

Саратовский национальный исследовательский государственный  
университет имени Н.Г. Чернышевского

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО,  
ТЕРАГЕРЦОВОГО И ОПТИЧЕСКОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМИ  
МИКРО- И НАНОСТРУКТУРАМИ,  
МЕТАМАТЕРИАЛАМИ И БИООБЪЕКТАМИ**

Сборник статей седьмой Всероссийской научной школы-семинара

Под редакцией профессора *Ал.В. Скрипаля*

Саратов 2020

УДК537.5  
ББК 32.85+22.3

**Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: Сборник статей седьмой Всероссийской научной школы-семинара / под ред. проф. Ал.В. Скрипаля – Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2020. – 180 с.: ил.**

**ISBN 978-5-6044944-6-2**

Приведены результаты научных исследований по современным проблемам взаимодействия электромагнитного излучения сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического диапазонов с полупроводниковыми микро-, наноструктурами, метаматериалами и биообъектами и применению соответствующих физических эффектов в современной полупроводниковой микро- и наноэлектронике, в системах радиолокации, медицинской технике и устройствах неразрушающего контроля. Представлены разработки в области твердотельной электроники СВЧ, методов диагностики наноструктур и нанокompозитов, устройств на СВЧ фотонных кристаллах, измерителей наноперемещений, скоростей и ускорений.

Для специалистов и научных работников, занимающихся исследованиями в области физической электроники, радиофизики, твердотельной электроники, медицинской физики, аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

**Редакционная коллегия:**

*Ал.В. Скрипаль (отв. редактор), Пономарев Д.В. (отв. секретарь),  
В.М. Аникин, В.Н. Посадский, В.С. Тяжлов, Ан.В. Скрипаль*

УДК 537.5  
ББК 32.85+22.3

**ISBN 978-5-6044944-6-2**

©Коллектив авторов, 2020

## СОДЕРЖАНИЕ

<b><u>ВВЕДЕНИЕ</u></b> .....	9
<i>Памяти Дмитрия Александровича Усанова</i> .....	10
<b><u>1 ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА</u></b> .....	12
<i>В.А. Быков, В.В. Поляков, С.И. Леесмент</i>	
<i>СКАНИРУЮЩАЯ ИОННО-ПРОВОДЯЩАЯ МИКРОСКОПИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ</i> .....	12
<i>С.Ю. Добдин, А.В. Джафаров, Ан.В. Скрипаль</i>	
<i>ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ РАССТОЯНИЯ ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО АВТОДИНА</i> .....	15
<i>А.В. Козловский, С.В. Стецюра</i>	
<i>КИНЕТИКА ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ АДСОРБЦИИ ИОНИЗОВАННЫХ МОЛЕКУЛ ФЕРМЕНТА НА КРЕМНИЙ С ЭЛЕКТРОННОЙ И ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ</i> .....	19
<i>С.В. Стецюра, И.В. Маляр, П.Г. Харитонова</i>	
<i>ТЕХНОЛОГИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ <math>CdxFe1-xS</math></i> .....	24
<i>Н.Б. Трофимова, М.И. Шишкин, М.Д. Матасов, А.Г. Роках</i>	
<i>ОБ ЭКСИТОНАХ В КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ <math>PbS</math></i> .....	29
<i>С.В. Стецюра, А.А. Масленникова, А.В. Козловский</i>	
<i>ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ТРАНСДЬЮСЕРА И ИОННОЙ СИЛЫ РАСТВОРОВ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ БИОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ФЕРМЕНТНОГО СЛОЯ</i> .....	34

<i>Кааби Сабах Абед Дауд, Н.А. Дроздов, Ал.В. Скрипаль</i>	
<i>ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ <math>TlGaSe_2</math> и <math>TlInS_2</math>.....</i>	<i>39</i>
<i>Д.О. Кочнев, Д.В. Терин</i>	
<i>ОСОБЕННОСТИ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В СТРУКТУРАХ <math>Al/a-Si/por-Si/c-Si/Al</math>.....</i>	<i>42</i>
<b><u>2 ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ.....</u></b>	<b><u>45</u></b>
<i>О.В. Осипов, М.К. Троицкая</i>	
<i>МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТОНКОПРОВОЛОЧНЫХ МНОГОЗАХОДНЫХ ГАММАДИОНОВ ..</i>	<i>45</i>
<i>М.В. Аралкин, А.Н. Дементьев, О.В. Осипов</i>	
<i>МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТОНКОПРОВОЛОЧНЫХ СОСТАВНЫХ СПИРАЛЕЙ .....</i>	<i>49</i>
<i>И.В. Матвеев, О.В. Осипов, Д.Н. Панин</i>	
<i>МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОГО НЕВЗАИМНОГО КИРАЛЬНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА .....</i>	<i>53</i>
<i>Ал.В. Скрипаль, Д.В. Пономарев, О.М. Рузанов, И.О. Тимофеев</i>	
<i>РЕЗОНАНСЫ В КОАКСИАЛЬНЫХ БРЭГГОВСКИХ СТРУКТУРАХ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ.....</i>	<i>57</i>
<i>О.А. Степущенко, О.Г. Морозов, Г.А. Морозов, Е.В. Муравьева</i>	
<i>РАДИОФОТОННЫЙ БИОСЕНСОР РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКОГО ТИПА НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНО-ЧИРПИРОВАННОЙ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ С ДВУМЯ ФАЗОВЫМИ <math>\pi</math>-СДВИГАМИ .....</i>	<i>62</i>
<i>М.А. Салихова, О.А. Степущенко, Р.А. Эшпай, О.Г. Морозов, Л.М. Сарварова, А.А. Тяжелова</i>	
<i>ВОЛОКОННЫЙ ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПОЛОЖЕНИЯ ПАЦИЕНТА В ИНВАЛИДНОЙ КОЛЯСКЕ НА ОСНОВЕ ЧИРПИРОВАННЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА С ФАЗОВЫМ <math>\pi</math>-СДВИГОМ .....</i>	<i>67</i>

<i>А.Э. Постельга, Ал.В. Скрипаль, С.В. Игонин, А.А. Карева</i> <i>УПРАВЛЯЕМЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ СВЧ-</i> <i>ДИАПАЗОНА.....</i>	<i>71</i>
<i>Д.С. Ключев, А.М. Нещерет</i> <i>ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МОМЕНТОВ И КОЛЛОКАЦИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА</i> <i>ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН НА ОСНОВЕ КИРАЛЬНЫХ</i> <i>МЕТАМАТЕРИАЛОВ.....</i>	<i>75</i>
<i>А.Р. Насыбуллин, Р.В. Фархутдинов, Э.Н. Гайфуллин, В.А. Ефимов</i> <i>ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОМПЛЕКСНОЙ</i> <i>ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ С ПОМОЩЬЮ</i> <i>БРЭГГОВСКИХ СВЧ СТРУКТУР.....</i>	<i>80</i>
<i>Ал.В. Скрипаль, С.А. Никитов, Д.В. Пономарев, О.М. Рузанов, И.О. Тимофеев</i> <i>ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЕФЕКТНЫХ МОД В СВЧ КООКСИАЛЬНОЙ</i> <i>БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ</i> <i>ДИЭЛЕКТРИКОВ .....</i>	<i>84</i>
<b><u>3 МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ</u> .....</b>	<b><u>89</u></b>
<i>Н.Е. Маркина, А.В. Маркин</i> <i>ИССЛЕДОВАНИЕ СИГНАЛА ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО</i> <i>РАССЕЯНИЯ СВЕТА МОЧИ ЧЕЛОВЕКА .....</i>	<i>89</i>
<i>В.В.Чарыкова, М. Юсупова, С.М. Зайцев, А.Н.Баишкатов, В.В.Тучин,</i> <i>Э.А.Генина</i> <i>ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОМПЛЕКСНОГО ФИЗИКО-</i> <i>ХИМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОПТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ</i> <i>КОЖИ IN VIVO.....</i>	<i>93</i>
<i>Р.А. Елеулова, О.А. Плотникова</i> <i>БИОСЕНСОРНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ</i> <i>ПОЛИЦИКЛИЧЕСКИХ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ .....</i>	<i>98</i>

Ю.А. Скворцова, А.А. Вайчас	
ПРОХОЖДЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ РАССЕИВАЮЩИЕ СРЕДЫ ПРИ РАЗНЫХ СПОСОБАХ ИХ СЖАТИЯ .....	101
И.А. Серебрякова, Ю.И. Сурков, Э.А. Генина, А.Н. Баикатов, В.В. Тучин, В.П. Жаров	
СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА IN VIVO С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ПИГМЕНТАЦИИ	106
М.А. Салихова, О.А. Степущенко, Р.А. Эшпай, А.А. Тяжелова, О.Г. Морозов, А.Ж. Сахабутдинов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова	
РАДИОФОТОННАЯ СИСТЕМА СБОРА ИНФОРМАЦИИ О ПОЛОЖЕНИИ ПАЦИЕНТА В ИНВАЛИДНОЙ КОЛЯСКЕ .....	111
Ю.И. Сурков, И.А. Серебрякова, А.Н. Баикатов, Э.А. Генина	
ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЖИ .....	115
Е.И. Гераськин, А.П. Четвериков, А.С. Шигаев, В.Д. Лахно	
МОБИЛЬНЫЕ БРИЗЕРЫ В ГЕТЕРОГЕННОЙ МОЛЕКУЛЕ ДНК.....	121
А.П. Четвериков, К.С.Сергеев, Е.И. Казакова, В.Д. Лахно	
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОБИЛЬНОГО БРИЗЕРА С ЭЛЕКТРОНОМ, ЛОКАЛИЗОВАННЫМ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ В МОЛЕКУЛЕ ДНК .....	125
Р.Т. Баатыров, А.С. Михайлова, А.Д. Усанов	
ДИАГНОСТИКА АРТЕРИАЛЬНЫХ СОСУДОВ ЮНЫХ СПОРТСМЕНОВ МЕТОДОМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДОППЛЕРОГРАФИИ .....	128
<b><u>4 ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА</u></b> .....	133
Р.К. Яфаров, А.В. Сторублев, П.Е. Новиков	
КАТОДНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ ПРИ СИЛЬНОТОЧНОЙ ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ В АЛМАЗОГРАФИТОВЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ.....	133

