). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь вероятности рассеяния дифференциального потока квазичастиц вида  $j$  (с волновым вектором, являющимся ее первым аргументом), с порождением дифференциального потока квазичастиц вида  $m$  (с волновым вектором, являющимся вторым аргументом), всеми возможными способами обозначены через  $P_{jm}(\mathbf{k}_j, \mathbf{k}_m)$ .

В этих выражениях учтено, что рассеяние потока можно представить, как его поглощение в элементарном цилиндре « $d\sigma$ », с последующим многоканальным излучением квазичастиц разных видов. Можно считать, что при распространении потока на малых расстояниях (толщинах)  $dx$  «уход» = «поглощение» происходит пропорционально самому потоку. При этом считается, что коэффициентом пропорциональности изменения соответствующего потока является величина обратная длине свободного пробега  $l_j(x, k_j, \Omega_j) = v_j(k_j, \Omega_j) \tau(x, k_j, \Omega_j)$ . Аналогично выражаются интегралы столкновений  $J [g_j(x, k_j, \Omega_j)]$  для квазичастиц других видов при учете взаимного локального влияния распространения их потоков. Таким образом, получается, что «уход» квазичастиц связан не только с изменением распределения квазичастиц этого же вида, а также их энергии, но и с распределением потоков и энергии квазичастиц других видов. Следовательно, он связан с «приходом» (и последствием этого) квазичастиц других видов. При равновесии в выражениях «приход ( $x, k, \Omega$ )» и «уход ( $x, k, \Omega$ )» необходимо добавить индекс «0» к каждому из рассматриваемых дифференциальных потоков  $e(\mathbf{k})$ ,  $i(\mathbf{k})$ ,  $f(\mathbf{K})$  и т.д.

Предложенный подход в описании взаимного влияния потоков *переопределяет длину релаксации* для дифференциальных потоков квазичастиц каждого вида, принятых во внимание в конкретной математической модели системы кинетических уравнений. После определения интеграла столкновений через значимые дифференциальные потоки, из выражения «приход» - «уход» можно и удобно вынести выражение уменьшения рассматриваемого потока на элементарном цилиндре толщиной  $dx$ , например,  $e(\mathbf{k}) / l_e(\mathbf{k})$  в выражениях (5)-(6). При этом получаем новое формальное определение длины релаксации данного дифференциального потока с учетом совместного распространения квазичастиц разных видов:

$$J [g(x, k, \Omega)] = \langle \text{приход} \rangle - \langle \text{уход} \rangle = [F(x, k, \Omega_e), f(x, K, \Omega_f), i(x, k, \Omega_i) \dots] e(x, k, \Omega) / l_e(x, k, \Omega), \quad (7)$$

Аналогично можно представить и интегралы столкновений для квазичастиц других видов. В точной постановке задачи указанное переопределение длин необходимо выполнять самосогласованно по всем значимым потокам сначала в равновесном состоянии, и затем, в случае необходимости, при его нарушении. Используя выражение (4), выражение (7) нетрудно модифицировать для *избыточных* потоков носителей заряда. Аналогично это касается потоков квазичастиц других видов, *избыточных над равновесными*.

Данная формализация выражения  $J [g(x, k, \Omega)]$  путем сведения его к модифицированному выражению приближения времени релаксации позволяет поочередно использовать для итеративного определения решения каждого из уравнений задачи о совместном распространении потоков ранее найденный метод решения [6] вместо общего решения совместной системы уравнений.

### Выводы

В твердотельном слое и структуре в целом в общем случае необходимо изучать совместное распространение потоков квазичастиц разных видов как в равновесии, так и при его нарушении. Для этого требуется корректная аппроксимация интегралов столкновений в системе кинетических уравнений совместного распространения потоков. Длина релаксации потоков, при учете распространения потоков квазичастиц разных видов в толще слоя, модифицируется. Функциональную связь между рассеиванием дифференциальных потоков квазичастиц разных видов в толще плоскопараллельного твердотельного слоя, распределением электрического потенциала и величинами длины релаксации потоков [6] в равновесии и при его нарушении в этом случае оказываются более сложными. Вышеприведенные новые результаты могут быть полезными при разработке и моделировании плоскопараллельных структур солнечных элементов, фотодетекторов, светодиодов, лазеров, а также при интерпретации экспериментальных данных, полученных при исследовании плоскопараллельных слоев и твердотельных структур, содержащих указанные слои.

### Список литературы

1. Керими М.Б. Интегральные граничные условия для потоков носителей заряда в тонком плоскопараллельном слое. Физ.основы приборостроения, 2015, т.4, № 3, С. 46-57.
2. Керими М.Б. Описание распространения потоков носителей заряда за рамками обычного времени релаксации. Физ.основы приборостроения, 2018, т.7 №4 (30), С.32-41.
3. Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М.:«Наука».1985. 310 с.
4. Займан Дж. Электроны и фононы. Теория явлений переноса в твердых телах. М.ИЛ, 1962. 488с.
5. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.:ГИТТЛ. 1956. 392 с.
6. Керими М.Б. Внутренний электрический потенциал в твердотельном слое с распределением мелких неоднородностей. Сборник статей Центра Технологий АН Туркменистана 2018, с.56-61.

## EFFECT OF PROPAGATION OF THE QUASI-PARTICLES FLUXES IN A SOLID-STATE LAYER ON THE FLUXES OF CHARGE CARRIERS

Lead. Sci. Researcher Kerimi M.B.

*Centre of Technologies, Academy of Science of Turkmenistan*  
mb8krmi@gmail.com

Joint propagation of the charge carriers, phonons, photons and other quasi-particles fluxes into a plane - parallel layer of a solid - state structure within the limits of the kinetic theory is viewed.

The collision integral is presented in a general view through scattering differential the quasi-particles fluxes of different kinds. It is shown the relaxation length of electrons fluxes depends on fluxes of quasi-particles of all viewed kinds. The functional interrelation between a relaxation length of the quasi-particles fluxes and their free length pass is found. Joint propagation of the different kind's quasi-particles fluxes adequately task in view in a thick plane-parallel layer. Thus the correct bases mathematical model of propagation of the quasi-particles fluxes in a solid-state layer and transport of energy by them are developed.

**Keywords:** quasi-particles flux, propagation, scattering, cross effect, relaxation length



## МОДЕЛИРОВАНИЕ СОГЛАСУЮЩИХ ЦЕПЕЙ НА СВЯЗАННЫХ ЛИНИЯХ ДЛЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО СОГЛАСОВАНИЯ НИЗКООМНЫХ ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ

*Начальник Центра 1.6, к.т.н. Наумович Н.М.,  
Заместитель начальника Центра 1.6, м.т.н. Юбко А.П.,  
Заведующий кафедрой ТОЭ, к.т.н, доцент Давыдов М.В.,  
м.н.с. Центра 1.6, м.т.н. Мальцев О.С.*

<sup>1</sup>*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск,  
Республика Беларусь  
maltsev@bsuir.by*

В работе представлены результаты моделирования широкополосной согласующей цепи для низкоомного пьезопреобразователя ОВЧ диапазона. Полученные данные позволяют утверждать о возможной физической реализуемости согласующей цепи, обеспечивающей согласование стандартного источника управляющего сигнала и пьезопреобразователя с  $KCB \leq 2.5$  в полосе частот шириной более двух октав.

**Ключевые слова:** широкополосное согласование, пьезопреобразователь, акустооптические фильтры, ОВЧ диапазон

### Введение

Одно из направлений в разработке современных перестраиваемых акустооптических фильтров (ПАОФ) – это мультиспектральные ПАОФ с большой апертурой. Увеличение апертуры требует пропорционального увеличения объема акустического столба, а значит и площади пьезопреобразователя (ПП). Это, в свою очередь, уменьшает активную и увеличивает реактивную части импеданса [1], что повышает требования к характеристикам согласующей цепи (СЦ). Кроме того, расширение рабочей полосы ПАОФ позволяет повысить качество мультиспектральных изображений.

В данной работе выполнено моделирование широкополосной СЦ для ПП ОВЧ диапазона, с целью определения теоретической реализуемости такой СЦ для комплексной нагрузки и оценки ее возможных характеристик.

### 1. Определение параметров полезной нагрузки и структуры согласующей цепи

Для выбора структуры СЦ необходимо проанализировать характер импеданса полезной нагрузки. На рис. 1а. представлены результаты измерения импеданса пьезопреобразователя (площадью 1x10 мм), состоящего из LiNbO<sub>3</sub>, согласующих и связующего слоев.

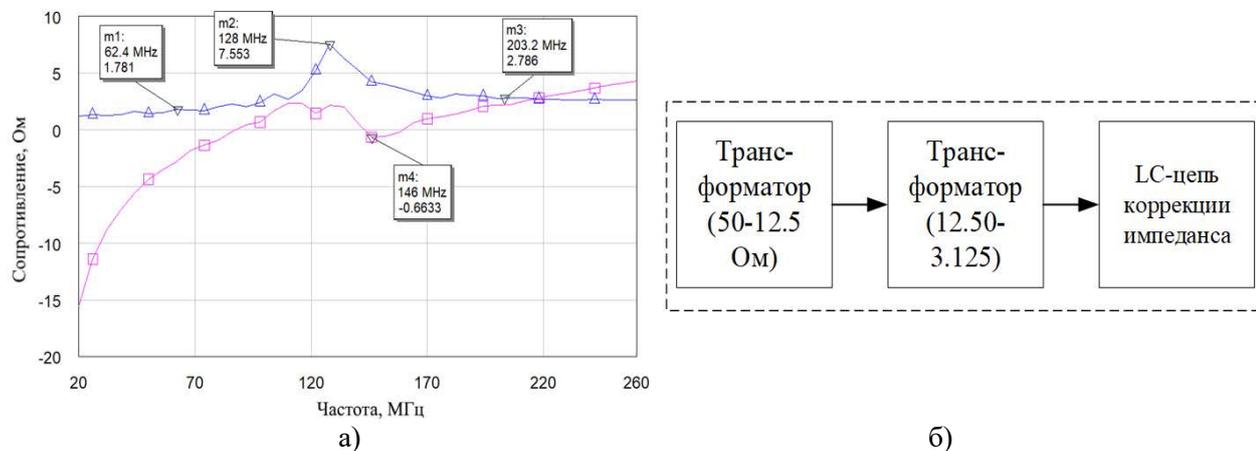


Рис. 1. Комплексный импеданс пьезопреобразователя (а), Структура согласующей цепи (б).

Измерения проводились векторным анализатором цепей в диапазоне частот от 20 до 260 МГц. Максимальное активное сопротивление составляет 7.553 Ома (128 МГц), среднее значение в диапазоне частот – 2.8526 Ом, мнимая часть имеет как емкостную составляющую, так и индуктивную, наличие которой обусловлено индуктивностью провода подключения. Диапазон значений мнимой части от -15 (20 МГц) до 5 (260 МГц).

Для согласования этого ПП предложена СЦ (рис. 1б.), содержащая два включенных последовательно трансформатора на связанных линиях с результирующим коэффициентом трансформации импеданса 16:1, а так же цепь коррекции импеданса полезной нагрузки, которая необходима для приведения импеданса ПП в соответствие с входным сопротивлением каскада трансформаторов.

### 2. Расчет параметров согласующих трансформаторов

В СВЧ-технике широко применяются согласующие трансформаторы на связанных линиях передачи (ТСЛП), например, построенных по схеме Гуанелла [2]. Последовательно-параллельное включение таких трансформаторов позволяет получать произвольную величину коэффициента трансформации. Определяющим требованием для реализации широкополосного согласования низкоомных нагрузок является возможность задавать волновое сопротивление линии передачи мощности. Линию передачи в этом случае представим двумя связанными линиями. Для обеспечения максимальной ширины полосы рабочих частот трансформатора необходимо, чтобы волновое сопротивление любой используемой линии передачи ( $Z_0$ ) определялось из решения системы уравнений [3-4]:

$$\begin{cases} Z_0 = \sqrt{Z_{ex} \cdot Z_{вых}}, \\ Z_0 = \frac{188}{\sqrt{\epsilon_r}} \frac{1}{1 + \frac{\omega}{h} + \frac{1}{\pi} \frac{t}{h} \left[ 1 + \ln \left( 1 + \frac{h}{t} \right) \right]}, \end{cases} \quad (1)$$

где  $Z_{ex}$  – выходной импеданс предыдущего каскада, а  $Z_{вых}$  – последующего,  $t$  – толщина металлизации проводника,  $\omega$  – ширина металлизации,  $\epsilon_r$  – диэлектрическая проницаемость материала,  $h$  – общая толщина диэлектрика.

### 3. Определение конфигурации LC-цепи коррекции импеданса

Трансформаторы характеризуются предельными значениями входного/выходного импеданса, которые определяют область допустимых значений (ОДЗ) импеданса подключаемых цепей. Поэтому необходимо корректировать импеданс ПП – минимизировать мнимую часть и обеспечить соответствие активной части импеданса заданной ОДЗ, для чего вводится LC-цепь коррекции. При помощи феноменологического метода [5] определяются конфигурации прототипов корректирующих цепей, а конкретные значения элементов – на этапе оптимизации параметров всей СЦ.

К корректирующим цепям можно также отнести подстроечные конденсаторы на входе и выходе исследуемых трансформаторов (рис.2б.), которые были добавлены по результатам предварительного моделирования трансформатора 50-12.5 Ом.

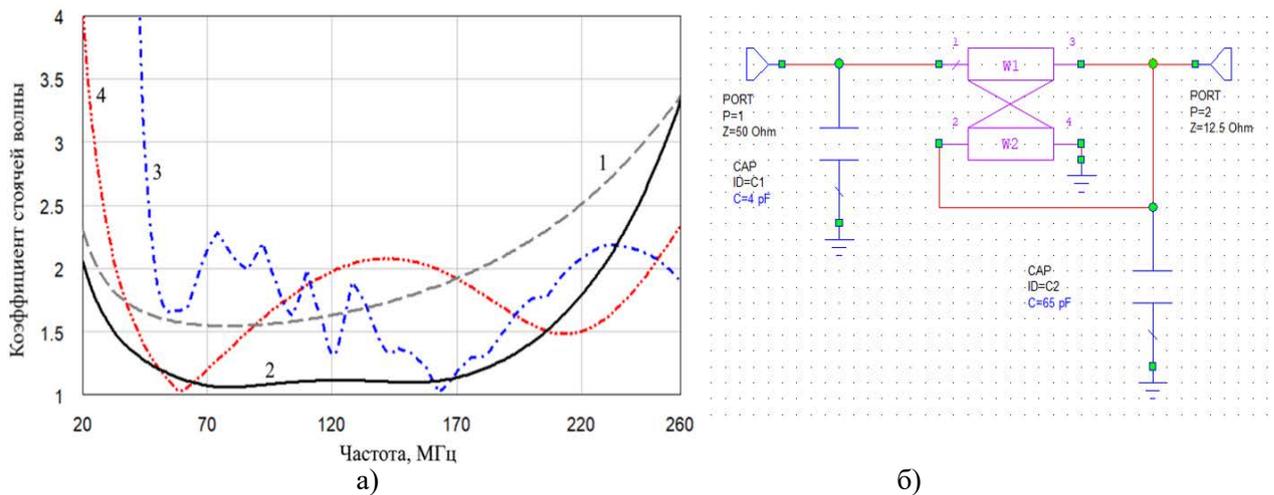


Рис. 2. Коэффициент отражения трансформаторов различных схем (а), итоговая схема электрическая (б).

По результатам моделирования трансформатора 50-12.5 Ом в диапазоне 40-240 МГц, состоящего только из связанных линий (рис.2а, кривая 2), худшее значение КСВ составило 2.88 (240 МГц), лучшее – 1.55 (78 МГц). Улучшение качества согласования (рис.2а, кривая 2) было достигнуто путем добавления конденсаторов С1 и С2 (рис.2б). В этом случае весь заданный частотный диапазон характеризуется  $КСВ \leq 2.5$  (при худшем значении в полосе – 2.39 (240 МГц), наилучшее – 1.06 (78 МГц)).

#### 4. Оптимизация параметров методом роя частиц

Отметим, что аналитический расчет СЦ для такой нагрузки, как ПП ПАОФ, а тем более подбор оптимальных значений элементов сложен и трудоемок. Поэтому был применен метод численной оптимизации «Particle swarm», который позволяет искать решение во всем пространстве возможных значений при отсутствии первоначального предположения о решении. Результаты моделирования СЦ, имеющей структуру (рис.1б), после оптимизации всех параметров цепи представлены на рис.4а, кривая №3. За исключением низкочастотной области ниже 46 МГц, в которой КСВ значительно больше 2.5 единиц, в остальном частотном диапазоне до 240 МГц – КСВ меньше 2.5 единиц.

#### 5. Экспериментальная верификация

Для верификации представленной методики согласования была изготовлена СЦ для согласования активного согласования (50-3.125 Ом) в диапазоне 40-240 МГц (рис.3). В качестве материала для микрополосковых линий был выбран двусторонний полиимид: толщина металлизации – 18 мкм, диэлектрическая проницаемость – 3.5, толщина диэлектрика – 50 мкм.

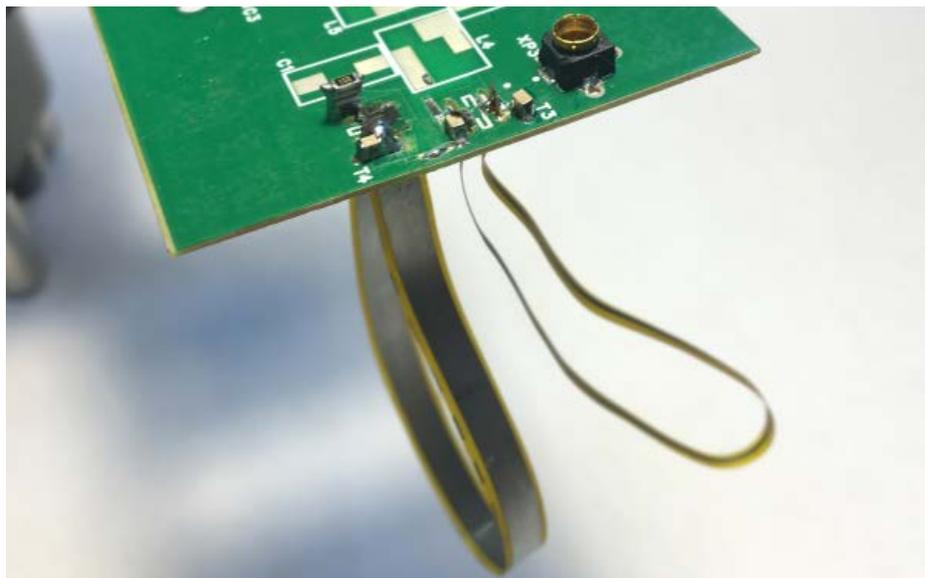


Рис. 3. Конструкция СЦ.

Результаты измерения согласования в заданном частотном диапазоне представлены на рис. 2а, кривая №4. Согласование активной нагрузки (3.125 Ом) выполнено в диапазоне 25-260 МГц при  $КСВ \leq 2.5$ .

## Выводы

Предложена методика согласования низкоомного пьезопреобразователя в ОВЧ диапазоне с применением трансформаторов на связанных линиях передачи. Схема электрическая трансформаторов была дополнена корректирующими элементами, что улучшило качество согласования. Результаты моделирования позволяют утверждать, что широкополосное согласование низкоомных пьезопреобразователей возможно при  $K_{СВ} \leq 2.5$  и ширине полосы частот более двух октав. Однако, необходимо дополнительно исследовать эффективность различных методов численной оптимизации для определения величин элементов и конструктивных параметров трансформаторов, выбора структуры и величин элементов корректирующей цепи.

## Список литературы

1. Goutzoulis A.P. Design and fabrication of acousto-optic devices. NY. Marcel Dekker, 1994.
2. Guanella G. New method of impedance matching in radio-frequency circuits // The Brown Boveri Review. Т. 31. 1944. С. 327–329.
3. Trask C. Transmission Line Transformers: Theory, Design and Applications — Part 1 // High Frequency Electronics. Vol.4. No.12. 2005. С. 46–53.
4. Фельдштейн А.Л. Справочник по элементам волноводной техники/ А.Л. Фельдштейн, Л.Р. Явич, В.П. Смирнов// М. Советское радио, 1967
5. Молчанов В. Я. Широкополосное электрическое согласование акустооптических устройств с трактом электронной системы управления /В.Я. Молчанов и др.// Вестник ТвГУ. Серия "Физика". № 14. 2011. С. 85–102.

## **SIMULATION OF MATCHING NETWORKS OF COUPLED LINES FOR WIDEBAND MATCHING OF LOW-RESISTANCE PIEZOTRANSDUCERS FOR ACOUSTO-OPTIC FILTERS**

Head of the Center 1.6, PhD, Naumovich N.M.,  
Deputy Head of the Center 1.6, MS, Joubko A.P.,  
Head of department FEE, PhD, associate professor, Davydov M.V.,  
Junior associate researcher, MS, Maltsev O.S.

*Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Republic of Belarus*  
maltsev@bsuir.by

The paper presents the simulation results of a wideband matching network for a low-resistance VHF piezoelectric transducer. The obtained data make it possible to state about the physical realizability of the matching circuit, which provides matching a control signal source and piezotransducer with the standing wave ratio better two and half units in the frequency band wider than two octaves.

**Keywords:** wideband matching network, piezotransducer, acousto-optic filters, VHF-band



# ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА НА АИГ: $\text{Nd}^{3+}$ , СТАБИЛИЗИРОВАННАЯ ПО ЭНЕРГИИ МОНОИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

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

Рассматривается возможность создания стабилизированной лазерной системы на АИГ: $\text{Nd}^{3+}$  на основе импульсного лазера на АИГ: $\text{Nd}^{3+}$  с электрооптической модуляцией добротности резонатора с повышенной стабильностью энергии моноимпульсов излучения и усилителя со стабилизированным коэффициентом усиления. В системе реализуется перестройка по выходной энергии моноимпульсов излучения с сохранением высокой стабильности энергии от импульса к импульсу.

**Ключевые слова:** импульсный лазер на АИГ: $\text{Nd}^{3+}$ , резонатор на основе оптической схемы двухпроходного усилителя, внутренние моды активного элемента, свободная генерация.

## Введение

Импульсные лазеры на алюмоиттриевом гранате с ионами  $\text{Nd}^{3+}$  в режиме электрооптической модуляции добротности резонатора нашли широкое применение в научных исследованиях, в медицинских аппаратах, в экологических лидарах, в технологических и метрологических установках. Для всех областей применения этих лазеров важнейшим выходным параметром лазеров является стабильность энергетических параметров моноимпульсов излучения (мощных импульсов в наносекундном диапазоне длительностей). Для технологических и метрологических установок требуются лазеры с повышенной стабильностью энергии моноимпульсов излучения как кратковременной (от импульса к импульсу), так и долговременной (в процессе срока службы).

Такие установки могут использовать лазер с резонатором на основе оптической схемы двухпроходного усилителя кольцевого типа [1,2]. Использование в этом лазере активного элемента из АИГ: $\text{Nd}^{3+}$  цилиндрической формы с полированной, а не с матированной боковой поверхностью приводит к насыщению энергетической характеристики в области энергии импульсов накачки, превышающих порог генерации внутренних мод активного элемента [3]. Кратковременная нестабильность энергии моноимпульсов  $E$  подобного лазера составляет  $\pm 2\%$  на уровне  $E=75$  мДж при характерной общей нестабильности энергии импульсов накачки 4%. В то же время к технологическим и метрологическим установкам предъявляются требования генерировать моноимпульсы излучения с повышенной энергией.

## 1. Моноимпульсные лазеры на АИГ: $\text{Nd}^{3+}$ с частично полированной боковой поверхностью активных элементов

Активные элементы из АИГ: $\text{Nd}^{3+}$  цилиндрической формы с полированной боковой поверхностью часто применяются в лазерах с непрерывной накачкой. При этом распределение инверсной населенности (или коэффициента усиления) имеет ярко выраженный максимум в центре поперечного сечения активного элемента, что позволяет повысить мощность излучения в одномодовом режиме лазера. При импульсной накачке с большими коэффициентами усиления в активном элементе с полированной боковой поверхностью в периферийной части объема активного элемента возникают внутренние моды, отражающиеся от боковой поверхности под углами полного внутреннего отражения [4]. В периферийной части объема активного элемента при росте энергии импульсов накачки коэффициент усиления стабилизируется на уровне порогового коэффициента усиления генерации внутренних мод. В центральной части объема активного элемента внутри виртуальной поверхности цилиндра с радиусом поперечного сечения  $r = r_0 \times n^{-1}$ , где  $r_0$  – радиус поперечного сечения активного элемента,  $n$  – относительный показатель преломления кристалла АИГ: $\text{Nd}^{3+}$ , при превышении порога генерации внутренних мод коэффициент усиления начинает насыщаться с ростом энергии импульсов накачки за счет влияния на центр рассеянного в периферийном объеме излучения внутренних мод. Значительная разница в коэффициентах усиления в центральной и периферийной частях объема активного элемента приводит в лазере с двухзеркальным резонатором к сильной неравномерности пространственной структуры многомодового моноимпульсного излучения. Нанесение на боковую поверхность активного элемента матированных полос приводит к повышению порога генерации внутренних мод. При этом насыщение энергетической характеристики с ростом энергии импульсов накачки становится более резким, а пространственная структура излучения равномернее из-за более сильного воздействия на центральную часть объема элемента излучения внутренних мод через рассеяние на матированных участках боковой поверхности активного элемента.

Установка активного элемента с частично полированной боковой поверхностью в лазере с резонатором на основе оптической схемы двухпроходного усилителя кольцевого типа позволяет сформировать область быстрого насыщения энергетической характеристики на более высоком уровне выходной энергии моноимпульсов излучения с более равномерной пространственной структурой [5].

## 2. Лазерная система на АИГ:Nd<sup>3+</sup>, стабилизированная по энергии моноимпульсов

Для дальнейшего повышения энергии моноимпульсов излучения с сохранением высокой стабильности энергии может быть использована система: лазер-усилитель, причем усилитель со стабилизированным коэффициентом усиления, который может быть оперативно изменен при необходимости.

Всем этим требованиям удовлетворяет система: лазер-усилитель, предложенная в [5] и представленная на рис. 1. Здесь: 1 – глухое зеркало, 2 – частично прозрачное зеркало, 3 – электрооптический элемент, 4 и 7 – пластины-поляризаторы, 5 – активный элемент из АИГ:Nd<sup>3+</sup> с частично полированной боковой поверхностью, 6 – 90-градусный вращатель плоскости поляризации из оптически активного кристаллического кварца, 8 и 9 – поворотные зеркала, 10 и 12 – пластины-поляризаторы, 11 – активный элемент из АИГ:Nd<sup>3+</sup> с матированной боковой поверхностью, 13 и 14 – глухие зеркала, 15 – пластина  $\lambda/4$  ( $\lambda=1064$  нм).

Оптическая схема лазера на рис. 1 отличается от оптической схемы лазера, рассмотренного в [3], применением активного элемента с частично полированной (а не полностью полированной) боковой поверхностью. Оптическая схема усилителя на рисунке 1 отличается от традиционной схемы однопроходного усилителя наличием дополнительного резонатора, образованного глухими зеркалами 13 и 14 с поляризационным выводом излучения свободной генерации, порог возникновения которой определяется азимутальной ориентацией пластины  $\lambda/4$ . При возникновении свободной генерации коэффициент усиления в активном элементе стабилизируется с ростом энергии импульсов накачки [6] и, соответственно, стабилизируется выходная энергия моноимпульсов излучения всей системы.