<i>Е.А. Рябов, Н.В. Короневский, К.А. Зыков, Б.В. Сергеева</i> <i>АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ УСТАНОВКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ARDUINO MEGA ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ КСВН И ПРОПУСКАНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ</i> .....	137
<i>К.А. Зыков, Н.В. Короневский, Е.А. Рябов, Б.В. Сергеева</i> <i>РАЗРАБОТКА ПРОТОТИПА УСТРОЙСТВА ГЕОПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ LoRaWAN</i> .....	141
<i>Ал.В. Скрипаль, Д.В. Пономарев, М.А. Трифонова</i> <i>ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДНО-ЭТАНОЛЬНЫХ РАСТВОРОВ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА</i> .....	145
<i>Д.П. Табаков, А.Г. Майоров, С.К. Горбунов</i> <i>РЕШЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ДЛЯ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ АППРОКСИМАЦИИ ЗАДАЧИ НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ</i> .....	149
<i>А.В.Скрипаль, А.П. Фролов, О.М. Рузанов</i> <i>ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКОАКСИАЛЬНОГО ЗОНДА БЛИЖНЕПОЛЕВОГО СВЧ-МИКРОСКОПА С РЕЗОНАТОРОМ В ВИДЕ ШТЫРЕВОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И КОАКСИАЛЬНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА</i> .....	153
<b><u>5 ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ</u></b> .....	158
<i>В.Т. Ерофеенко, Н.П. Мацука</i> <i>РАСЧЁТ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ЧАСТОТ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В РАДИАЛЬНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ПЛОСКОГО БИИЗОТРОПНОГО ЭКРАНА</i> .....	158
<i>Н.И. Макарова, Н.В. Булкина, Л.А. Зюлькина</i> <i>ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОТОКОЛА СИСТЕМНОГО И ЛОКАЛЬНОГО ТГЧ-ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ДЕНТАЛЬНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ФОНЕ ХРОНИЧЕСКОЙ ТАБАЧНОЙ ИНТОКСИКАЦИИ (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ)</i> .....	162

*В.И.Демидчик, Р.В.Корнев*

*ЭФФЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ  
КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ СПИРАЛЬНЫХ УГЛЕРОДНЫХ  
НАНОТРУБОК..... 166*

*О.Е. Глухова, П.А. Колесниченко*

*ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ГИГА- И  
ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ..... 169*

*О.Е. Глухова, Е.А. Пересекин*

*ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГРАФЕНОВЫХ НАНОЛЕНТАХ ДЛЯ  
ГИГА- И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА..... 174*

## **ВВЕДЕНИЕ**

Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие сверхвысоко-частотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами» посвящена 75-летию Победы нашей страны в Великой Отечественной войне 1941–1945 годов.

В докладах седьмой школы-семинара, проводимой в год 75-летия образования кафедры физики твердого тела, представлены результаты перспективных разработок по направлениям исследования фотонных кристаллов и метаматериалов, полупроводниковой микро- и наноэлектронике, твердотельной СВЧ-электронике, терагерцовым технологиям, по проблемам взаимодействия электромагнитного излучения с медико-биологическими системами.

В 2020 году 97 участниками представлено 39 докладов из 11 городов России и других стран. Известные специалисты в области полупроводниковой, СВЧ-, микро-, нано- и оптоэлектроники представили лекции для молодых ученых, аспирантов и студентов по современным проблемам взаимодействия электромагнитного излучения с полупроводниковыми микро-, наноструктурами, метаматериалами и биообъектами, и применению соответствующих физических эффектов в современной полупроводниковой микро- и наноэлектронике, в системах радиолокации, медицинской технике и устройствах неразрушающего контроля.

**Памяти Дмитрия Александровича Усанова**  
**24.07.1943–05.06.2019**



Прошел год, как нет с нами замечательного человека Дмитрия Александровича Усанова – известного советского и российского ученого, заслуженного деятеля науки Российской Федерации, заслуженного изобретателя Российской Федерации, доктора физико-математических наук, профессора, заведующего кафедрой физики твердого тела Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского, бессменного Председателя оргкомитета Всероссийской научной школы-семинара «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами».

Работая в Саратовском государственном университете, Д.А. Усанов прошел в СГУ практически все ступеньки служебной лестницы: от аспиранта до проректора по научно-исследовательской работе. Около тридцати лет Дмитрий Александрович возглавлял кафедру физики твердого тела, более двадцати лет являлся проректором по научно-исследовательской работе университета и внес неоценимый вклад в получение вузом статуса Национального исследовательского университета.

Д.А. Усанов автор более 400 научных статей. Результаты его работ обобщены в 13 монографиях и 27 учебных пособиях. Под его руководством защищено 59 кандидатских и 8 докторских диссертаций. Многие ученики Дмитрия Александровича стали докторами наук, профессорами, руководителями и ведущими специалистами в вузах, научно-исследовательских учреждениях и промышленных предприятиях.

Оригинальные теоретические и экспериментальные исследования позволили предложить и создать новые типы устройств, выпущенные в виде серий. Среди наиболее известных – измеритель толщины покрытий типа СИТ-40, который был успешно применён для контроля теплозащитного покрытия на советском космическом корабле «Буран». Значительное число его научных трудов относится к исследованию свойств СВЧ фотонных кристаллов и созданию на их основе новой элементной базы радиоэлектроники и новых способов измерения параметров нанокompозитов, микро- и наноструктур.

Д.А. Усанов – известный в стране и за рубежом изобретатель автор более 200 изобретений, внедренных в виде серий в промышленности и используемых в медицинской практике.

Много творческих сил отдавал работе на посту Председателя Совета ветеранов СГУ, реализуя инициативы по сохранению исторической памяти и воспитанию молодежи.

За заслуги в развитии науки и высшего образования Дмитрий Александрович Усанов удостоен государственных наград РФ: медаль ордена «За заслуги перед Отечеством» 2-й степени, «Орден Почета».

Д.А. Усанов занимает достойное место среди крупных ученых, посвятивших свою жизнь развитию полупроводниковой электроники, микро- и наноэлектроники.

Светлая память о замечательном человеке, Учене с большой буквы, Дмитрие Александровиче УСАНОВЕ навсегда сохранится в наших сердцах.

# 1 ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКА

## СКАНИРУЮЩАЯ ИОННО-ПРОВОДЯЩАЯ МИКРОСКОПИЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

*В.А. Быков<sup>1,2</sup>, В.В. Поляков<sup>1</sup>, С.И. Леесмент<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Группа компаний NT-MDT-Spectral Instruments, г. Москва

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт

E-mail: [spm@ntmdt-si.ru](mailto:spm@ntmdt-si.ru), [vbykov@ntmdt-si.ru](mailto:vbykov@ntmdt-si.ru)

Рассматриваются возможности сканирующей ионно-проводящей микроскопии и спектроскопии для исследования живых клеток и других адсорбированных на твердую поверхность биологических объектов в проводящих водных растворах, в том числе, в комбинации со спектроскопией поверхностных структур высокого пространственного разрешения на примере новой системы, разработки NT-MDT Spectrum Instruments совместно с компанией ICARRIC, Интегра-Марлин.

**Ключевые слова:** сканирующая ионно-проводящая микроскопия, спектроскопия биообъектов.

К настоящему времени сканирующая зондовая микроскопия вошла в состав классических методов исследования наноструктур и широко используется для качественной оценки физико-химических свойств и геометрических параметров поверхностей. Еще 1989 году американским физиком, профессором Паулем Хансма [1] было предложено при исследованиях поверхностей в растворах электролита в качестве зонда использовать капилляр с внутренним электродом. Измеряется ионный ток между электродом, помещенным внутрь капилляра с изолирующими стенками и электродом в растворе электролита (рис.1).

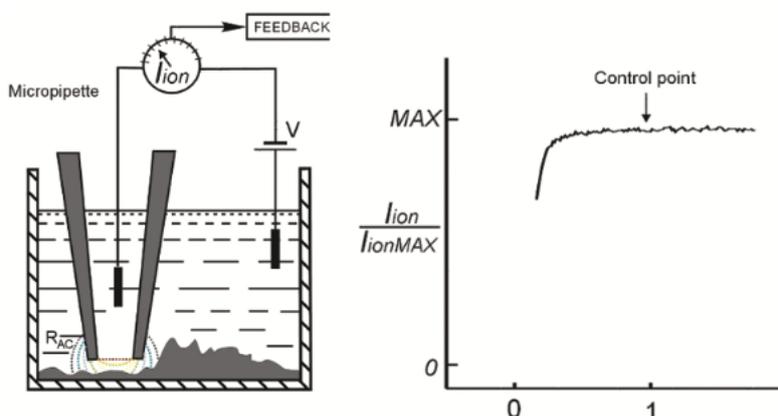


Рисунок 1. Принцип работы сканирующих микроскопов ионной проводимости (СМИП)

При этом ионы – переносчики тока, проходят только через кончик капилляра (материалом капилляра является диэлектрик, как правило, стекло) диаметр которого может быть до единиц нанометров. При приближении к исследуемой поверхности ионный ток начинает изменяться. Сканирование производится в плоскости образца с использованием системы обратной связи при помощи 3-х координатного сканера с поддержанием изменения тока на заданном уровне (как правило изменение тока составляет доли процента, а сам ток порядка пикоампера). Электроды могут быть, как правило, хлорсеребряные или платиновые. В настоящее время работы по капиллярной микроскопии получили серьезное развитие благодаря работам группы специалистов под руководством проф. Ю. Е. Корчева [2]. Капиллярная микроскопия становится мощным методом исследования, позволяющим работать, в том числе, с «живыми» объектами и при этом влиять на них.