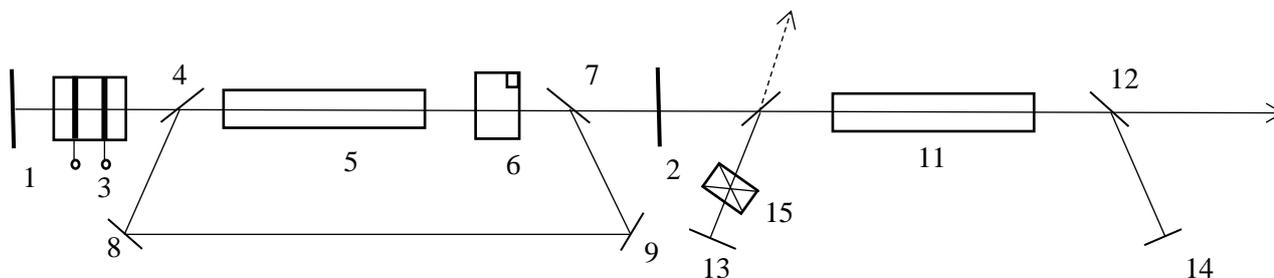


Рис. 1. Оптическая схема лазерной системы на АИГ:Nd<sup>3+</sup>, стабилизированной по энергии моноимпульсов излучения.

На рис. 2 представлены энергетические характеристики трех лазеров с активными элементами из АИГ:Nd<sup>3+</sup> с различной обработкой боковой поверхности.

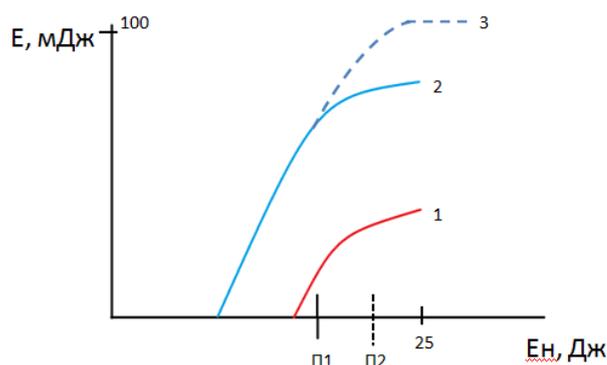


Рис. 2. Энергетические характеристики лазеров с активными элементами из АИГ:Nd<sup>3+</sup>: активный элемент с полированной боковой поверхностью в лазере с двухзеркальным резонатором (1), активный элемент с полированной боковой поверхностью (2) и активный элемент с частично полированной и частично матированной боковой поверхностью (3) в лазере с резонатором на основе оптической схемы двухпроходного усилителя кольцевого типа.

$E$  – энергия моноимпульсов излучения,  $E_n$  – энергия импульсов накачки,  $P_1$  и  $P_2$  – пороги генерации внутренних мод для лазеров 1, 2 и 3, соответственно.

Лазерная система на основе лазера 2 и усилителя со стабилизированными коэффициентами усиления, соответствующими двум различным ориентациям пластины  $\lambda/4$ , генерировала моноимпульсы излучения с энергией 140 и 170 мДж при кратковременной нестабильности энергии моноимпульсов  $\pm 3\%$ .

### Заключение

Результаты, представленные в настоящей статье, могут быть использованы при создании метрологических лазерных систем, стабилизированных по энергии моноимпульсов излучения на заданном уровне выходной энергии.

### Список литературы

1. Бульбин А.А., Ляшенко А.И. Импульсный твердотельный лазер. Патент РФ №2390891 от 17.12.2008.
2. Гармаш В.М., Исаева Е.А., Ляшенко А.И. Эффективные моноимпульсные лазеры на АИГ:Nd<sup>3+</sup> с резонатором на основе оптических схем двухпроходных усилителей. Физические основы приборостроения. 2016, т.5. №3(20), с.48-55.
3. Бульбин А.А., Исаева Е.А., Ляшенко А.И. Импульсный твердотельный лазер. Патент РФ на полезную модель №141513 от 29.01.2014.
4. Пименов А.С., Устименко Н.С., Сосков В.А., Царев С.К., Швом Е.М. Генерация паразитных мод в лазере на алюмоиттриевом гранате с неодимом. Электронная техника. Серия 11. Лазерная техника и оптоэлектроника. 1979, №2 (8), с.101.
5. Бирюкова П.С., Коптелов Д.А., Ляшенко А.И. Импульсный твердотельный лазер с усилителем. Заявка на полезную модель №2019114757 от 15.05.2019г.
6. Методы расчета оптических квантовых генераторов. Под редакцией Б.И.Степанова. Минск. Наука и техника. 1968, т.2.с.216.

## MONOPULSE ND: YAG LASER SYSTEM, STABILIZED BY THE RADIATED ENERGY

Practical student- researcher Biryukova, Senior Scientist, Ph.D. Lyashenko, A.I.

*Scientific and Technological Center for Unique Instrumentation RAS.*  
seaweisbart63@yandex.ru, alexs1407@yandex.ru

The possibility of creating a stabilized laser system on Nd:YAG based on a pulsed Nd:YAG laser with electro-optical Q-switched with a high energy stability of the monopulses of radiation and an amplifier with stabilized gain is considered. The system realizes the restructuring of the output energy of the monopulse of radiation with the preservation of high energy stability from pulse to pulse.

**Keywords:** pulsed Nd:YAG laser, resonator based on the optical scheme of a two-pass amplifier, internal modes of the active element, free running.



# МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ РЕЗКОСТИ И КОНТРАСТНОСТИ ДЕТАЛЕЙ РЕНТГЕНОВСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

аспирант, Староверов Н.Е., проф., д.т.н. Грязнов А.Ю.,  
проф., д.т.н. Потрахов Н.Н., аспирант, Холопова Е.Д.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический  
университет «ЛЭТИ» имени В. И. Ульянова  
nestaroverov@etu.ru

В статье рассмотрен алгоритм повышения резкости и контрастности деталей рентгеновских изображений, основанный на математической морфологии и высокочастотной фильтрации изображения. Показано, что применение алгоритма позволяет значительно повысить резкость и контрастность деталей рентгеновских изображений, при этом практически не увеличивая шум на изображении. Проведено исследование разработанного алгоритма на выборке из 100 рентгеновских изображений. В 84% случаев при помощи алгоритма удалось увеличить резкость деталей изображения.

**Ключевые слова:** микрофокусная рентгенография, математическая морфология высокочастотная фильтрация

## Введение

В настоящее время цифровая обработка изображений является динамично развивающейся областью науки. Несмотря на то что на данный момент многие работы направлены на сегментацию изображений или поиск объектов на изображении улучшение изображений остается актуальной задачей. Повышение резкости деталей изображения позволяет в ряде случаев скомпенсировать неверно выбранный режим рентгенографии и получить информативный снимок.

В алгоритме повышения резкости и контрастности деталей рентгеновских изображений были использованы фильтрация в частотной области и морфологическая обработка изображения (операция дилатации). Основная идея метода – усиление резкости изображения путем увеличения перепада яркостей на границах объектов на изображении без увеличения шума. Осуществить подобную операцию можно сложением исходного изображения и результата высокочастотной фильтрации при одновременном вычитании результата дилатации.

Алгоритм состоит из следующих шагов:

1. Высокочастотная фильтрация изображения.
2. Морфологическое наращивание изображения, полученного в пункте 1.
3. Вычитание из изображения, полученного в пункте 1, изображения, полученного в пункте 2.
4. Получение результирующего изображения наложением исходного изображения на изображение, полученное в пункте 3.

Для высокочастотной фильтрации вычислялся фурье-образ изображения, затем выполнялось его изменение поле чего вычислялось обратное преобразование Фурье.

В предложенном алгоритме изменение Фурье-образа изображения выполнялось при помощи его умножения на функцию высокочастотного фильтра Гаусса. Двумерное преобразование Фурье осуществлялось по формуле

$$F(u, v) = \frac{1}{MN} \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x, y) e^{-i2\pi(ux/M+vy/N)} \quad (1)$$

где M и N – размеры изображения. Ядро фильтра Гаусса было определено при помощи формулы 2.

$$H(u, v) = 1 - e^{-D^2(u, v)/2D_0^2} \quad (2)$$

где  $D_0$  – частота среза фильтра.

В результате фильтрации подавляются низкие частоты, соответствующие медленному изменению яркости, и остаются неизменными высокие частоты, соответствующие резким перепадам яркости.

Следующим шагом алгоритма является морфологическое наращивание (дилатация) изображения, полученного высокочастотной фильтрацией. Дилатация множества A по множеству B – множество всех перемещений, при которых множества B и A совпадают по меньшей мере в одном элементе. То есть границы объекты на изображении после дилатации увеличатся в размерах.

Для морфологического наращивания используется структурный элемент, имеющий форму квадрата и длину стороны 3 пикселя. После выполнения данной операции диаметр всех объектов на изображении увеличивается на 2 пикселя.

Далее из изображения, полученного высокочастотной фильтрацией и умноженного на коэффициент (в зависимости от параметров изображения значение коэффициента варьируется от 1.5 до 1.8), вычитается

изображение, полученное морфологическим наращиванием. На результирующем изображении все объекты будут иметь двойные контуры: внутренний контур, пиксели которого имеют большую яркость, чем яркость пикселей объекта, и внешний контур, пиксели которого имеют меньшую яркость, чем пиксели объекта. Это дополнительно увеличивает резкость и контрастность мелких деталей изображения, так как двойные контуры дополнительно усиливают перепад яркости на границах объектов на изображении.

На последнем этапе обработанное изображение складывается с исходным изображением, в результате происходит усиление резкости и контрастности деталей изображения. На рисунке 1 представлены микрофокусная рентгенограмма зуба до и после применения алгоритма. Видно, что резкость изображения и контраст мелких деталей существенно увеличились, при этом визуально не наблюдается значительного усиления шума. Применение предложенного алгоритма позволяет более точно визуализировать систему корневых каналов, определить наличие дентиклей в каналах; получить более резкие контуры коронковой части зуба и его корня. На рисунке 2 представлена рентгенограмма кисти человека. Применение предложенного алгоритма позволяет увидеть на снимке контрастно одновременно и мягкие и костные ткани.



Рис. 1. Микрофокусная рентгенограмма зуба до (а) и после (б) применения алгоритма.



Рис. 2. Микрофокусная рентгенограмма кисти до (а) и после (б) применения алгоритма.

Для проверки работоспособности метода он был испытан на выборке из 100 различных микрофокусных рентгеновских снимков. В результате удалось добиться заметного увеличения резкости и контрастности деталей на 84 % выборки, что является удовлетворительным результатом.

#### Выводы

Был разработан алгоритм повышения резкости и контрастности деталей рентгеновских изображений. Проведено исследование разработанного алгоритма на выборке из 110 рентгеновских изображений. В 84% случаев при помощи алгоритма удалось увеличить резкость деталей изображения. Также метод был применен в микрофокусной рентгеновской томографии для улучшения качества проекционных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ по теме «Разработка программного комплекса анализа данных микрофокусной медицинской рентгенодиагностики» № 19-37-90015\19 от 26.08.2019.

#### Список литературы

1. Потрахов Н. Н. Исследование и разработка методов микрофокусной рентгенографии в стоматологии и челюстно-лицевой хирургии, Санкт-Петербург, Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ» 2008. 217 с.
2. Потрахов Н. Н. Метод и особенности формирования теневого рентгеновского изображения микрофокусными источниками излучения // Вестник новых медицинских технологий. 2007. №3 С.167-169
3. Staroverov N. E., Kholopova E. D., Gryaznov A. Yu., Zhamova K. K. Development of digital processing method of microfocus X-ray images Journal of Physics: Conference Series, 2017 Vol 808, №1 P 1-4;
4. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2006. 1104 с.
5. Sobel and G. Feldman, "A 3x3 Isotropic Gradient Operator for Image Processing," Pattern Classification and Scene Analysis, 1973, p. 271-272.
6. Vincent L. Morphological grayscale reconstructions in image analysis: applications and efficient algorithms // IEEE Trans. of Image processing 1993 Vol. 2 № 2 P 176-201.

## METHOD FOR SHARPENING AND CONTRASTING DETAILS OF X-RAY IMAGES

postgraduate, Staroverov, N.E., professor, Gryaznov, A.Y.,  
professor, Potrakhov, N.N., postgraduate, Kholopova, E.D.

*Saint Petersburg Electrotechnical University "LETI"*  
nestaroverov@etu.ru

The article considers an algorithm for sharpening and contrasting parts of X-ray images, based on mathematical morphology and high-frequency image filtering. It is shown that the application of the algorithm can significantly increase the sharpness and contrast of the details of x-ray images, while practically not increasing the noise in the image. A study of the developed algorithm on a sample of 100 x-ray images was carried out. In 84% of cases, using the algorithm, it was possible to increase the sharpness of image details.

**Keywords:** microfocus X-ray, mathematical morphology high-frequency filtering



# АНТРОПОМОРФНОЕ НЕЙРОМЫШЕЧНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ПРОТЕЗАМИ

старший преподаватель Кобелев А.В., декан факультета, д.т.н., проф. Щукин С.И.

Московский Государственный Технический Университет имени Н.Э. Баумана  
ak.mail.ru@gmail.com

Пропорциональный нейромышечный интерфейс определяет типы движений (например, «схват в щепоть» или ротация кисти) по изменениям электрического импеданса. Активная и реактивная составляющие электрического импеданса регистрируются неинвазивно тетраполярными электродными системами, расположенными на мышцах-антагонистах. Получаемые сигналы электрического импеданса пропорциональны степени выполняемого движения. Данный метод, в отличие от поверхностной электромиограммы, позволяет реализовать антропоморфное управление биоэлектрическим протезом.

**Ключевые слова:** импеданс, протез, управление

## Введение

Поверхностная электромиография (ЭМГ) широко используется для классификации движений кисти и уже реализовано в протезах предплечья промышленного образца. Однако определить кинетические параметры движения (например, степень выполненного движения) по ЭМГ тяжело, поскольку электромиографические сигналы не пропорциональны осуществляемому движению [1]. Специальная цифровая обработка ЭМГ и извлечение информативных признаков занимает длительное время (более 100 мс) [2], что не даёт возможности реализовать антропоморфное управление протезами.

В последнее время появились исследования (Т. Nakamura et al. [3]), в которых показана возможность использования электрического импеданса для определения движений нижней конечности.