К настоящему времени при поддержке фонда содействия инновациям разработана система NTEGRA Marlin, измерительная головка которой показана на рис.2.

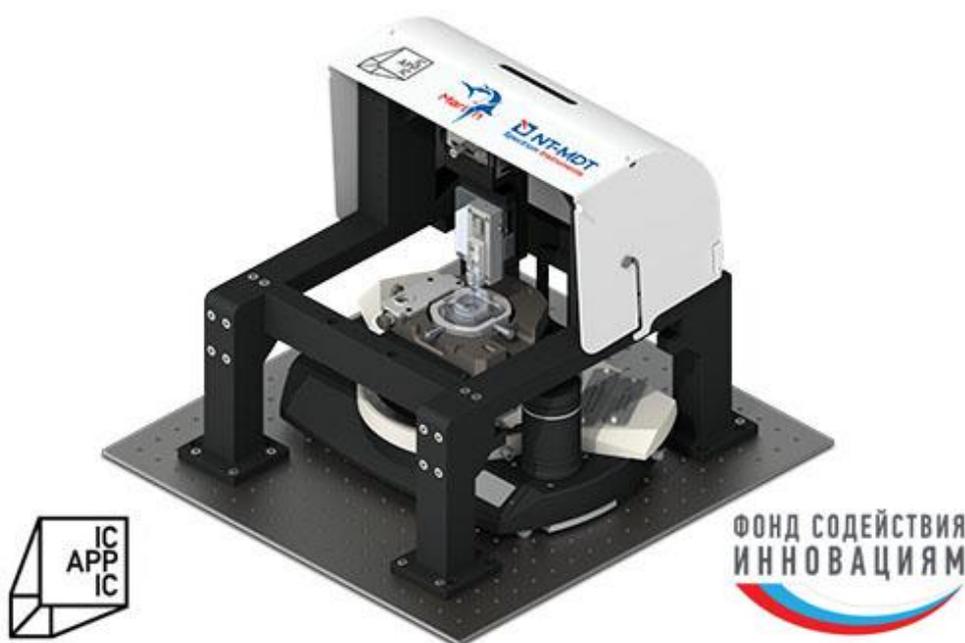


Рисунок 2. Измерительная головка системы АСМ-Раман-СМИП

В настоящее время разработана методика быстрого и надежного изготовления капиллярных систем для СМПП с диаметром выходного отверстия порядка 20 нм, что позволяет с высоким разрешением проводить измерения. При этом себестоимость зонда СМПП значительно ниже стоимости кантилевера АСМ.



Рисунок 3. СМИП изображения нейрона из гиппокампа мыши (10x10x6,3мкм) и клеток карциномы РСЗ предстательной железы человека (40x40x6,8 мкм) [3]

Бесконтактный скачковый алгоритм СМИП позволяет проводить быстрые и стабильные измерения мягких и сильно «гофрированных» объектов с высоким разрешением, таких как живые клетки, в естественной физиологической среде (рис.3). Поскольку метод сканирования гарантирует, что зонд всегда приближается к образцу в вертикальном направлении, становится возможным визуализировать даже те объекты, которые «повешены» в пространстве.

Комбинация СМИП и HybriD™ метода АСМ расширяет область применимости количественного наномеханического картирования модуля упругости в реальном времени до 10 порядков (от единиц Па до десятков ГПа), сохраняя возможность проведения экспериментов с использованием одноточечной силовой спектроскопии. Слабое или неинвазивное взаимодействие острия зонда с образцом позволяет исследовать мягкие биологические и гелеобразные образцы, в т.ч. слабо прикрепленные к субстрату.

Приборный ряд НТ-МДТ СИ включает в себя комбинированные системы, позволяющие одновременно работать в режимах атомно силовой микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния (Рамановскую), люминесцентной спектроскопии, безапертурной ближнепольной микроскопии с возможностью визуализации распределение модулированного вибрирующим зондом рассеянного излучения в видимом, ИК и терагерцовом диапазонах длин волн с разрешением до 10 нм.

В результате интенсивного развития микроэлектроники появились новые, мощные микропроцессоры, программируемые логические интегральные схемы, появляются схемы адаптивной логики, позволяющие создавать приборы с элементами искусственного интеллекта, что, при разработки необходимых алгоритмов и программного обеспечения существенно снижает требования к уровню пользователя приборов. Уже в настоящее время в функциях приборов введена возможность быстрого, автоматического подбора параметров сканирования, что делает приборы доступными для материаловедов, технологов и, даже, школьников.

Развитие микро и наноэлектроники рождает все более мощную элементную базу, позволяющую реализовать целый ряд режимов работы. Разработка и интеграция в программное обеспечение приборов алгоритмов искусственного интеллекта позволяет значительно снизить требования к специализации пользователей, позволяет быстро и эффективно работать на приборах с высоким качеством результатов.

#### Библиографический список

1. *Hansma P.K., Drake B., Marti O., Gould S.A.C., Prater C.B.* The scanning ion-conductance microscope // *Science*, 1989; V. 243, P. 641-643.
2. *Korchev Y.E., Bashford C.L., Milovanovic M., Vodyanov I., Lab M.J.* Scanning ion conductance microscopy of living cells // *Biophys J.*, 1997; V. 73, P. 653-658
3. *Zhou Y, Saito M, Miyamoto T, Novak P, Shevchuk AI, Korchev YE, Fukuma T, Takahashi Y.* Nanoscale imaging of primary cilia with scanning ion conductance microscopy // *Analytical Chemistry*, 2018, V. 90, P. 2891-2895.
4. Интернет-ресурс: <https://www.ntmdt-si.ru/products/features/ntegra-marlin>

## ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ РАССТОЯНИЯ ПРИ ГАРМОНИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ЛАЗЕРНОГО АВТОДИНА

*С.Ю. Добдин, А.В. Джафаров, Ан.В. Скрипаль*  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: jafaralex@mail.ru

Приведено обоснование возможности успешного использования лазерных методов, основанных на токовой модуляции лазерного излучения, для определения расстояния до объекта. Применение полупроводниковых лазеров в качестве перестраиваемых источников когерентного излучения открывает возможности создания малогабаритных измерительных систем. Одним из вариантов таких измерителей являются полупроводниковые лазерные автодинные интерферометры с оптической обратной связью. Метод контроля абсолютных расстояний при гармонической девиации длины волны излучения лазера перспективен при наличии фиксированного расстояния до измеряемой поверхности в диапазоне нескольких миллиметров, с точностью измерения до единиц микрон, при этом в отличие от фазовых методов интерферометрии метод многочастотной модуляции длины волны лазерного автодина свободен от неоднозначности и неопределённости при смене направления смещения рельефа поверхности на противоположное.

**Ключевые слова:** лазерная интерферометрия, автодин, полупроводниковый лазер, модуляция излучения лазера, измерение расстояния, микровибрация, спектральный анализ сигнала.

### Введение

Измерения абсолютных расстояний за счёт частотной модуляции тока питания лазерного диода начинались с очень низких значений точности (несколько миллиметров) [1] и достигли в настоящее время величин нескольких сотен и даже десятков микрон [2-4]. Основной прогресс в повы-

шении точности измерения абсолютных расстояний связан с расширением диапазона девиации длины волны лазера от сотых долей нанометра до нескольких нанометров [2-3]. Такие величины девиации получаются благодаря изменению тока питания лазерного диода в широких пределах. Это приводит к нелинейной зависимости длины волны излучения лазерного диода от его тока питания и необходимости учёта её при проведении измерений расстояния.

Нами для уменьшения величины девиации длины волны предложен метод гармонической модуляции лазерного излучения, основанный на измерении амплитуд спектральных составляющих автодинного сигнала, позволяющий проводить измерения абсолютных значений расстояния до отражателя. Преимущества измерения абсолютных расстояний до 10 см при гармонической модуляции длины волны лазерного автодина по сравнению с методом треугольной модуляции ранее обсуждались [4]. При этом возможности метода гармонической модуляции при больших величинах девиации длины волны ранее не были показаны.

Целью данной работы явилось численное обоснование достижения измерения расстояния с микронной точностью на расстояниях зондирования поверхности до 10 см при гармонической модуляции длины волны лазерного автодина.

### **Интерференционный сигнал при гармонической модуляции длины волны лазерного автодина**

При модуляции длины волны лазерного излучения мощность излучения полупроводникового лазера  $P$  может быть записана в виде амплитудной и фазовой составляющей, зависящих от плотности тока накачки  $j(t)$  [5]:

$$P(j(t)) = P_1(j(t)) + P_2 \cos(\omega_c(j(t))\tau) \quad (1)$$

где  $P_1(j(t))$  постоянная составляющая мощности,  $P_2$  – амплитудная составляющая мощности, зависящая от фазового набега волны  $\omega(j(t))\tau$  в системе с внешним отражателем,  $\tau$  – время обхода лазерным излучением расстояния до внешнего отражателя,  $\omega(j(t))$  – частота излучения полупроводникового лазера, зависящая от плотности тока накачки  $j(t)$  и уровня обратной связи.

На параметры автодинного сигнала влияет уровень внешней оптической обратной связи [6-8]. При низких уровнях обратной связи автодинный сигнал аналогичен интерференционному с развязкой от источника излучения. Как показано ранее, можно выбрать уровень обратной связи, при котором частота излучения полупроводникового лазера не будет изменяться значительно и тем самым вносить искажения в форму интерференционного сигнала [7,8].

В этом случае при гармонической модуляции плотности тока накачки  $j(t)$  частота излучения полупроводникового лазера приобретает вид:

$$\omega(j(t)) = \omega_0 + \omega_A \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot \nu_1 \cdot t) \quad (2)$$

где  $\omega_0$  – собственная частота излучения полупроводникового лазерного диода;  $\omega_A$  – девиация частоты излучения полупроводникового лазерного диода;  $\nu_1$  – частота модуляции тока питания лазерного диода. Выражение для мощности излучения частотномодулированного полупроводникового лазера [4] запишется в виде:

$$P(j(t)) = I_1 \sin(2\pi\nu_1 t) + P_2 \cos(\omega_0 \tau + \omega_A \tau \sin(\Omega t)) \quad (3)$$

где стационарная фаза автодинного сигнала  $\theta = \omega_0 \tau$ , амплитуда фазы токовой модуляции  $\sigma = \omega_A \tau$ , круговая частота модуляции тока питания лазерного диода  $\Omega = 2\pi\nu_1$ .

Для описания низкочастотного спектра автодинного сигнала при гармонической модуляции длины волны излучения лазерного диода мощность автодинного сигнала может быть представлена в виде разложений в ряд по функциям Бесселя первого рода и в ряд Фурье с амплитудами спектральных составляющих  $s_n$ . Выражения для отношения амплитуд спектральных гармоник Фурье-спектра  $S_{2n}$  и  $S_{2n+1}$  для  $n=1,2,3 \dots$  будут иметь вид [5]:

$$S_{2n} / S_{2n+2} = (J_{2n}(\sigma)) / (J_{2n+2}(\sigma)), \quad (4)$$

$$S_{2n+1} / S_{2n+3} = (J_{2n+1}(\sigma)) / (J_{2n+3}(\sigma)). \quad (5)$$

Решение уравнения (8) относительно неизвестного параметра  $\sigma = \omega_A \tau$ , требует знания параметров токовой модуляции лазерного автодина, в частности, девиации частоты излучения лазерного диода  $\omega_A$ . Принимая во внимание, что  $\tau = 2 \cdot L / c$ , получаем соотношение для определения расстояния до объекта:

$$L = \sigma c / 2\omega_A \quad (6)$$

### Влияние девиации на точность измерений абсолютного расстояния

Моделирование автодинного сигнала проводилось при следующих параметрах:  $\lambda = 650$  нм, девиация длины волны излучения полупроводникового лазерного диода  $\Delta\lambda = 0.05$  нм, расстояние до объекта  $L = 52,8$  мм, частота модуляции тока лазерного излучения  $\nu_1 = 100$  Гц,  $\theta = \pi/4$ . На рис. 1 и 2 приведены смоделированный интерференционный сигнал и его спектр.

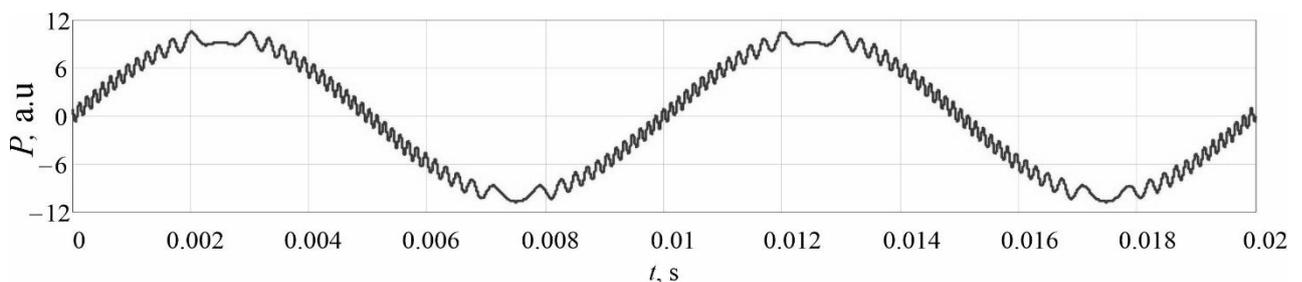


Рисунок 1. Интерференционный сигнал ( $\Delta\lambda = 0.05$  нм,  $L = 52,8$  мм)

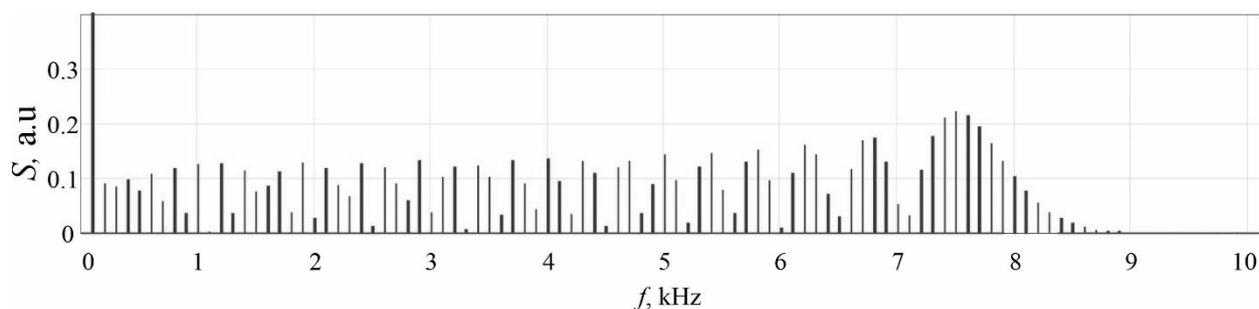


Рисунок 2. Спектр интерференционного сигнала ( $\Delta\lambda = 0.05$  нм,  $L = 52,8$  мм)

Было установлено, что с ростом девиации увеличивается количество интерференционных максимумов, а спектр обогащается гармониками высоких порядков.

На рис.3 приведена зависимость погрешности определения абсолютного расстояния от величины девиации длины волны лазерного автодина. Полученная зависимость указывает на то, что с ростом девиации точность определения расстояния увеличивается и достигает микронной величины при  $\Delta\lambda = 0.06$  нм.

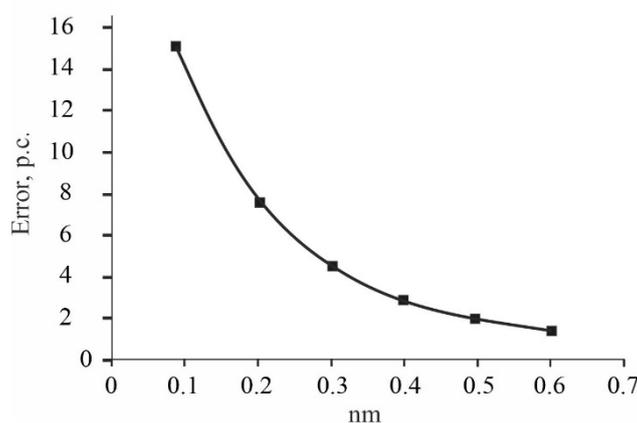


Рисунок 3. Зависимость погрешности определения абсолютного расстояния от величины девиации на расстоянии  $L=52,8$  мм

### Заключение

Проведенные расчеты обосновывают возможность применения лазерного автодина при разработке лазерных зондовых измерителей рельефа поверхности с микронной точностью. Перспективность применения лазерного автодина обусловлена задачей разработки лазерных зондов для контроля микроперемещений в узком диапазоне расстояний до отражателя. Метод контроля абсолютных расстояний при гармонической девиации длины волны излучения лазера перспективен при наличии фиксированного расстояния до измеряемой поверхности в диапазоне нескольких миллиметров, с точностью измерения до единиц микрон, при этом в отличие от фазовых методов интерферометрии метод многочастотной модуляции длины волны лазерного автодина свободен от неоднозначности и неопределённости при смене направления смещения рельефа поверхности на противоположное.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 19-79-00122).*

#### **Библиографический список**

1. *Amann M.C., Bosch T., Lescure M., Myllyla R., Rioux M.* Laser ranging: a critical review of usual technique for distance measurement // *Optical Engineering*, 2001, V. 40, №1, P. 10–19.
2. *Norgia M., Magnani A., Pesatori A.* High resolution self-mixing laser rangefinder // *Review of Scientific Instruments*, 2012. V.83, №4, P. 045113.
3. *Ke K., Kou K., Li X., Li L., Xiang H.* Injected current reshaping in distance measurement by laser self-mixing interferometry // *Applied Optics*, 2014, V. 53, №27, P. 6280–6286.
4. *Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Добдин С.Ю., Джафаров А.В., Соколенко И.С.* Предельные возможности автодинной интерферометрии расстояния пилообразной модуляции длины волны полупроводникового лазера // *Компьютерная оптика*, 2019, Т. 43, №5, С.797–803.
5. *Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Добдин С.Ю., Астахов Е.И., Костюченко И.Ю., Джафаров А.В.* Методы автодинной интерферометрии расстояния при токовой частотной модуляции полупроводникового лазера // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика*, 2018, Т. 18, № 3, С. 189–201.
6. *Сухарев А.Г., Напартович А.П.* Режим гармонической модуляции излучения полупроводникового лазера с внешней обратной связью // *Квантовая электроника*, 2007, № 37, С. 149–153.
7. *Giuliani G., Norgia M., Donati S. Bosch T.* Laser diode self-mixing technique for sensing application // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2002, V. 4, P. 283–294.
8. *Скрипаль А.В., Добдин С.Ю., Джафаров А.В., Садчикова К.А., Феклистов В.Б.* Измерение расстояния при гармонической модуляции длины волны лазерного автодина с учётом внешней оптической обратной связи // *Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика*, 2020, Т. 20, № 2, С. 52–55.