Данная работа направлена на создание нейромышечного интерфейса, который основан на синхронной регистрации поверхностной электромиограммы и электрического импеданса с одной электродной системы. Анализ нейромышечных сигналов позволит реализовать антропоморфное управление различными типами движений.

## 1. Материалы и методы

Исследования проводились с использованием двухканальной электроимпедансной системы, с зондирующим током порядка 1 мА и частотным диапазоном от 40 кГц до 10 МГц. Каждая электродная система состоит из 4 электродов (пара токовых СС и пара измерительных РУ) (рис. 1).

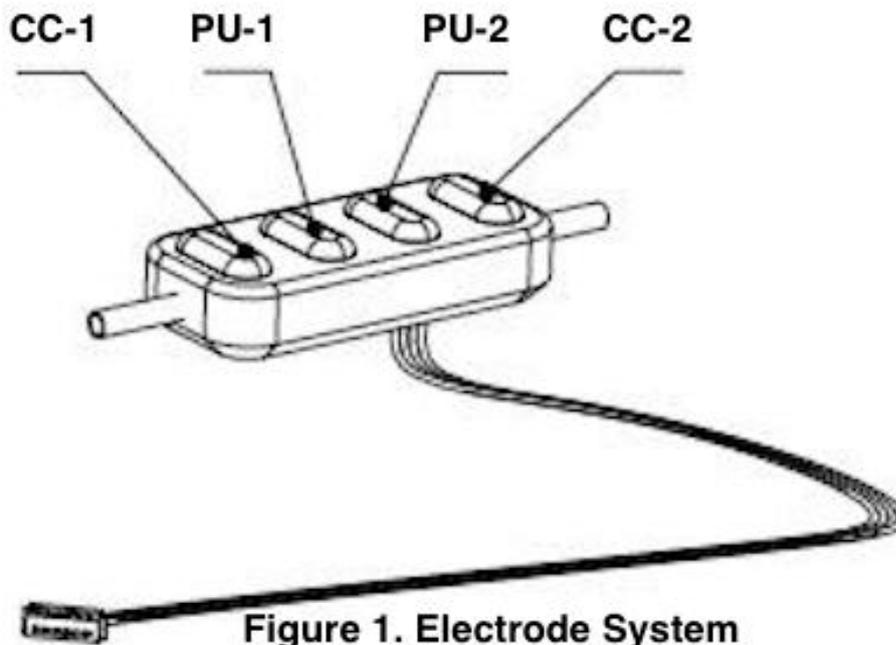


Рис. 1. Электродная система.

Электродные системы располагались у локтя на мышцах-антагонистах, которые отвечают за сгибание и разгибание кисти (рис. 2). Электроимпедансные сигналы регистрировались синхронно с ЭМГ с измерительных электродов РУ.

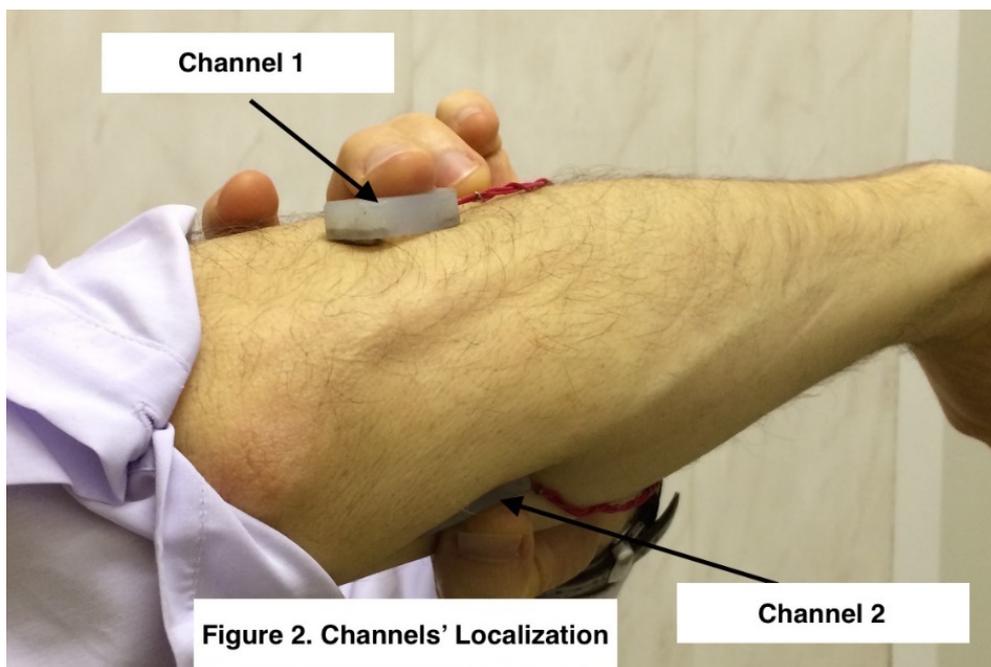


Рис. 2. Расположение измерительных каналов.

### Результаты

Установлено, что мышечное сокращение приводит к пропорциональным изменениям в активной и реактивной составляющих компонентов импеданса. Это проявляется в противофазном поведении импедансных сигналов с мышц-антагонистов при сгибании-разгибании кисти (рис. 3). Экспериментально установлено отличие сигналов «схвата в щепоть» кисти (сигналы в противофазе) от ротации (сигналы синфазно), которое позволяет реализовать управление этими движениями кисти и отличать их в реальном времени.

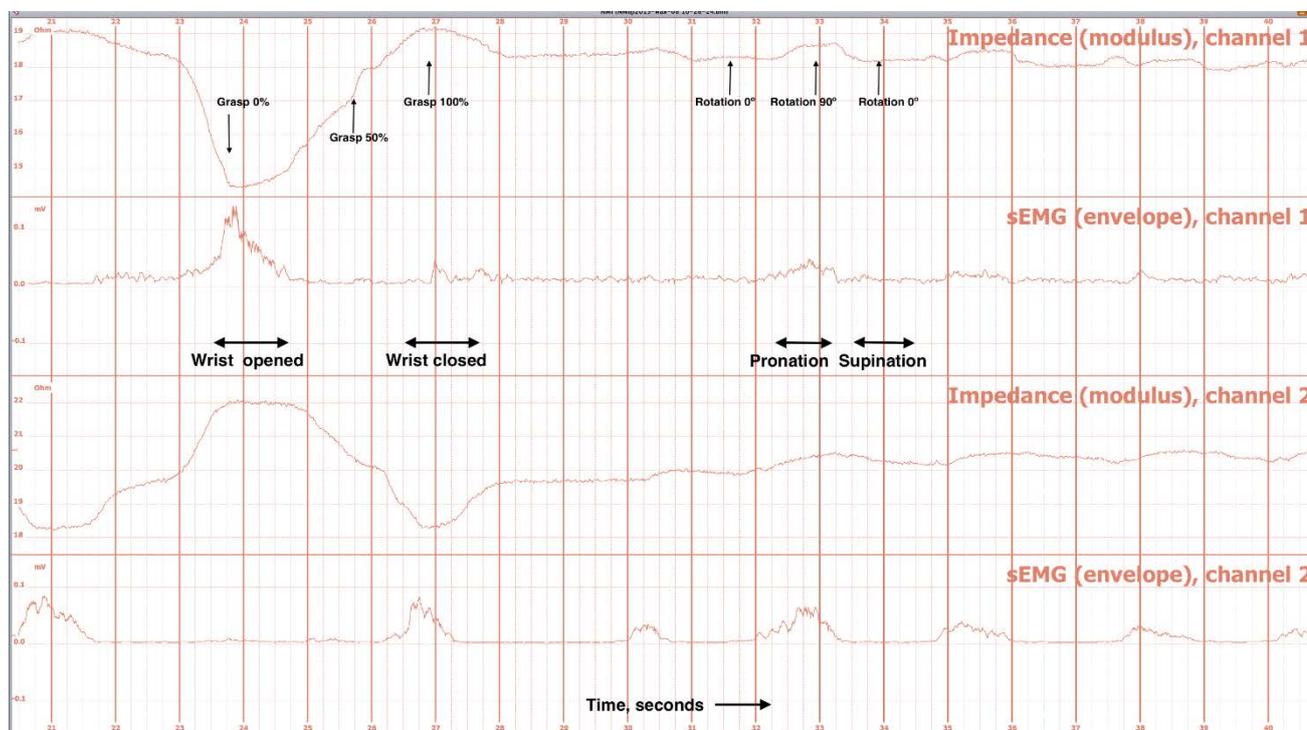


Рис. 3. Электроимпедансные сигналы и ЭМГ с мышц-антагонистов.

### Заключение

Для определения абсолютных значений степени схвата или ротации кисти необходима индивидуальная калибровка. Определение типа движения и его степени по электроимпедансным сигналам занимает менее 100 мс, что позволяет реализовать антропоморфное управление протезом, и, как следствие, значительно улучшить удобство его использования.

### Список литературы

1. Adrian M.J., Cooper J.M., Biomechanics of Human Movement, 2nd Ed., McGraw-Hill, Boston, 1994, pp. 43-48.
2. Koike Y., Kawato M., "Human interface using surface EMG signals", Trans. Inst. Electr., Infor. and Comm. vol. 2, pp. 363-370, 1996.
3. Nakamura, T., Kusuhara, T., and Yamamoto, Y., "Impedance characteristics and data pro-cessing for analysis of human movement", Proc. XII Int. Conf. Elect. Bio-Imp., Oslo, Norway, 2001, pp. 641-644.
4. S. Grimnes and Ø. G. Martinsen, Bioimpedance and Bioelectricity Basics. San Diego, CA: Academic Press, 2000.

## ANTHROPOMORPHIC NEUROMUSCULAR PROSTHESIS CONTROL

Senior Lecturer, Kobelev, A.V., Dean of the faculty, Ph.D., Professor Schukin, S.I.

*Bauman Moscow State Technical University*  
ak.mail.ru@gmail.com

Proportional neuromuscular interface determines the patterns of movement (e.g. wrist grasp and wrist rotation) by changes in electrical impedance. Impedance signals are proportional to the movement's extent. In contrast to sEMG, this approach allows anthropomorphic bioelectric prosthesis control.

**Keywords:** electrical impedance, prosthesis, control



## РАЗРАБОТКА БИОТЕХНИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ РАСПОЗНАВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ХИРУРГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ

аспирант Бычков Е.А.<sup>1</sup>, к.т.н, доцент Кудашов И.А.<sup>1</sup>, д.т.н., проф. Щукин С.И.<sup>1</sup>, д.т.н. Симакин С.Б.<sup>2</sup>, к.т.н. Митрофанов Е.А.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> АО «НИИВТ» им. С.А. Векшинского, г. Москва

IPbychkov.e.a@yandex.ru

**Постановка проблемы:** Систематизация сосудистых повреждений, возникающих при оперативных вмешательствах, практически невозможна из-за большого разнообразия подобной патологии. Такие повреждения могут возникать даже при выполнении обычных операций, но более часто они встречаются при экстирпации опухолей и выделении тканей в зонах воспаления, а также при оперативных вмешательствах, осуществляемых в богато васкуляризованных участках тела. Ранению может подвергаться как артерия, так и вена, а объем возникающего в связи с этим кровотечения зависит от калибра поврежденного сосуда и кровяного давления. **Цель:** показать возможность применения технологии электроимпедансометрии в военно-полевой хирургии. **Результаты:** В данной работе описана технология применения хирургического скальпеля со специально нанесенным покрытием. Нанесение покрытия планируется посредством ионно-плазменной обработки скальпеля в вакууме. Работа проводится совместно с Научно-исследовательским институтом вакуумной техники им. С.А. Векшинского. Применение методов ионно-плазменной обработки в вакууме расширяет возможности разрабатываемых электроимпедансных устройств за счёт широкого ассортимента покрытий с разными значениями электропроводности, диэлектрической проницаемости, толщины слоев и их комбинаций. Покрытие представляет собой чередование слоев диэлектрика и проводника. Smart-скальпель обеспечивает высокую чувствительность электроимпеданса при движении лезвия по чередующим слоям биоткани [8]. Чувствительность – это разница в значениях электрического импеданса при переходе из одной биоткани в другую. **Практическая значимость:** Проведены экспериментальные исследования, которые показали эффективность предлагаемой конструкции скальпеля. Исследования проводились на мышечной ткани животного происхождения *in vitro*

**Ключевые слова:** биоимпеданс, импедансная спектроскопия, фазовый сдвиг, smart-скальпель

## Введение

Военно-полевая хирургия - составная часть военной медицины и раздел хирургии, изучающий организацию оказания хирургической помощи раненым на войне, современную боевую патологию и особенности лечения раненых в зависимости от характера боевых действий.

Предмет военно-полевой хирургии - изучение вопросов лечения раненых на войне. Ранение - травма, возникающая в результате воздействия на организм ранящих агентов. Человек, получивший боевую хирургическую травму, называется раненым.

К боевой хирургической травме относятся огнестрельные и неогнестрельные ранения, взрывные, механические, термические травмы, комбинированные поражения.

Лечебно-эвакуационные мероприятия являются важнейшей составляющей в системе медицинского обеспечения вооруженных сил. По существу, они включают розыск, сбор, вынос (вывоз) раненых и больных, оказание им медицинской помощи (всех ее видов), их эвакуацию, лечение и медицинскую реабилитацию. Основная цель лечебно-эвакуационных мероприятий - сохранение жизни и быстрейшее восстановление бое- и трудоспособности у возможно большего числа выбывших из строя в результате боевого поражения или заболевания военнослужащих, что в условиях современной войны является наиболее эффективным способом восполнения боевых потерь личного состава воинских формирований [1].

Таким образом, разработка вспомогательных средств лечения для военно-полевой хирургии актуальна, поскольку увеличивает скорость восстановления бое- и трудоспособность военнослужащих.

## 1. Материалы и методы

Выбор образца мышечной ткани осуществлялся путем подбора лоскута мышцы с чередованием мышечной и жировой ткани, размером 100х60мм. Чередование разных типов биоткани необходимо для моделирования перехода smart-скальпеля из мышечной в жировую и из жировой в мышечную ткань в процессе движения скальпеля. Это условие необходимо для исследования свойств электрического импеданса, а именно его активной и реактивной составляющей в процессе движения скальпеля. Чертеж лабораторного стенда показан на рис. 1.