## **КИНЕТИКА ФОТОСТИМУЛИРОВАННОЙ АДСОРБЦИИ ИОНИЗОВАННЫХ МОЛЕКУЛ ФЕРМЕНТА НА КРЕМНИЙ С ЭЛЕКТРОННОЙ И ДЫРОЧНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ**

*А.В. Козловский, С.В. Стецюра*

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: kozlowsky@bk.ru

В работе исследовалось изменение заполнения поверхности структур Si/SiO<sub>2</sub>/полиэтиленмин молекулами глюкозооксидазы (GOx) в зависимости от типа проводимости Si, времени адсорбции GOx, а также в зависимости от освещения Si в процессе адсорбции GOx. На основании АСМ-изображений установлены различия характера изменений поверхностной концентрации GOx в зависимости от времени адсорбции и освещения подложек n- и p-Si. Результаты объяснены изменением электростатического взаимодействия между ионизованными в растворе молекулами GOx и поверхностным зарядом Si, который зависит от освещения.

**Ключевые слова:** полупроводник, фотостимулированная адсорбция, гибридная структура, фермент.

Эффективность иммобилизации молекул фермента на поверхности полупроводникового преобразователя имеет решающее значение для селективности, чувствительности и других важных параметров биосенсоров на основе структуры «электролит-оксид-полупроводник». Молекулы фермента (например, глюкозооксидазы (GOx)) могут быть использованы для изготовления рецепторного слоя на поверхности ион-чувствительного полупроводникового преобразователя. Предыдущие экспериментальные данные [1, 2] по адсорбции глюкозооксидазы и других ферментов показали, что электростатические взаимодействия играют важную роль в управлении адсорбцией ионизованных молекул фермента.

Несмотря на широкое распространение биосенсоров на основе ферментативных реакций, до сих пор не до конца изучены механизмы физической адсорбции и кинетики ферментов на поверхности полупроводника, поверхностная плотность заряда ( $\sigma$ ) которого определяется многими факторами (дефекты внутри окисла и на поверхности, ловушки на границе Si/SiO<sub>2</sub> и т.д.). Интересны бесконтактные методы воздействия на  $\sigma$  полупроводника при иммобилизации молекул фермента. Например, бесконтактное изменение  $\sigma$  может быть достигнуто при приложении внешнего электрического поля или за счет генерирующей электронно-дырочные пары подсветки полупроводника.

Ранее нами было показано влияние ионной силы раствора и фотоэлектронных процессов в Si при адсорбции GOx на электростатическое взаимодействие ионизованных молекул фермента и поверхности полупроводника [3-5]. Однако, исследования кинетики физической адсорбции молекул фермента на полупроводнике в зависимости от его типа проводимости и изменения плотности поверхностного заряда, вызванного освещением, ранее не проводилось.

Методы пьезокварцевого микровзвешивания или косвенные методы, характеризующие адсорбцию на твердой подложке путем изменения параметров раствора, часто используются для измерения кинетики адсорбции. Однако эти методы позволяют получать информацию только о количестве адсорбированного вещества, но не дают информации о распределении адсорбированных молекул на поверхности подложки, об их конформации, а также о процессах коагуляции молекул. Измерения методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) могут четко показать кинетику адсорбции молекул фермента и позволяют сделать выводы о процессах коагуляции и регулярном или случайном распределении молекул GOx на поверхности полупроводника при использовании метода фотостимулированной адсорбции (ФСА).

Таким образом, в нашей работе метод АСМ использовался для изучения кинетики ФСА ионизованных молекул GOx на поверхности кремния как с дырочной, так и с электронной проводимостью.

Эксперименты проводились на монокристаллических пластинах Si *n*-типа ( $\rho \cong 4 \text{ } \Omega \text{ см}$ ) и *p*-типа ( $\rho \cong 8 \text{ } \Omega \text{ см}$ ). Пластины разрезались на квадратные подложки площадью  $8 \times 8 \text{ мм}^2$ . Далее подложки кипятили в перекисно-аммиачном растворе и промывали в деионизированной воде. Эта обработка приводит к доокислению естественного слоя окисла до  $\text{SiO}_2$ , причем при  $\text{pH} > 2$  поверхность такого окисла заряжена отрицательно [6].

В качестве молекул фермента использовалась глюкозооксидаза (GOx) из *Aspergillus niger*. Известно, что при  $\text{pH} > 4,2$  ионизованная молекула GOx имеет эффективный отрицательный заряд [7]. Размер молекулы GOx составляет  $6,0 \times 5,2 \times 7,7 \text{ нм}^3$  [7]. Катионный полиэлектролит полиэтиленимин (ПЭИ) с молекулярной массой 25 кДа использовали для увеличения адсорбции молекул GOx на Si. Молекулы ПЭИ были адсорбированы на кремниевые подложки из водного раствора с концентрацией 1 мг/мл. Время адсорбции составляло 10 минут, после чего подложки промывались в деионизированной воде ( $\rho \sim 18,2 \text{ МОм см}$ ) в течение 10 минут и сушились в потоке сухого воздуха.

Метод фотостимулированной послойной адсорбции, предложенный в работе [8], был использован для адсорбции GOx из водного раствора с концентрацией 0,5 мг/мл на поверхность структуры Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ. На этапе адсорбции две подложки со структурой Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ одновременно помещались в раствор GOx. При этом одна из подложек освещалась всё время адсорбции GOx белым светом при помощи волоконного осветителя фирмы Schott с галогенной лампой. Уровень освещенности подложки был около 20000 лк. Время адсорбции GOx варьировалось от 10 до 180 мин. Результаты ФСА GOx сравнивались с результатами адсорбции GOx в темноте.

Топографию поверхности измеряли методом АСМ при помощи NTEGRA Spectra (NT-MDT Spectrum Instruments, Россия) в полуконтактном режиме с частотой сканирования 0,3-1 Гц. Для измерений использовался кантилевер НА\_NC/W<sub>2</sub>C серии ETALON с резонансной частотой  $140 \pm 10\% \text{ кГц}$ , а для статистического анализа данных АСМ - программа Gwyddion. Поскольку радиус кривизны зонда был больше размера молекулы GOx, то на АСМ-изображениях наблюдается эффект «расширения профиля». Однако, используя результаты из работы [9], возможно распознать отдельные молекулы GOx на скане (они имеют латеральный размер  $\sim 50 \text{ нм}$ ).

На рис. 1 показаны АСМ-изображения исследуемых структур, полученные после адсорбции молекул GOx на поверхность *p*-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ в темноте или при освещении для каждого значения времени адсорбции (10, 30, 60 и 180 минут). Также были получены АСМ-изображения для структур на основе *n*-Si (рис. 2). Согласно рис. 1-2, степень заполнения поверхности структуры Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ молекулами GOx увеличивается с увеличением времени адсорбции, и это не зависит от типа проводимости кремния или условий освещения. Эффективность адсорбции GOx может быть оце-

нена при помощи величины процента площади ( $S$ ), покрытой молекулами GOx, от общей площади скана. В таблице 1 показаны проценты площади покрытия  $S$  ( $\pm$  стандартное отклонение) в зависимости от времени адсорбции в случае адсорбции GOx в темноте и при освещении.

В случае адсорбции GOx на  $n$ -Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ наблюдается значительная скорость адсорбции в течение первого часа и ее ускорение при освещении. В случае адсорбции GOx на  $p$ -Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ наблюдается очень низкая скорость адсорбции в течение первого часа, а освещение подложки во время нанесения еще больше замедляет процесс адсорбции. Однако через 3 часа значения площади покрытия молекулами GOx для структур на основе как для  $n$ -типа, так и для  $p$ -типа были сопоставимы.

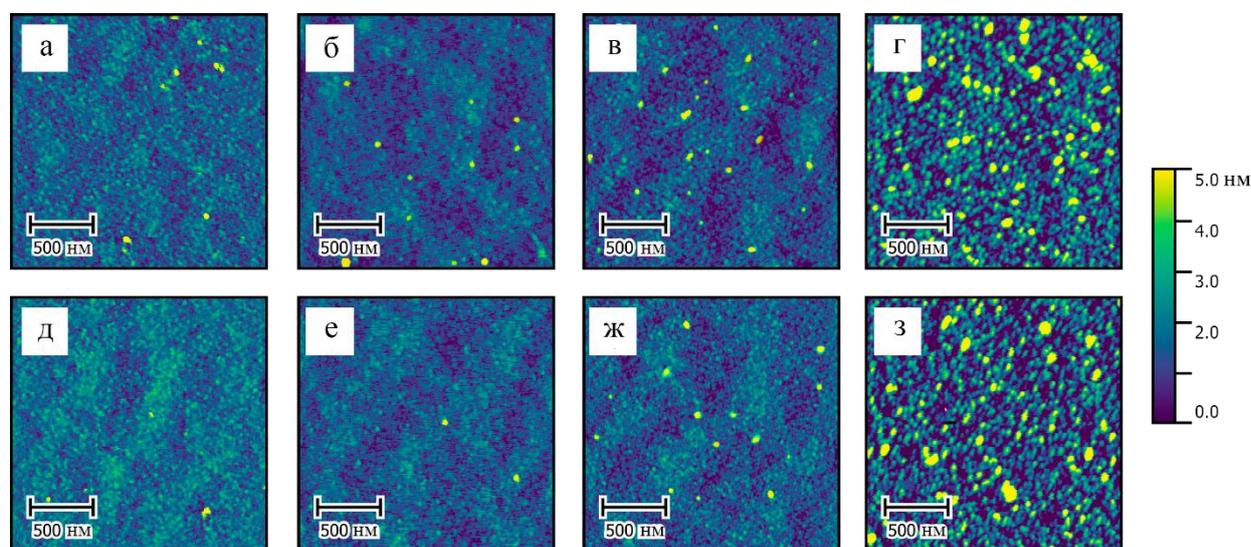


Рисунок 1. АСМ-изображение структур  $p$ -Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ/GOx, где GOx наносили в течение 10 мин (а, д), 30 мин (б, е), 60 мин (в, ж) и 180 мин (г, з). Верхняя строка сканов соответствует адсорбции GOx в темноте, а нижняя строка соответствует ФСА

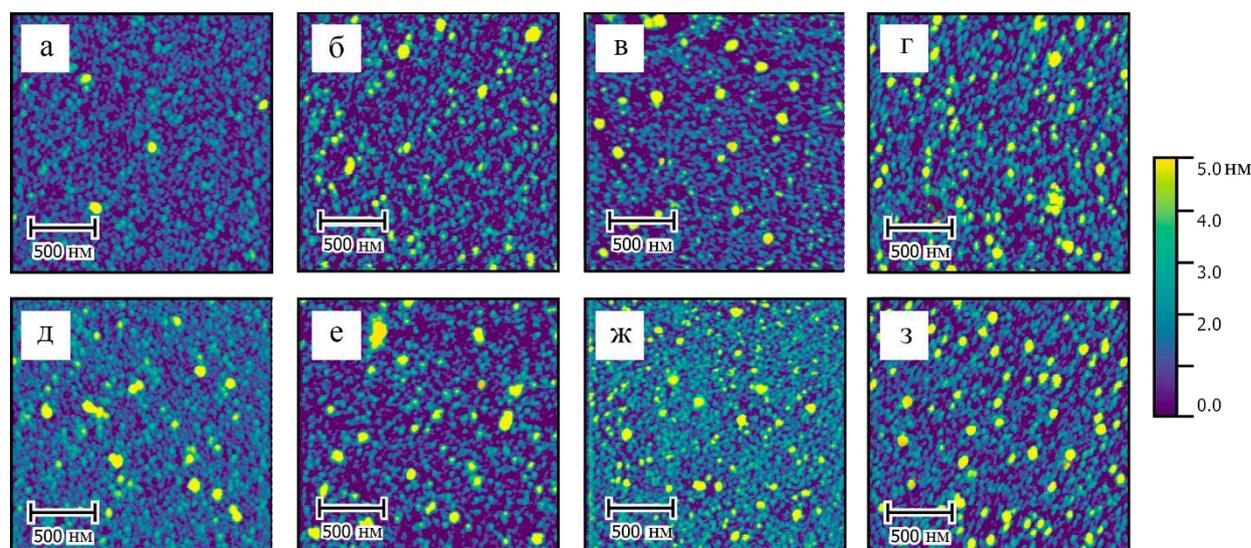


Рисунок 2. АСМ-изображение структур  $n$ -Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ/GOx, где GOx наносили в течение 10 мин (а, д), 30 мин (б, е), 60 мин (в, ж) и 180 мин (г, з). Верхняя строка сканов соответствует адсорбции GOx в темноте, а нижняя строка соответствует ФСА

Таким образом, для достижения высоких значений поверхностной концентрации GOx в случае подложки *p*-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ время адсорбции является критическим параметром. В случае *n*-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ фотостимуляция подложки во время нанесения GOx позволяет достичь того же значения поверхностной концентрации GOx, но за меньшее время.

Различные кинетические зависимости для *n*-Si и *p*-Si могут быть объяснены различными электростатическими взаимодействиями между отрицательно заряженными в растворе ионизованными молекулами фермента и поверхностным зарядом подложки. Это приводит к различным значениям констант скорости процессов адсорбции и десорбции. Этими константами также можно управлять с помощью освещения, поскольку освещение вызывает изменение  $\sigma$  подложки.

Таблица 1. Значение *S* ( $\pm$  стандартное отклонение) после нанесения GOx в темноте и при освещении в зависимости от времени адсорбции GOx

Условия нанесения GOx	<i>p</i> -Si/SiO <sub>2</sub> /ПЭИ/GOx				<i>n</i> -Si/SiO <sub>2</sub> /ПЭИ/GOx			
	10 мин	30 мин	60 мин	180 мин	10 мин	30 мин	60 мин	180 мин
<i>S</i> в темноте, %	0,30 $\pm 0,1$	0,29 $\pm 0,1$	0,48 $\pm 0,1$	4,85 $\pm 0,5$	0,40 $\pm 0,1$	2,21 $\pm 0,5$	3,26 $\pm 0,5$	5,4 $\pm 0,5$
<i>S</i> при освещении, %	0,10 $\pm 0,1$	0,09 $\pm 0,1$	0,25 $\pm 0,1$	4,90 $\pm 0,5$	0,58 $\pm 0,1$	3,27 $\pm 0,5$	4,47 $\pm 0,5$	5,6 $\pm 0,5$

Одинаковые максимальные значения *S* для *n*-Si и *p*-Si можно объяснить зарядом ионизованных молекул GOx, который зависит от значений pH и ионной силы раствора. В наших экспериментах pH и ионная сила раствора специально не менялись, и заряд отдельной ионизованной молекулы GOx одинаков во всех экспериментах. При определенном покрытии поверхности молекулами GOx (около 5%) электрическое поле блокирует дальнейшую иммобилизацию молекул фермента (преобладает константа скорости десорбции).

Таким образом, было обнаружено, что освещение увеличивает скорость адсорбции GOx в течение первого часа в случае структуры *n*-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ примерно на 50%. В случае адсорбции GOx на структуру *p*-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ значительное заполнение поверхности молекулами фермента возможно только через 3 часа, а в первый час нанесения фотостимуляция полупроводника уменьшает скорость адсорбции фермента. Полученные результаты объясняются вызванным освещением усилением (для структуры на основе *n*-Si) или ослаблением (для структуры на основе *p*-Si) электростатического взаимодействия между молекулами фермента и полупроводниковой подложкой.

### Библиографический список

1. *Ratner B.D. et al.* Biomolecules and surfaces // J. Vac. Sci. Technol. A., 1990, V.8, P. 2306-2317.
2. *Xie Y., Li Z., Zhou J.* Hamiltonian replica exchange simulations of glucose oxidase adsorption on charged surfaces // Phys. Chem. Chem. Phys., 2018, V.20, P. 14587–14596.
3. *Kozłowski A.V., Kiseleva E.D., Maslennikova A.A., Stetsyura S.V.* Change in the surface density of immobilized enzyme molecules induced by photoelectron processes in a silicon substrate // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., 2018, V.443, P. 012016.
4. *Stetsyura S.V., Kozłowski A.V.* The influence of photoelectron processes in a semiconductor substrate on the adsorption of polycationic and polyanionic molecules // Tech. Phys. Lett., 2017, V.43, P. 285-288.
5. *Maslennikova A.A., Kozłowski A.V., Santer S., Stetsyura S.V.* The influence of illumination and ionic strength of a solution on the formation of biosensor structure based on a silicon substrate and glucose oxidase molecules // J. Phys. Conf. Ser., 2019, V.1400, P. 077052.
6. *Cloarec J.-P. et al.* pH driven addressing of silicon nanowires onto Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/SiO<sub>2</sub> micro-patterned surfaces // Nanotechnology, 2016, V.27, P. 295602.
7. *Hecht H.J. et al.* Crystal structure of glucose oxidase from *Aspergillus niger* refined at 2.3 Å resolution // J. Mol. Biol., 1993, V.229, P. 153-172.
8. *Malyar I.V., Gorin D.A., Santer S., Stetsyura S.V.* Photo-assisted adsorption of gold nanoparticles onto a silicon substrate // Appl. Phys. Lett., 2017, V.110, P. 133104.
9. *Makky A et al.* Piezoelectric tuning fork probe for atomic force microscopy imaging and specific recognition force spectroscopy of an enzyme and its ligand // J. Mol. Recognit, 2013, V.26, P. 521–531.

## ТЕХНОЛОГИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Cd<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub>S

*С.В. Стецюра, И.В. Маляр, П.Г. Харитонов*  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: haritonovapg@gmail.com

Методами атомно-силовой и магнито-силовой микроскопии и электронной спектроскопии исследованы плёночные образцы на основе CdS, полученные термическим испарением в вакууме и легированные Fe из поверхностного наноразмерного источника посредством отжига. Неравномерное увеличение сигнала МСМ при приложении магнитного поля свидетельствует о гетерогенном строении поверхности и наличии участков с магнитными свойствами. Измерения магнитного гистерезиса подтверждают наличие нескольких фаз в материале Cd<sub>x</sub>Fe<sub>1-x</sub>S и позволяют его отнести к классу магнитомягких.