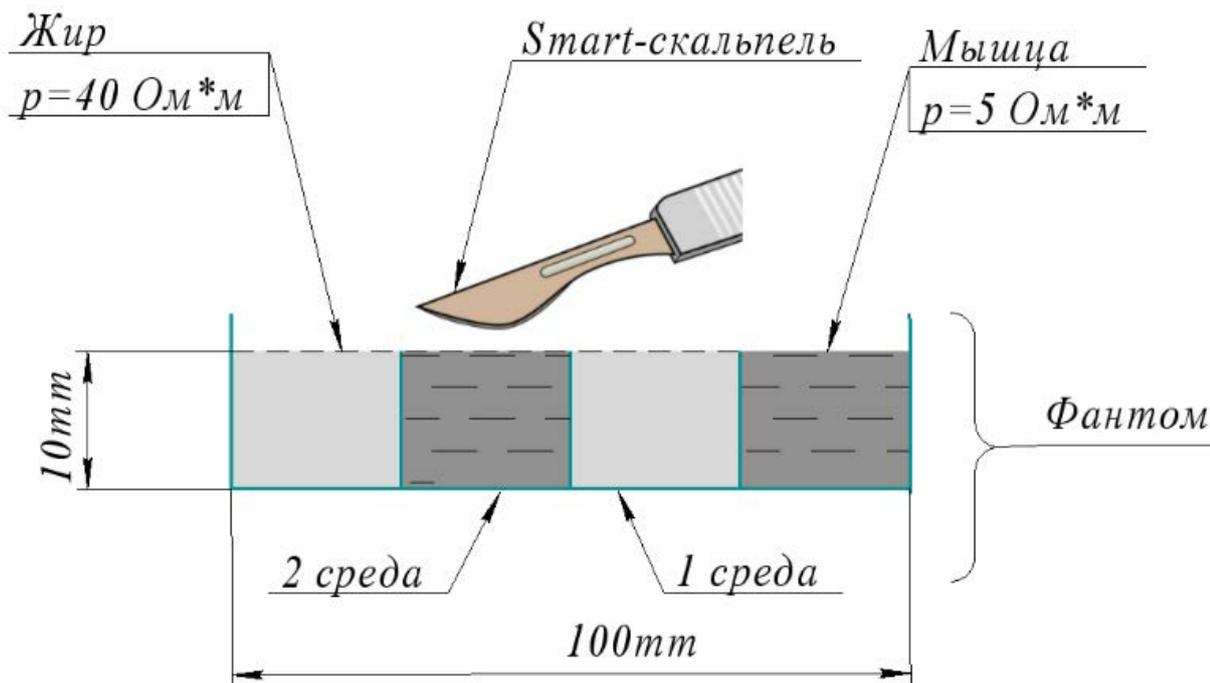


Рис. 1. Фантом биологических тканей.

Первая среда толщиной 10 мм, с удельным электрическим сопротивлением  $40 \pm 0,5$  Ом·м представляет собой жировую прослойку. Вторая среда – мышечная ткань, имеет толщину 10 мм, ее удельное электрическое сопротивление  $5 \pm 0,2$  Ом·м [13, 20].

В качестве измерительного преобразователя использовался электроимпедансный спектрометр «Quadra» компании «Eliko».

### Smart - скальпель

В настоящее время биоимпедансометрия является одним из перспективных методов определения типа биологической ткани, а также границ перехода из одной биологической среды в другую.

Для выполнения измерений предлагается использовать специальный скальпель, с металлизированным окончанием. Данная конструкция позволяет обойтись без использования дополнительного электрода, при этом сохраняется точность получаемых данных. Прототип Smart-скальпеля представлен на рис. 2.

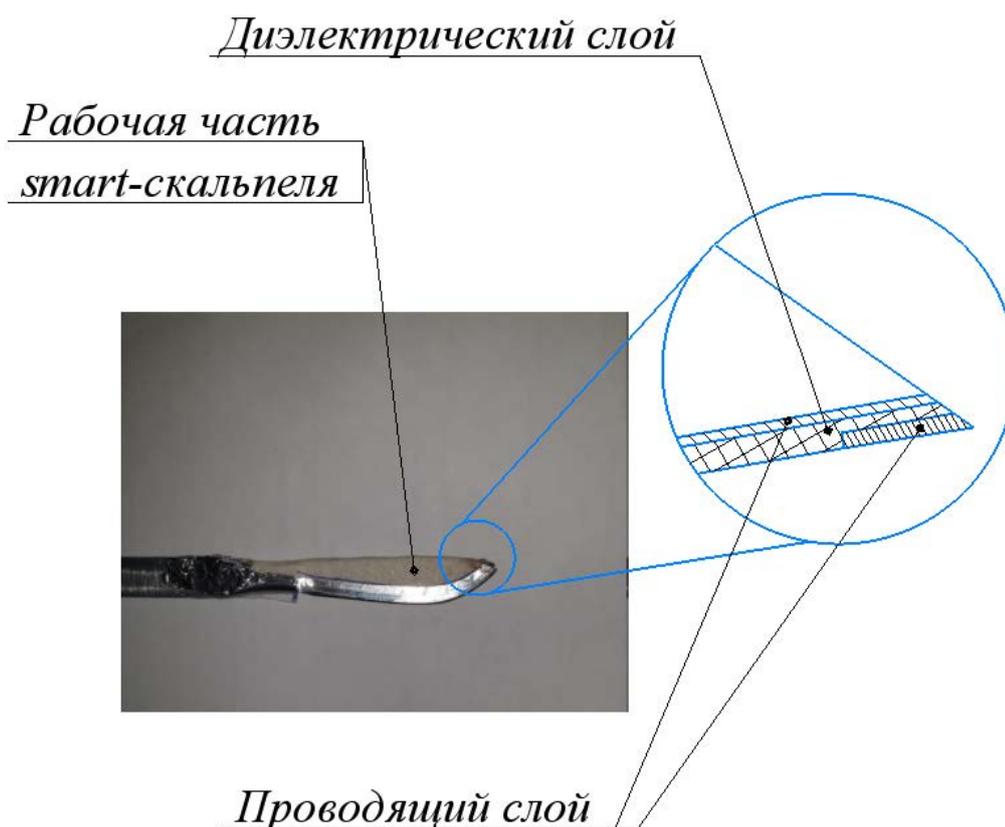


Рис. 2. Разработка прототипа Smart – скальпеля.

Измерения проводились между проводящими слоями скальпеля на частотах 1; 2; 3; 7; 11; 17; 23; 31; 43; 61; 89; 127; 179; 259; 349 кГц. Измерялась активная составляющая электрического импеданса и его емкостная часть. Основным преимуществом данной конструкции является применение многослойного металлизированного окончания скальпеля с чередованием слоев проводника и диэлектрика. Благодаря такой конструкции возможно измерить электрический импеданс только в локальной области нахождения режущего лезвия. Что позволяет проводить резекцию ткани с большей точностью по сравнению с традиционными хирургическими методами.

#### Экспериментальное оборудование

Экспериментальные исследования проводились с использованием прибора электроимпедансной спектроскопии в реальном времени «Quadra» [18], краткие технические характеристики которого приведены в Табл. 1.

Таблица 1. Характеристики устройства «Quadra»

Количество частот на спектрограмме	15
Частота развертки спектрограммы	1 мс
Точность и разрешение	0.1 %, 12-Bit ADC's, 16-Bit DFT
Форма волны	Бинарная
Количество каналов	1
Тип канала	Дифференциальный, 50 оМ
Диапазон напряжений на канале	0.4 Vpp to 7.5 Vpp, DC Offset 0 V
Количество шагов изменения напряжения	255
Количество измерительных каналов	2
Тип, входной импеданс	Дифференциальный, > 10 МоМ
Тип синхронизации	3.3 В CMOS, 1 мс, 5 V, 50 оМ
Аналоговый измеритель	3x GPIO, I2C (400 кГц)
Аналоговый измеритель, уровни напряжения	3.3 В CMOS, 5 В
Цифровой измеритель, основная характеристика	3.3 В 150 мА, +5 В 150 мА, -5 В 100 мА

«Quadra» способен измерять спектрограмму из 15 частот со скоростью 1000 измерений в секунду. Компактный корпус включает в себя все необходимое для измерения напряжения и тока срабатывания. Измеренные ответные сигналы тока и напряжения во временной области используются в качестве входных данных для расчета значений спектров для модуля и фазы в каждой точке частоты. Полученные спектры передаются в приложение на ПК для отображения и/или регистрации. Чтобы гарантировать более низкий уровень шума и ограничить возможность утечки тока возбуждения во время измерений, в устройство встроена батарея с аппаратным и программным обеспечением для ее управления.

## 2. Результаты и обсуждение

По результатам серии измерений на лабораторном стенде можно говорить о высокой стабильности и повторяемости получаемых результатов. На первом этапе исследования производилась регистрация изменения импеданса и фазового сдвига при перемещении скальпеля из жировой ткани в мышечную. Фрагменты полученных экспериментальных данных приведены ниже (рис. 3а, б).

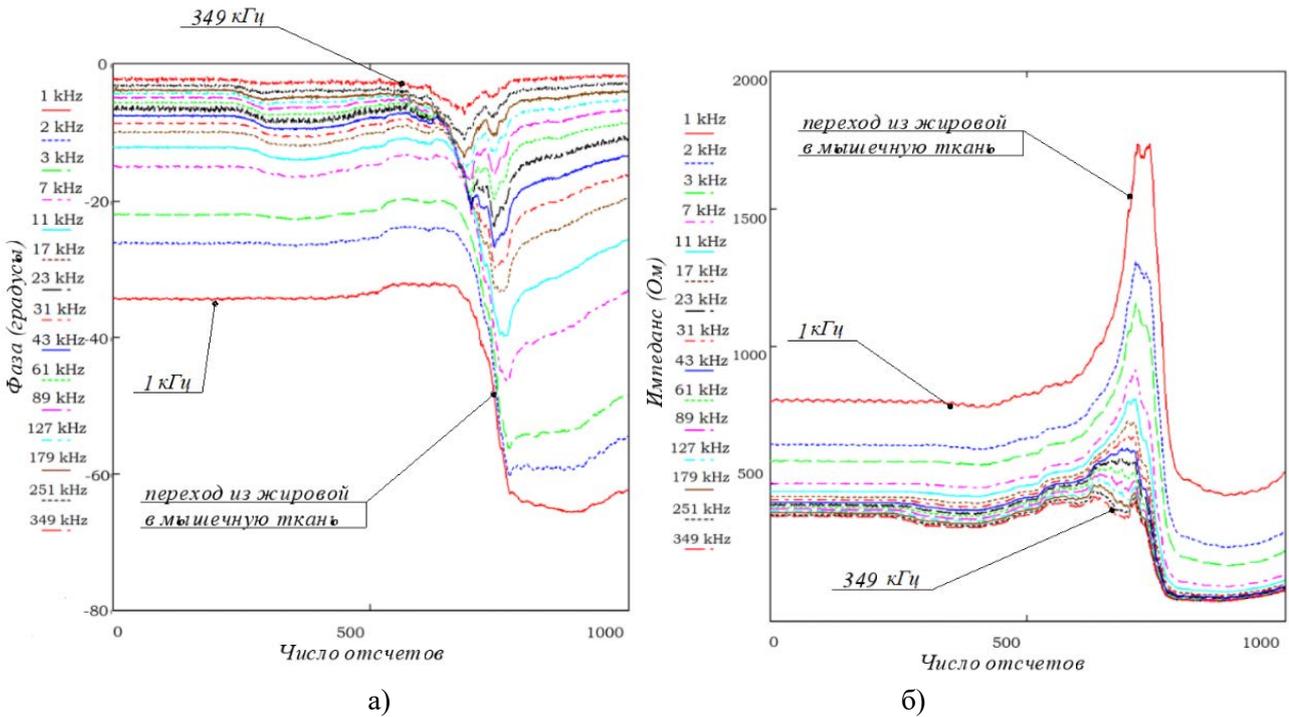


Рис. 3. Фазовый сдвиг при движении скальпеля от жира к мышечной ткани (а), Регистрируемый электрический импеданс при движении скальпеля от жира к мышечной ткани (б).

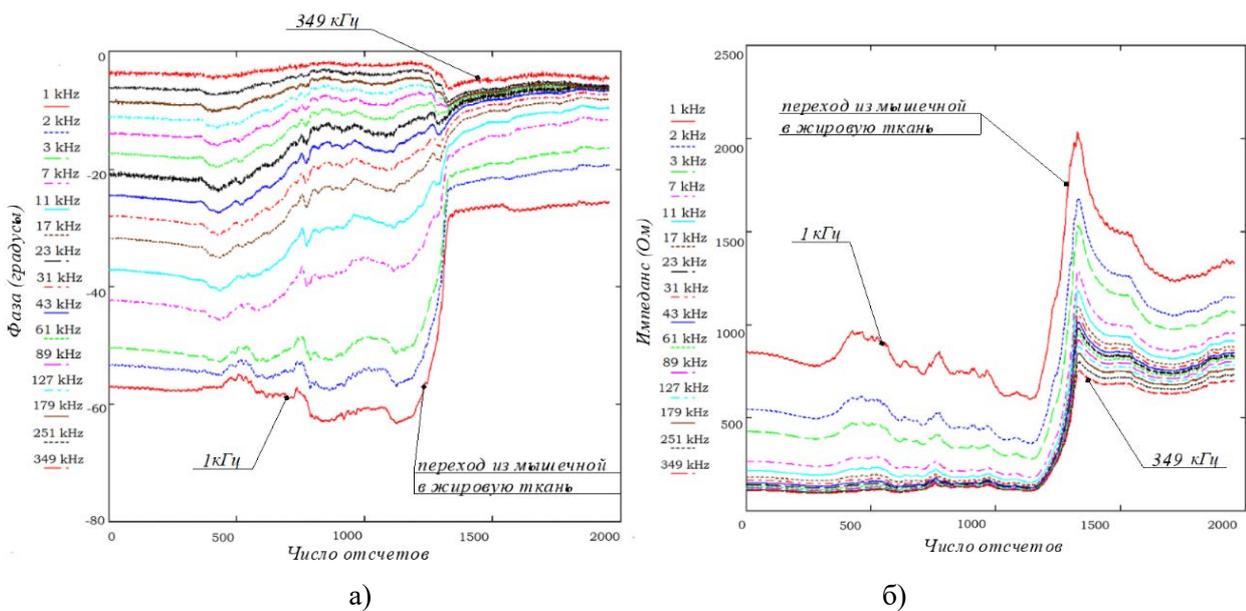


Рис. 4. Регистрируемый фазовый сдвиг при движении скальпеля от мышечной ткани к жировой (а), Регистрируемый импеданс от времени при движении скальпеля от мышечной ткани к жировой (б).

Стоит отметить, что на данном графике, как и на всех последующих, сигнал по оси абсцисс представлен в единицах АЦП. Регистрация всех измерений в процессе проведения исследований выполнялась с частотой дискретизации 1 кГц.

Далее рассмотрен переход скальпеля из мышечной ткани в жировую. Фрагменты полученных на данном этапе экспериментальных изменений импеданса и фазового сдвига приведены ниже (рис. 4а, б).

На графиках хорошо различимы интервалы, когда металлizedованное окончание скальпеля находится в пределах одной среды фантома и переходит в другую среду. По результатам проведенных экспериментальных исследований (рис. 3-б) видно, что с увеличением частоты различие электропроводности между выбранными типами биообъектов уменьшается. Оптимальной частотой с точки зрения распознавания типа биологической ткани, а также безопасной для пациента можно считать частоту в 1 кГц. На данной частоте достигается максимальная разница в моменты перехода – до 2,5 раза при регистрации импеданса и до 2 раз для фазы по сравнению с движением в однородной области.

Кроме того, данный выбор соответствует, положениям ГОСТа электробезопасности зондирующих методов исследований, где безопасной для пациента является частота, не превышающая 1кГц.

Таким образом, по результатам эксперимента можно сделать вывод о эффективности предложенной конструкции прототипа Smart-скальпеля для контроля положения и определения момента перехода режущего лезвия из одной биологической среды в другую.

### 3. Заключение

Рассмотрена возможность применения электроимпедансного метода для контроля положения скальпеля в процессе движения. Проведенные на описанном в статье экспериментальном стенде исследования показали достаточную эффективность предложенной конструкции многослойного Smart-скальпеля.

Применённое металлizedованное лезвие с последовательным чередованием слоев проводника и диэлектрика обладает хорошей чувствительностью электрического импеданса к переходу из одного типа биологической ткани в другую и позволяет четко определять положение режущей кромки в данный момент времени. Кроме того, предложенное решение демонстрирует низкое влияние глубины рассеечения тканей, а также скорости выполнения надреза. На основании полученных данных сделан вывод о возможности применения электроимпедансных методов в военно-полевой хирургии. Обоснован выбор оптимальной частоты зондирующего сигнала в 1 кГц, поскольку наблюдается максимальное значение чувствительности к переходу из одной ткани в другую.

### Список литературы

1. Lysenko M.V «Military field surgery. Guide to practical exercises», pp 6, 2010.
2. Grimnes S., Martinsen ØG.. "Bioimpedance and bioelectricity basics". Department of biomedical engineering. Oslo. Norway, pp. 27-29, 2008.
3. Kalvoy H. "Impedance based tissue discrimination for needle guidance Physiol". Department of biomedical engineering. Oslo. Norway, pp. 129-140, 2009.
4. Alvin I. Chen, Max L. Balter, and Timothy J. Maguire. "Developing the World's First Portable Medical Robot for Autonomous Venipuncture". IEEE robotics & automation magazine, no 3, pp 10-11, 2016
5. Tekla S. Perry, "Profile: veebot Drawing blood faster and more safely than a human can", IEEE Spectrum, Volume: 50, Issue: 8, pp 23 - 23, 2013.
6. Kudashov I.A., Shchukin S.I., Belaya O.V., Perov S. Yu., Petrov V.I."The features of the controlling venipuncture electrical impedance method". Biomedical Radioelectronics, no. 7, pp. 15-19, 2015.
7. Saito H., Togawa T. "Detection of needle punctures to blood vessel using puncture force measurement". Saitama. Tokyo, pp 12, 2005.
8. Dehghan M., Rezael S., Talebi H. "Robust high fidelity needle insertion in soft tissues implemented on a teleoperation system". Preprints of the 18th IFAC World Congress Milano. Italy, pp 11-13, 2011.
9. AL-Harosh M.B., Shchukin S.I., "Numerical modeling of the electrical impedance method of peripheral veins localization," IFMBE Proceedings, vol 51. Springer, Cham [Digests World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, Toronto, Canada, 2015]
10. AL-Harosh M.B., Shchukin S.I., "Peripheral vein detection using electrical impedance method." Journal of Electrical Bioimpedance 8.1 (2017): 79-83
11. Kudashov I.A., Shchukin S.I., AL-Harosh M.B. The study of needle electrode characteristics for venipuncture electrical impedance controlling system
12. Hernandez D., Sinkov V., Roberts W. "Measurement of bio-impedance with a smart needle to confirm percutaneous kidney access". U.S.A., pp 32, 2001.
13. Dielectric Properties of Body Tissues. Niremf: website. URL: <http://niremf.ifac.cnr.it/tissprop/htmlclie/htmlclie.php> (accessed 16.02.2018).
14. AL-Harosh M.B., Shchukin S.I., "The Venous Occlusion Effect To Increase The Accuracy Of Electrical Impedance Peripheral Veins Detection." EMBEC & NBC 2017. Springer, Singapore, 2017. 538-541
15. Malakhov A.I., Tikhomirov A.N., Shchukin S.I., Kudashov I.A., Kobelev A.V., Belenkov Yu.N., Shakaryants G.A., Kozhevnikova M.V., Kaplunova V.YU.. Electro-impedance methods for diagnosing heart activity 2016, 56, 12
16. Ojarand J., Annus P., Min M., Gorev M., Ellervee P. "Optimization of multisine excitation for a bioimpedance measurement device", IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference, pp 829-832, 2014
17. Märten O., Land R., Min M. et al., "Improved impedance analyzer with binary excitation signals", IEEE 9th of

- International Symposium on Intelligent Signal Processing (WISP) Proceedings, pp 1 - 5, 2015.
18. Trebbels D., Fellhauer F., Jugl M., Haimerl G., Min M., Zengerle R. "Online Tissue Discrimination for Transcutaneous Needle Guidance Applications Using Broadband Impedance Spectroscopy", IEEE Transactions on Biomedical Engineering. Vol. 59. Iss. 2. Article no. 6072257. Pp. 494–503, 2012.
  19. Noninvasive computer system of monitoring central hemodynamics "ReoCardioMonitor". BME Faculty, BMSTU: website. URL: <http://www.bmt.bmstu.ru/devices/RCM.doc> (accessed 25.02.2018).
  20. Gabriel G., Gabriel S. I., Corthout E. "The dielectric properties of biological tissues: I. Literature survey", Physics Department, King's College, Strand. London. pp. 5, 1996.

## DEVELOPMENT OF A BIOTECHNICAL SYSTEM FOR THE BIOLOGICAL TISSUES RECOGNITION DURING SURGICAL OPERATIONS

Postgraduate Student Bychkov, E.A.<sup>1</sup>, Ph.D., Assistant Kudashov, I.A.<sup>1</sup>,  
Dr.Sc., Prof. Shchukin, S.I.<sup>1</sup>, Dr.Sc. Simakin, S.B.<sup>2</sup>, and Ph.D. Mitrofanov, E.A.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> *Bauman Moscow State Technical University, Moscow*

<sup>2</sup> *Scientific Research Institute of Vacuum Technology them. S.A. Vekshinsky, Moscow*  
IPbychkov.e.a@yandex.ru

**Problem:** Systematization of vascular damage arising from surgical interventions is practically impossible due to the large variety of such pathology. Such damage can occur even when performing normal operations but more often, they occur during extirpation of tumors and tissue secretion in areas of inflammation as well as during surgical interventions, carried out in richly vascularized areas of the body. Both the artery and the vein can be injured and the amount of bleeding arising from this depends on the caliber of the injured vessel and the blood pressure.

**Objective:** To show the possibility of using electrical impedancemetry technology in military field surgery.

**Results:** This paper describes the technology of using a surgical scalpel with a specially coated coating. The coating is supposed to be carried out by ion-plasma treatment of a scalpel in vacuum, together with the Research Institute of Vacuum Engineering named after S.A. Vekshinsky. The use of ion-plasma processing methods in vacuum expands the possibilities of the developed electrical impedance devices due to a wide range of coatings with different values of electrical conductivity, dielectric constant, layer thickness and their combinations. Coating is an alternation of dielectric layers and conductor. Smart scalpel provides high sensitivity of electrical impedance when moving the blade along alternating layers of biotissue [6]. Sensitivity is the difference in the values of electrical impedance when moving from one biological tissue to another. **Practical significance:** Experimental studies have shown the effectiveness of the proposed construction of a scalpel. Studies were conducted on muscle tissue of animal origin in vitro.

**Keywords:** bioimpedance, impedance spectroscopy, phase shift, smart scalpel.



# МЕТОД ГИПЕРСПЕКТРАЛЬНОЙ СЪЕМКИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКЕ ХРОНИЧЕСКОЙ СПОНТАННОЙ КРАПИВНИЦЫ И УРТИКАРНОГО ВАСКУЛИТА

в.н.с., к.м.н., доцент Данилычева И.В.<sup>1</sup>, в.н.с., д.м.н. Катунина О.В.<sup>2</sup>,  
с.н.с., к.м.н. Борбат А.М.<sup>2</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н. Данилычев М.В.<sup>4</sup>,  
в.н.с., д.т.н. Мачихин А.С.<sup>3</sup>, м.н.с. Польшикова О.В.<sup>3</sup>,  
н.с. Широков С.В.<sup>3</sup>, д.м.н., проф. Шульженко А.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФГБУ «ГНЦ Институт иммунологии» ФМБА России, Москва

<sup>2</sup> ФГБУ ГНЦ ФМБЦ им. А.И. Бурназяна ФМБА России, Москва

<sup>3</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

<sup>4</sup> ФГБУН Институт радиотехники и электроники

им. В.А. Котельникова РАН, Москва

ivdanilycheva@mail.ru, aborbat@yandex.ru, dan496@yandex.ru,  
machikhin@ntcup.ru, polschikova@gmail.com, sergsh@ntcup.ru,  
shulzhenko\_ae@mail.ru

В медицине часто встречаются ситуации, когда различные по этиологии заболевания демонстрируют схожую по проявлениям клиническую картину. В качестве такого примера в докладе рассматривается ситуация с хронической спонтанной крапивницей (*chronic spontaneous urticaria*) и уртикарным васкулитом (*urticarial vasculitis*). Наиболее достоверным средством, своего рода «золотым стандартом», диагностики уртикарного васкулита в настоящее время является гистологическое исследование биоптата кожи. Вместе с тем указанный метод нуждается в дальнейшем развитии и совершенствовании. В качестве возможного пути развития авторы предлагают перейти в гистологической практике к использованию методов гиперспектральной съемки гистологических образцов и последующего компьютерного анализа.

**Ключевые слова:** клиническая картина, хроническая спонтанная крапивница, уртикарный васкулит, дифференциальная диагностика, гистологическое исследование, гиперспектральный модуль, нейронная сеть

Правильная диагностика заболевания и причин его возникновения является принципиальным фактором, прямо влияющим на эффективность лечения и его экономическую составляющую. Помимо низкой эффективности такого лечения, основанного на неправильных диагностических выводах, его результатом может быть серьезное искажение первичной клинической картины, а также вероятность появления различного рода осложнений. Нередко встречаются ситуации, когда различные по этиологии заболевания демонстрируют схожую по проявлениям клиническую картину. Примером такого рода заболеваний является ситуация с хронической спонтанной крапивницей *chronic spontaneous urticaria* (CSU) и уртикарным васкулитом *urticarial vasculitis* (UV) [1,2]. По данным разных исследователей от 2 до 25% пациентов, обследованных по поводу CSU, страдают UV. При этом стоимость современных препаратов для лечения этих заболеваний может достигать нескольких десятков тысяч рублей за 1 инъекцию [3,4].