**Ключевые слова:** полумагнитный полупроводниковый материал, диффузия, высокотемпературный отжиг, магнито-силовая микроскопия, гистерезис.

Создание полупроводниковых приборов с управляемыми характеристиками является актуальной задачей для современной электроники. В связи с этим в последнее время уделяется внимание изучению полумагнитных (или магнитомягких) полупроводниковых материалов [1,2], в том числе со-

зданию на их основе гетерогенных управляемых структур [3,4], так как под действием магнитного поля происходят обратимые изменения оптических и электрофизических свойств этих материалов [5,6]. Однако для широкого внедрения этих материалов необходимы дальнейшие их исследования и совершенствование технологий их получения, ввиду отсутствия чёткого представления о природе ферромагнетизма этих гетерогенных материалов, представляющих собой, как правило, твердые растворы на основе полупроводников.

В данной работе были исследованы плёночные образцы на основе CdS, полученные термическим испарением в вакууме и легированные атомами железа из поверхностного ультратонкого пленочного источника посредством высокотемпературного отжига. CdS был выбран в качестве основы для полумагнитного материала, так как он является высокочувствительным к излучению видимого диапазона, что позволяет управлять свойствами структуры с помощью освещения [7-9]. В связи с тем, что FeS имеет небольшую ширину запрещённой зоны – 1,25 эВ, а ширина запрещённой зоны CdS составляет 2,42 эВ, то получая твёрдый раствор  $Cd_xFe_{1-x}S$ , можно смещать максимум его спектральной характеристики, а образование нескольких фаз вследствие ограниченной растворимости приведет к уширению спектрального диапазона фоточувствительности. Таким образом, синтезируемый материал представляет интерес для современной микроэлектроники и может использоваться для создания полупроводниковых приборов с управляемыми магнитными полями фотоэлектрическими характеристиками. Результаты по исследованию и режиму получения гетерогенных материалов на основе твёрдых растворов  $Cd_xFe_{1-x}S$  ранее не встречались, но данная композиция компонентов определенно представляет научный и практический интерес.

Исследуемые образцы были получены следующим способом: на стеклянную подложку при давлении  $6 \cdot 10^{-5}$  торр в течение 5 минут методом термического испарения напылялся слой химически чистого железа толщиной 30 нм, далее - слой химически чистого CdS толщиной 0,6 мкм. В состав шихты помимо CdS входил активатор  $CuCl_2$  в соотношении 20 мг  $CuCl_2$  на 1 г CdS. Таким образом, плёнка, являющаяся источником железа при диффузии, находилась между стеклянной подложкой и плёнкой CdS. Далее образцы отжигали при температуре 450°C в течение 15 минут. Во время отжига протекал ряд процессов: рост фоточувствительных кристаллитов CdS, диффузия атомов Fe вглубь CdS, образование твёрдого раствора  $Cd_xFe_{1-x}S$  и окисление Fe и Cd на открытой поверхности.

Поверхность и состав полученных образцов исследовались с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ), магнито-силовой микроскопии (МСМ) и электронной оже-спектроскопии. Для этого использовали атомно-силовой микроскоп Solver Pro-M (NT-MDT, Россия) и оже-спектрометр PHI AUGER 4300 (от PerkinElmer, USA) с аргоновой пушкой.

Результаты сравнения составов поверхностей неотожжённого и отожжённого образцов гетерогенных материалов на основе твердых растворов  $Cd_xFe_{1-x}S$  по оже-спектрам показано на рис. 1.

До отжига можно наблюдать только пики серы и кадмия, и незначительный пик кислорода, то есть состав на поверхности соответствовал составу шихты  $CdS$ . После отжига на оже-спектре дополнительно появились пики хлора, железа, а также пик, соответствующий окисленному состоянию железа. Наличие кислорода и пика железа с энергией 44 эВ в спектре говорит о наличии не атомарного железа на поверхности, а его оксида. Также с помощью измерения оже-спектров и послойного ионного стравливания материала мишени были получены профили распределения серы, кадмия и железа в образцах до и после высокотемпературного отжига (рис. 2). Бомбардировка осуществлялась атомами аргона с энергией 3 кэВ, что позволило внести минимальные искажения в химический состав каждого измеряемого слоя. До отжига пик железа не регистрируется между пленкой  $CdS$  и подложкой, после отжига пик у поверхности подложки сглаживается, а атомы железа в результате диффузии достигают поверхности.

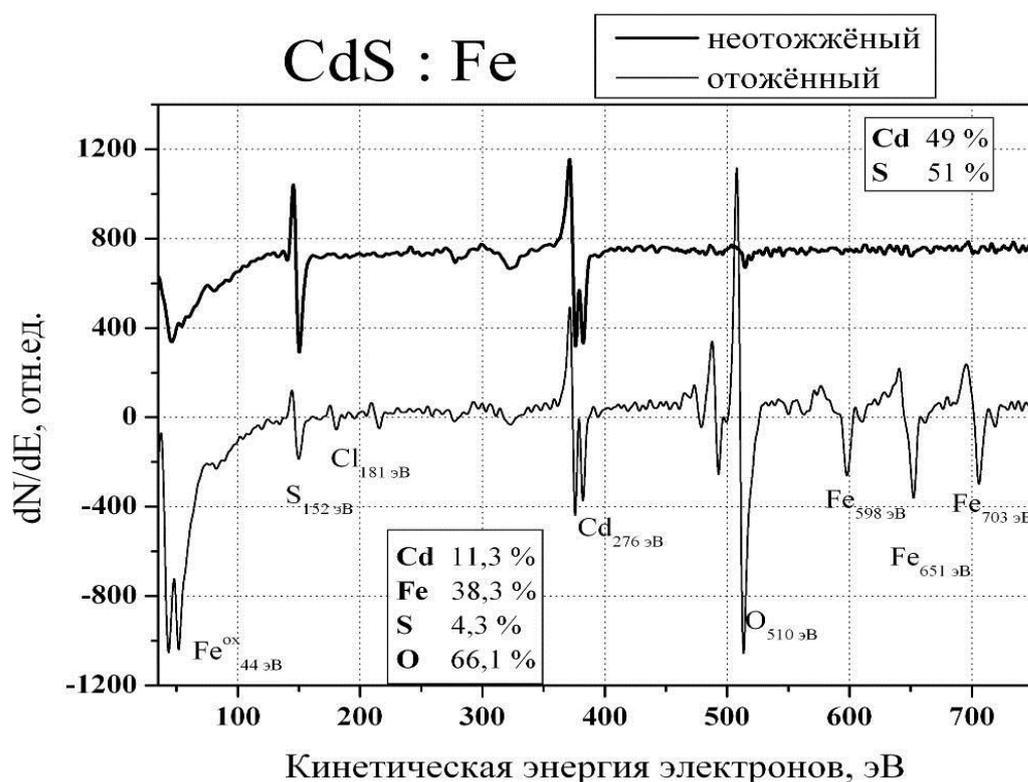


Рисунок 1. Оже-спектры и сравнение состава поверхности неотожжённого и отожжённого образцов  $CdS:Fe$

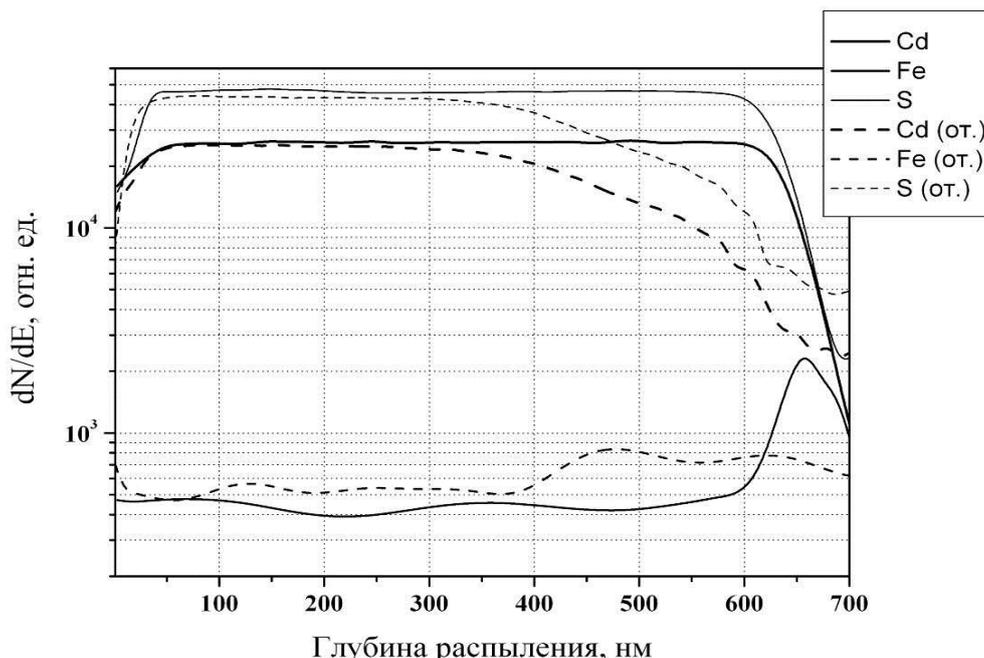


Рисунок 2. Профили распределения серы, кадмия и железа по глубине в образцах CdS:Fe до (сплошные линии) и после высокотемпературного отжига (пунктирные линии)

По профилям распределения железа до и после отжига можно оценить коэффициент диффузии Fe в CdS по аналогии легирования CdS из монослойного покрытия арахината свинца [10]. Таким образом, с учётом времени диффузии (15 минут) коэффициент диффузии атомов железа в поликристаллических образцах CdS составил  $D=0,16 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$ .