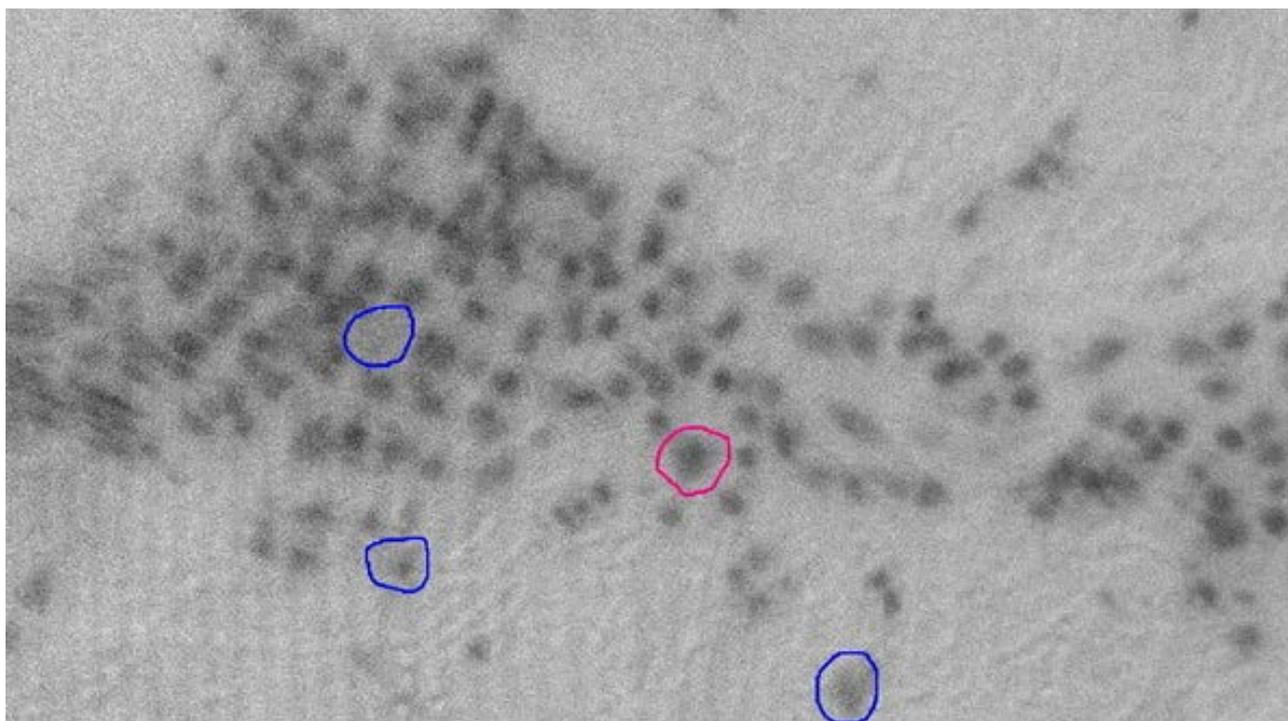
Наиболее достоверным средством, своего рода «золотым стандартом», диагностики UV в настоящее время является гистологическое исследование биоптата кожи. К сожалению, и на этом уровне диагностики получаемые выводы достаточно субъективны. От специалиста-исследователя требуется очень высокая квалификация для того, чтобы найти и выделить критические проявления. Это видно и из описания гистологических особенностей [1,2]. При хронической спонтанной крапивнице эпидермис имеет нормальную толщину, его слои дифференцированы, имеется слабый рыхлый кератоз. Вокруг капилляров поверхностного сплетения наблюдается слабая гистиолимфоцитарная инфильтрация с примесью отдельных изолированных эозинофильных гранулоцитов. Коллагеновые волокна дермы без признаков структурных изменений. В сетчатом слое дермы имеются фрагменты волосяных фолликулов и потовых желез обычной гистологической структуры. В случае уртикарного васкулита эпидермис также имеет нормальную толщину, его слои дифференцированы, присутствует слабый рыхлый кератоз. Однако стенки сосудов папиллярного и сетчатого слоев дермы утолщены отеком и набуханием эндотелиальных клеток. Вокруг сосуда часто присутствуют целые манжеты инфильтратов гистиоцитов, лимфоцитов, эозинофильных гранулоцитов. Эозинофильные гранулоциты проникают в сосудистую стенку и там накапливаются.

В целом, затруднения с дифференциальной диагностикой CSU и UV обусловлены сходством клинических проявлений, субъективностью гистологического исследования и сильной зависимостью от квалификации врача, его проводящего; а также различиями в подходах к диагностике и лечению CSU и UV.

Эта проблема приобрела особую актуальность в связи с внедрением в клиническую практику методов генно-инженерной биологической терапии [5,6]. Однако недостаточная информативность рутинных гистологических методов и явная нехватка квалифицированных специалистов- исследователей и соответствующего оборудования способны, в ряде случаев, привести к ошибочным диагнозам. Это означает, что указанный метод нуждается в дальнейшем развитии и совершенствовании.

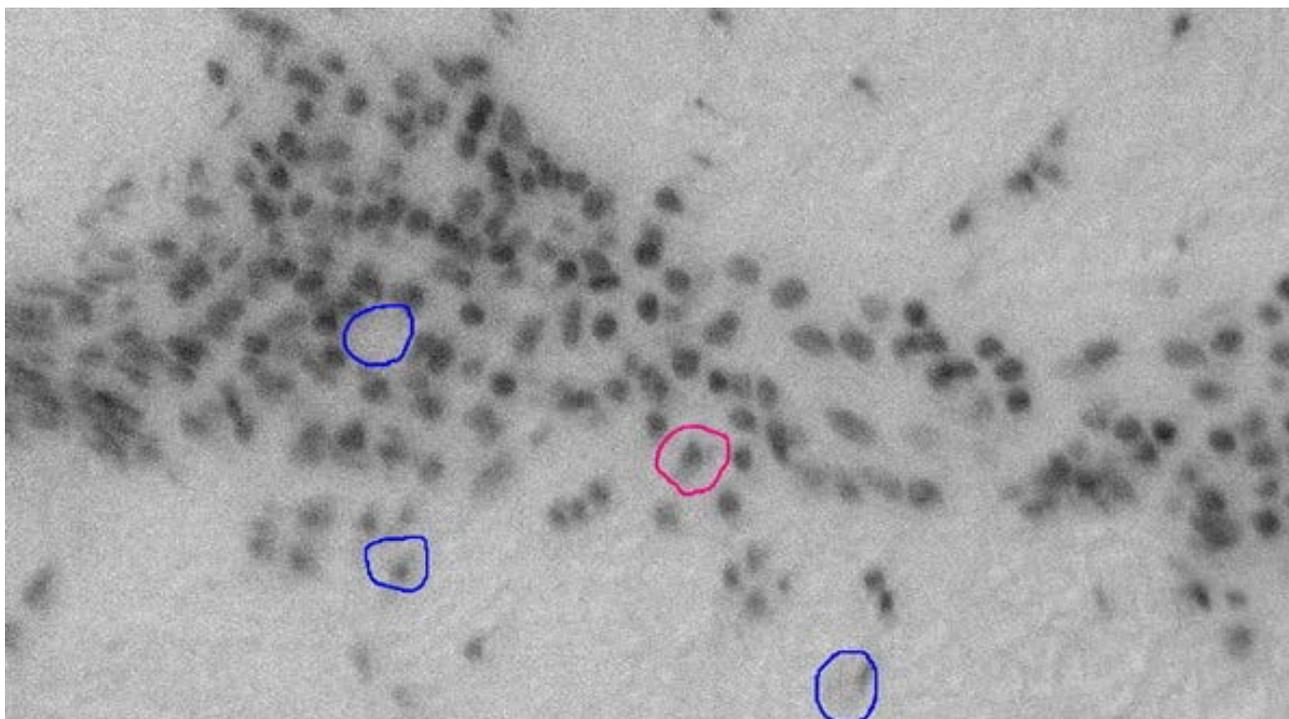
В качестве одного из возможных путей решения указанной проблемы авторами предлагается перейти в гистологической практике к использованию методов гиперспектральной съемки гистологических образцов и последующего компьютерного анализа. Такое направление развития методов биомедицинских исследований связано со стремлением автоматизировать процессы диагностики, повысить их точность, исключить или минимизировать субъективный человеческий фактор. Это означает: 1) необходимость разработки соответствующего высокочувствительного оптического прибора с перестраиваемыми полосой пропускания и пространственным разрешением; 2) использование высокопроизводительных ПЭВМ с адаптированным пакетом программ, включая выбранный вариант самообучающейся программы по типу искусственной нейронной сети; 3) создание эталонной базы “размеченных” данных, пригодной для обучения программы обработки.

В ходе работ было показано, что повышение информативности и достоверности стандартных методов лабораторного анализа может быть достигнуто за счет использования в оптической схеме микроскопа съемного гиперспектрального модуля на основе перестраиваемого акустооптического фильтра. Такой модуль был уже разработан авторами ранее [7,8]. В ходе выполненных работ были получены спектральные изображения поперечного среза кожи человека, окрашенного гематоксилин-эозином, и нормированные спектральные характеристики пропускания различных слоев кожи. Было показано, что контрастность исследуемых микрообъектов в значительной степени определяется выбором рабочей полосы акустооптического фильтра (см. рис.1 и рис.2). Оцифровка лабораторных образцов биоптата кожного покрова выполнялась методом последовательной цифровой съемки одного образца в разных диапазонах длин волн, от 450 до 750 нм, всего 301 спектральный интервал съемки на один образец [7-9].



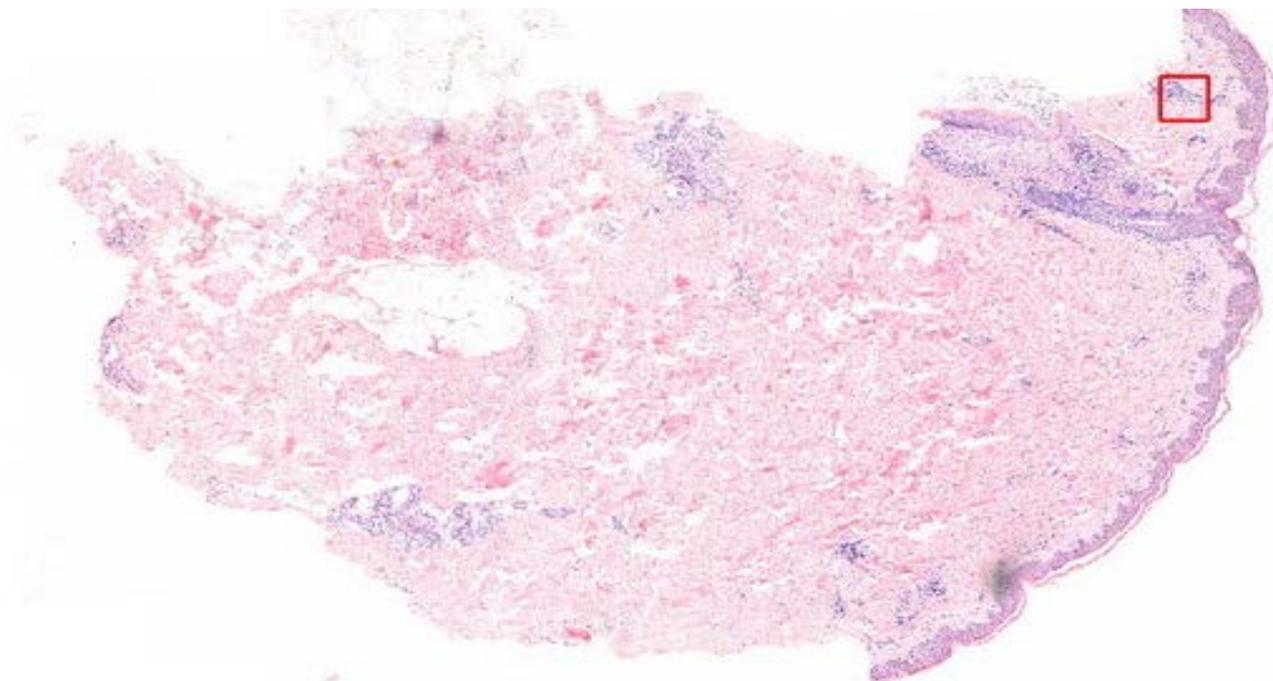
*Рис. 1. Снимок исследуемого участка образца биоптата на длине волны 450 нм.*

Таким образом, каждому пространственному пикселю изображения соответствует 301 значение коэффициента спектрального пропускания или же спектральной яркости. Разметка целевых зон выполняется специалистами-гистологами на материале классического RGB снимка образца с высоким пространственным разрешением, поскольку у специалистов отсутствуют навыки практической работы с подобными снимками, получаемыми в узком (1-5нм) диапазоне длин волн при последовательном гиперспектральном сканировании. Затем проводится проецирование (совмещение) RGB- снимка на снимки-“слои” из полученного гиперспектрального набора, и на них дублируется выделение соответствующих объектов. Таким образом создается базовая обучающая выборка для обучения поиску таких же зон нейросетью при работе в соответствующих слоях гиперспектрального массива данных. Совокупность всех таких спектральных слоев принято называть гиперкубом.

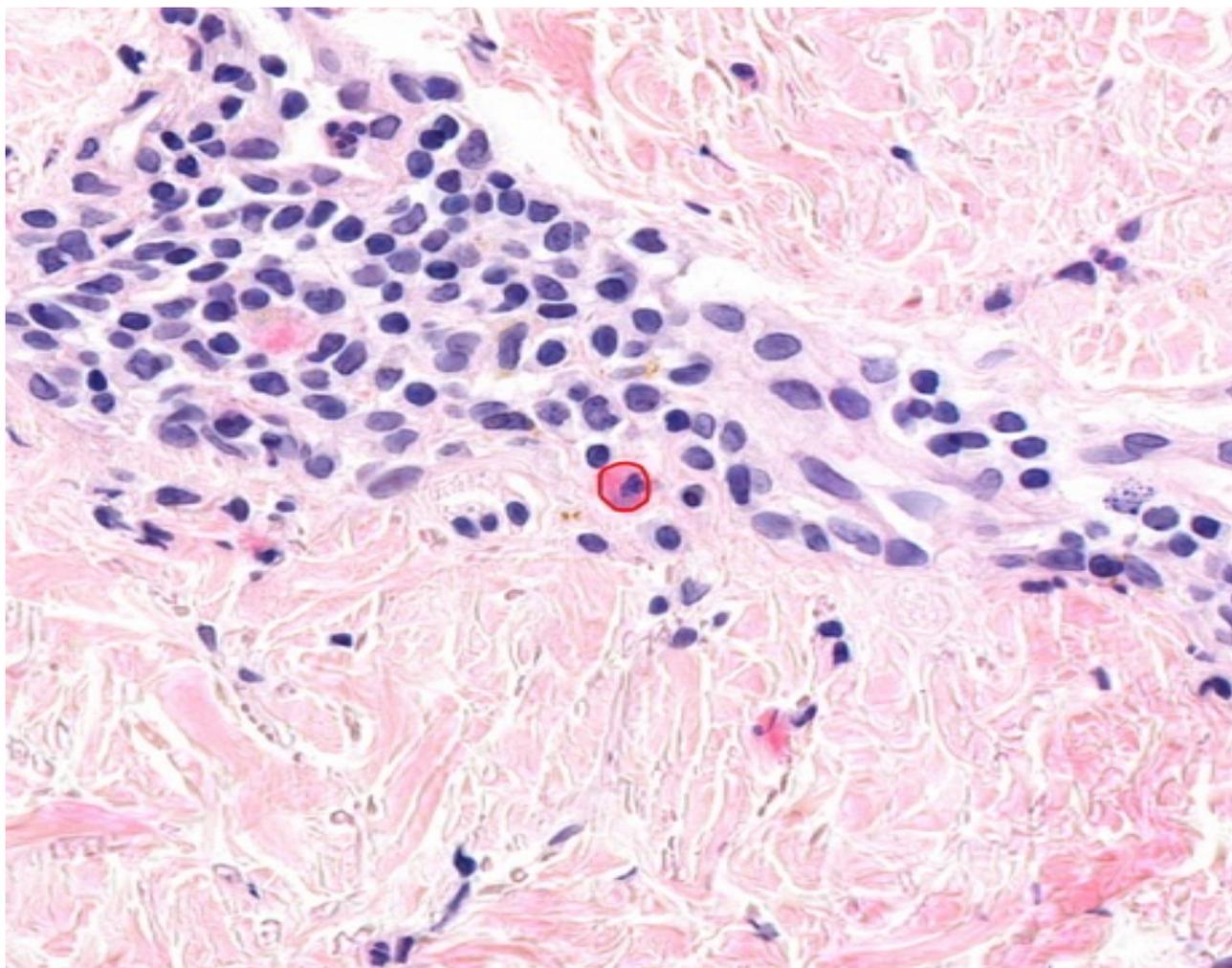


*Рис. 2. Снимок исследуемого участка образца биоптата на длине волны 550 нм.*

Файлы данных гистологических RGB- снимков стандартных реальных образцов оказались довольно большими, к примеру, один снимок образца, переведенный в формат изображения TIFF, уже имеет размер порядка 3-12 Гб (рис.3). Гиперспектральное сканирование увеличивает объем получаемых данных в 100 раз. На обычном компьютере практически невозможно работать с такими объемами данных с достаточной эффективностью. В нашем случае был использован ПК с 128 Гб ОЗУ, процессором на 32 ядра и видеокартой Nvidia 1080ti с 11 Гб видеопамяти. И даже при такой комплектации регулярно возникали трудности с обработкой сверхбольших массивов данных слоев гиперспектрального сканирования. Поэтому было принято решение на начальном этапе ограничить размеры исследуемых областей, выделяемых гистологами на первичных изображениях образцов (см. рис. 3, 4).



*Рис. 3. Снимок окрашенного среза биопсии кожи с выделенной областью исследования.*



*Рис. 4. RGB- снимок выделенной для исследования области окрашенного среза биопсии кожи.*

В качестве рабочего варианта использовалась нейросеть Feedforwardnet из набора стандартных инструментов Matlab, без каких-либо дополнительных настроек и изменений, в режиме работы с GPU. Процедура обучения нейросети поиску целевых зон на основе первой версии созданной обучающей выборки, оказалось достаточно эффективной. При всей внешней непрезентабельности и зашумленности данных (см. рис. 1, 2) нейросеть успешно находит аналогичные размеченным зоны на изображении. На рис. 1, 2 показано как нейросеть обученная на размеченной зоне (красный контур) находит еще три аналогичные зоны (синий контур), и все эти найденные зоны в первом приближении достаточно похожи между собой. Следует отметить, что разработчики подразумевают, что все найденные нейросетью аналоги базовой выборки требуют последующей верификации специалистом-гистологом. Врачу в этом случае уже не нужно просматривать весь образец, а достаточно только просмотреть ограниченное число зон образца, предложенных нейросетью, как совпадающих с высокой вероятностью с базовой обучающей выборкой. Полученный материал станет одним из объективных факторов, дополняющих клиническую картину и позволяющих аллергологу-иммунологу повысить достоверность окончательного диагноза [2].

Таким образом, разрабатываемая методика дифференциальной диагностики хронической спонтанной крапивницы и уртикарного васкулита с помощью гиперспектральных методов получения данных и последующей их компьютерной обработкой, может быть также использована для диагностики широкого круга заболеваний, включая заболевания кожи различной этиологии [9].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 17-38-50145 и 18-29-02108. Результаты работы получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН) [<http://ckp.ntcup.ru>].

#### Список литературы

1. Zuberbier T., Aberer W., Asero R. et al., The EAACI/GA2LEN/EDF/WAO guideline for the definition, classification, diagnosis and management of urticarial // *Allergy*. 2018. Vol. 73. P. 1393–1414. <https://doi.org/10.1111/all.13397>.
2. Голубчикова, Р.Н. Хроническая идиопатическая крапивница. Диагностическая проблема /Р.Н. Голубчикова, И.В. Данилычева // *Российский аллергологический журнал*. 2012. № 3. С. 3-6.
3. Giménez-Arnau AM, Toubi E, Marsland AM, Maurer M. Clinical management of urticaria using omalizumab: the first licensed biological therapy available for chronic spontaneous urticaria. *J Eur Acad Dermatol Venereol*. 2016; 30 Suppl 5: 25-32.

4. Данилычева И.В., Елисютина О.Г., Ильина Н.И. и др. Омализумаб в лечении пациентов с хронической крапивницей Омализумаб в лечении пациентов с хронической крапивницей //Эффективная фармакотерапия. 2015. №3(45). с.6-10.
5. Maurer M, Rosen K, Hsieh HJ, Saini S, Grattan C, Gimenez-Arnau A et al. Omalizumab for the treatment of chronic idiopathic or spontaneous urticaria. *N Engl J Med* 2013;368:924–935.
6. Saini SS, Bindslev-Jensen C, Maurer M, Grob JJ, Bulbul Baskan E, Bradley MS et al. Efficacy and safety of omalizumab in patients with chronic idiopathic/spontaneous urticaria who remain symptomatic on H1 antihistamines: a randomized, placebo-controlled study. *J Invest Dermatol* 2015;135:67–75
7. O.V.Polschikova, A.S.Machikhin, A.G.Ramazanova, I.A.Bratchenko, V.E.Pozhar, I.V.Danilycheva, O.R.Katunina, M.V.Danilychev An Acousto-Optic Hyperspectral Unit for Histological Study of Microscopic Objects //ISSN 0030-400X, Optics and Spectroscopy, 2018, V.125, No.6, pp.1074–1080. © Pleiades Publishing, Ltd., DOI: 10.1134/S0030400X19020188.
8. Польщикова О.В., Мачихин А.С., Рамазанова А.Г., Братченко И.А., Пожар В.Э., Данилычева И.В., Катунина О.Р., Данилычев М.В. Акустооптический гиперспектральный модуль для гистологического исследования микрообъектов //Оптика и спектроскопия. 2019. Т.126. Вып.2. с.237-244. DOI: 10.21883/OS.2019.02.47211.227-18.
9. Danilycheva I.V., Katunina O.R., Shulzhenko A.E., Danilychev M.V. Machikhin A.S., Polschikova O.V., Shyrovkov S.V. Differential diagnostics of chronic urticaria and urticarial vasculitis by hyperspectral imaging // Abstracts from the European Academy of Allergy and Clinical Immunology Congress, 01-05 June 2019, Lisbon, Portugal /Allergy (European Journal of Allergy and Clinical Immunology), Vol.74, Issue S106, p.615, TP1155. DOI: full/10.1111/all.13961.

## HYPERSPECTRAL IMAGING METHOD IN THE DIFFERENTIAL DIAGNOSIS OF CHRONIC SPONTANEOUS URTICARIA AND URTICARIA VASCULITIS

leading researcher, M.D., associate professor Danilycheva, I.V.<sup>1</sup>,  
senior researcher, M.D. Borbat, A.M.<sup>2</sup>, leading researcher, D.Sc. Katunina, O.R.<sup>2</sup>,  
senior researcher, Ph.D. Danilychev, M.V.<sup>4</sup>, leading researcher, D.Sc. Machikhin, A.S.<sup>3</sup>,  
junior researcher Polschikova, O.V.<sup>3</sup>, researcher Shyrovkov, S.V.<sup>3</sup>,  
chief researcher, D.Sc., professor Shulzhenko, A.E.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *NRC Institute of Immunology FMBA of Russia, Moscow*

<sup>2</sup> *Burnasyan Federal Medical Biophysical Center of FMBA of Russia, Moscow*

<sup>3</sup> *Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation of RAS, Moscow*

<sup>4</sup> *Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics (IRE) of RAS, Moscow*

ivdanilycheva@mail.ru, aborbat@yandex.ru, dan496@yandex.ru,

machikhin@ntcup.ru, polschikova@gmail.com, sergsh@ntcup.ru,

shulzhenko\_ae@mail.ru

In medicine, there are often situations where diseases of various etiologies demonstrate a similar clinical picture. As an example, the report considers the situation with chronic spontaneous urticaria and urticarial vasculitis. The most reliable tool, a kind of "gold standard", UV diagnostics at present is a histological examination of skin biopsy. At the same time, this method needs further development and improvement. As a possible path of development, the authors propose moving in histological practice to the use of hyperspectral imaging of histological samples and subsequent computer analysis.

**Key words:** clinical picture, chronic spontaneous urticaria, urticaria vasculitis, differential diagnosis, histological examination, hyperspectral module, neural network



# **АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ**

## Авторский указатель

Абакумова А.Ю.	59	Кобелев А.В.	175
Аверочкин Е.П.	20	Коняев Д.А.	34
Анфимов Д.Р.	106	Короленко П.В.	56
Анциперов В.Е.	112, 117, 121	Кравченко В.Ф.,	8
Артемьева М.В.	32	Краснов А.Е.	76
Балабуха Н.П.	26	Кудашов И.А.	177
Баландин И.А.	136	Кузьмич Т.А.	26
Балашов А.А.	124	Кутвицкий В.А.	109
Батшев В. И.	141, 136, 138, 140	Кутуза Б.Г.	14
Башкин С.В.	98	Кутуза И.Б.	143
Бережанский П.В.	104	Левин В.М.	127
Бирюкова П.С.	169	Ляшенко А.И.	95, 169
Боголюбов А.Н.	11, 29, 34, 42, 44, 47, 50	Мальцев О.С.	165
Боголюбов Н.А.	29	Мансуров Г.К.	112, 117
Богомолов А.Б.	109	Мантрова Ю.В.	151
Борбат А.М.	183	Мараховский В.А.	80
Боритко С.В.	138, 147	Мараховский М.А.	80
Бугаев А.С.	112, 117	Мартынов Г.Н.	156
Будунова К.А.	23	Мартынов Д.П.	29
Булатов К.М.	143, 151	Мачихин А.С.	92, 138, 140, 145, 183
Булатов М.Ф.	109	Митрофанов Е.А.	177
Быков А.А.	53, 143, 145, 151	Мишин А.Ю.	56
Быханов А.Н.	154	Могилевский И.Е.	11, 42, 50
Бычков Е.А.	177	Морозов А.Н.	98, 124
Вагин В.А.	76, 158	Морозова Л.А.	66, 69
Власова А.Г.	92	Мороков Е.С.	127
Волков М.В.	145	Мухартова Ю.В.	29
Володина Е.М.	95	Назаров Л.Е.,	8
Габриелян Д.А.	63	Наумович Н.М.	165
Гавлина А.Е.	141	Небритова О.А.	89
Гапонов М.И.	133, 156	Никитин А.К.	86
Гармаш В.М.	95	Никитин П.А.	84, 86
Герасимов В.В.	86	Никольский Д.Н.	76
Голяк И.С.	124	Новиков Д.А.	141
Голяк Иг.С.	98	Панич А.Е.	80
Горбунов Ю.Н.	59	Панич Е.А.	80
Грязнов А.Ю.	172	Переслегин С.В.	37
Давыдов М.В.	165	Петров А.С.	37
Данилычев М.В.	14, 112, 117, 183	Петров Н.И.	71
Данилычева И.В.	183	Петрова Г.Н.	71
Демкин П.П.	101	Петронюк Ю.С.	127
Домбровская Ж.О.	44	Петухов А.А.	32
Егоров Д.П.	133	Подкопаев А.В.	95
Ермаков Д.М.	14	Пожар В.Э.	92, 138, 140, 147
Ерохин А.И.	47	Польщикова О.В.	92, 183
Зинин П.В.	109, 130, 143, 151	Потрахов Н.Н.	172
Зотов А.М.	56	Прилуцкий А.А.	37
Карандин А.В.	147	Пустовойт В.И.	8
Катунина О.В.	183	Ременникова М.В.	156
Керими М.Б.	162	Ровенко В.В.	42, 50, 11
Кершнер В.А.	121	Рыбина А.В.	44

## Авторский указатель

Рыжиков С.Б.	20	Турчанинов С.О.	104
Рыжикова Ю.В.	20	Фомин Д.С.	156
Савельев С.В.	66, 69	Фуфурин И.Л.	89, 98, 106
Саворский В.П.	14	Хлебников Ф.Б.	34
Сапожников С.М.	95	Холопова Е.Д.	172
Сафин А.Р.	63	Хорохорин А.И.	124, 158
Светкин М.И.	11, 50, 47	Хохлов Д.Д.	145
Сидорчук Е.А.	37	Шапкина Н.Е.	26, 34
Симакин С.Б.	177	Широков С.В.	183
Смирнов М.Т.	14	Штельман Л.В.	109, 133
Староверов Н.Е.	172	Шульженко А.Е.	183
Стремоухов П.А.	63	Щукин С.И.	175, 177
Табалина А.С.	89, 98	Юбко А.П.	165
Титов С.А.	127, 130		

**Научное издание**

**Акустооптические и радиолокационные методы измерений  
и обработки информации**

Материалы 12-й Международной научно-технической конференции  
ARMIMP-2019  
Москва, 13 – 16 октября 2019 г.

**<http://armimp.ru>**

Отпечатано в типографии «DC Print», г. Москва,  
3-й Нижнелихоборский проезд, д. 1А, стр. 3, оф. 3  
07.10.2019, тираж 100 экз.

**Информационная поддержка:  
Журнал “Физические основы приборостроения”  
ISSN 2225-4293 jfop.ru**



**Подписка на журнал оформляется  
через подписное агентство «Книга-Сервис»  
и объединенный каталог «Пресса России»  
(подписной индекс 29196)**



### **СПОНСОР КОНФЕРЕНЦИИ**



**Научно-технологический центр  
уникального приборостроения РАН  
<http://ntcup.ru>**



**ARMIMP-2019**  
WEB: <http://www.armimp.ru>  
DOI: 10.25210/armimp-2019



ISBN 978-5-905278-40-2



9 785905 278402