МСМ-изображения изучаемых образцов были получены при приложении различных внешних магнитных полей в диапазоне от 0 до 500 Э параллельно плоскости образца (рис.3).

На рисунке 3 представлены АСМ- и МСМ-изображения поверхности образца CdS:Fe как в отсутствии, так и при внешнем магнитном поле в 500 Э, а также представлено отношение сигналов МСМ в отсутствии магнитного поля и при 500 Э (то есть частное от деления сигналов на изображениях *б* и *в*). Неравномерное увеличение сигнала МСМ при приложении магнитного поля по площади скана (отличие значений от единицы на рис. 3.2) свидетельствует о гетерогенном строении поверхности и наличии участков с магнитными свойствами.

Также для подтверждения магнитных свойств было проведено измерение кривых намагниченности. У отожженных образцов на основе твёрдых растворов  $\text{Cd}_x\text{Fe}_{1-x}\text{S}$  наблюдалась достаточно «узкая» петля гистерезиса, что соответствует магнитомягким материалам. Но само наличие гистерезиса свидетельствует о наличии ферромагнитной фазы, а рост удельной намагниченности с ростом напряжённости свидетельствует о наличии парамагнитной фазы.

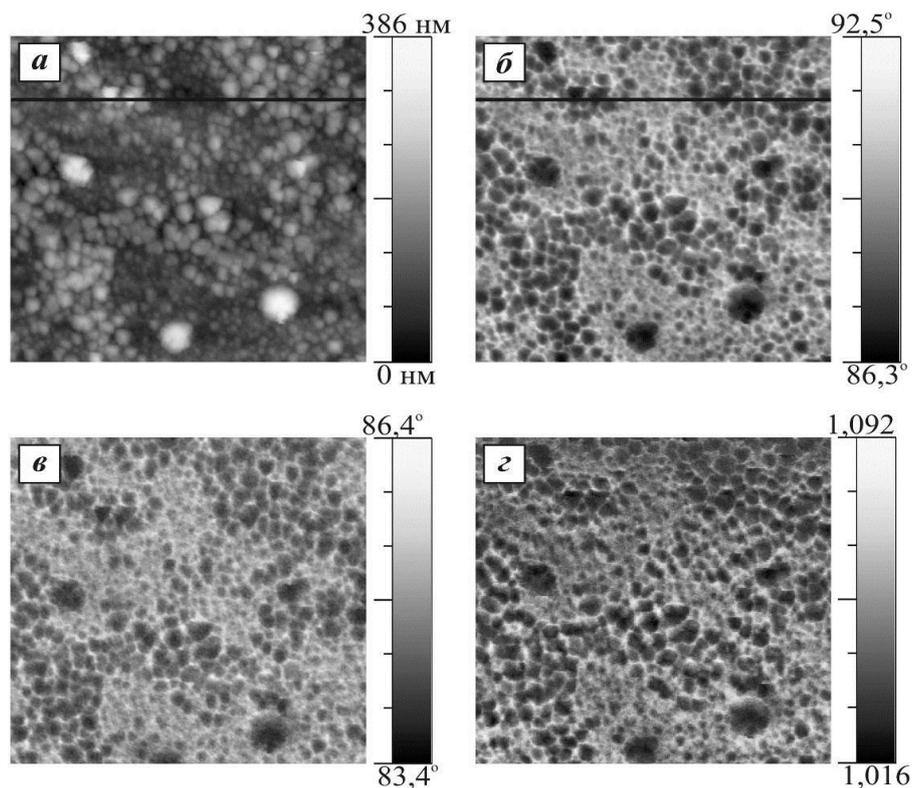


Рисунок 3. а) АСМ-изображение поверхности отожжённого образца на основе твердого раствора  $Cd_xFe_{1-x}S$ ; б) МСМ-изображение поверхности отожжённого образца на основе твердого раствора  $Cd_xFe_{1-x}S$  без приложения магнитного поля; в) МСМ-изображение поверхности отожжённого образца на основе твердого раствора  $Cd_xFe_{1-x}S$  при применении магнитного поля в 500 Э параллельно плоскости образца; з) отношение сигналов МСМ в отсутствии магнитного поля и при 500 Э

Таким образом, можно утверждать, что в результате высокотемпературного отжига слоистой структуры  $CdS - Fe$  происходит диффузия атомов железа по всей толщине образца  $CdS$ . При этом происходит образование гетерогенного материала. Измерения магнитного гистерезиса подтверждают наличие нескольких фаз в гетерогенном материале на основе твёрдых растворов  $Cd_xFe_{1-x}S$  после высокотемпературного отжига и свидетельствуют о принадлежности данного материала к классу магнитомягких.

#### Библиографический список

1. Кульбачинский В.А., Каминский А.Ю., Киндо К., Нарюми Е., Суга К., Лостак П., Сванда П. Низкотемпературный ферромагнетизм в новом полумангнитном полупроводнике  $Bi_{2-x}Fe_xTe_3$  // Письма в ЖЭТФ, 2001, Т. 73, Вып. 7, С.396-400.
2. Марьянчук П.Д., Майструк Э.В. Гигантское магнитосопротивление в кристаллах  $Hg_{1-x-y}Mn_xFe_yTe$  // Известия вузов. Физика 2007, Т. 50, №10, Р. 28-33.
3. Singh J., Verma N.K. Synthesis and characterization of Fe-doped CdSe nanoparticles as diluted magnetic semiconductor // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 2012, V. 25, P 2425-2430.

4. *Chen Yu Jin, Shi Xiao Ling, Cao Mao Sheng, Zhu Chun Ling* Synthesis and magnetic properties of CdS/ $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> hierarchical nanostructures // Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy, 2009, V. 52, P 997-1002.
5. *Кульбачинский В.А., Чурилов И.А., Марьянчук П.Д., Лунин Р.А.* Влияние Se на гальваномагнитные эффекты в полумагнитных полупроводниках Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te<sub>1-y</sub>Se<sub>y</sub> // ФТП, 1998, Т. 32, №1, Р. 57-60.
6. *Мельничук С.В., Никитин П.И., Савчук А.И., Трифоненко Д.Н.* Эффект Фарадея в полумагнитном полупроводнике Cd<sub>1-x</sub>Fe<sub>x</sub>Te // ФТП, 1996, Т. 30, Вып. 10, С.1831-1837.
7. *Стецюра С.В., Харитонова П.Г.* Исследование гетерофазных поликристаллических пленок на основе сульфида кадмия с добавлением сульфида свинца // Нано- и микросистемная техника, 2018, Вып. 5, С. 277 – 286.
8. *Стецюра С.В., Харитонова П.Г., Маляр И.В.* Влияние композитного наноразмерного покрытия на стойкость поликристаллического фоточувствительного полупроводника к действию излучений // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: материалы Всероссийской научной школы-семинара. - Саратов: изд-во Саратовский источник, 2016, С. 43-45.
9. *Стецюра С.В., Глуховской Е.Г., Козловский А.В., Маляр И.В.* Создание ультратонкого источника примеси для снижения радиационных потерь фоточувствительных пленок CdS // ЖТФ, 2015, Т. 85, № 5, С. 116-122.
10. *Стецюра С.В., Маляр И.В., Сердобинцев А.А., Климова С.А.* Влияние параметров узкозонных включений на тип и величину вторично-ионного фотоэффекта в гетерофазных фотопроводниках // ФТП, 2009, Т. 43, Вып. 8, С. 1102-1108.

## ОБ ЭКСИТОНАХ В КОЛЛОИДНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ PbS

*Н.Б. Трофимова, М.И. Шишкин, М.Д. Матасов, А.Г. Роках*  
 Саратовский национальный исследовательский  
 государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
 E-mail: rokakhag@mail.ru

В нанокристаллических слоях коллоидных квантовых точек (КТ) полупроводников PbS и CdSe-CdS-ZnS проведено исследование спектральных характеристик пропускания, поглощения и отражения. Обнаружено квантово-размерное усиление экситонных линий поглощения в области прозрачности атмосферы для КТ PbS ( $\lambda \sim 3 \mu\text{m}$ ). Эффект объяснен кардинальной перестройкой («пертурбацией») в нанокристалле PbS.

**Ключевые слова:** коллоидные квантовые точки, полупроводники, экситоны, спектральные характеристики.

За последние несколько лет перспективными материалами для детекторов оптических управляющих устройств и других применений в среднем инфракрасном диапазоне были коллоидные квантовые точки (ККТ) HgTe, InSb, HgCdTe и PbS [1]. Нанокристаллы PbS покрывают широкий спектральный диапазон от средних инфракрасных до видимых длин волн и имеют относительно большой экситонный радиус, ниже которого наблюдаются квантово-размерные эффекты.

Настоящее исследование было нацелено на поиск экситонных линий поглощения в узкозонных соединениях с достаточным эффектом размер-

ного квантования для практического использования. Ранее было обнаружено, что в пленочных сублимированных композитах CdS-PbS [2] наблюдаются серии экситонных линий поглощения узкозонной фазы PbS. Величина энергии связи экситона составляла  $E_{ex} \sim 0.05-0.12$  eV, что позволяло наблюдать тонкую структуру оптических спектров экситонного поглощения в нормальных условиях ( $T \sim 300$  K). При этом размер узкозонной фазы PbS в объемном гетеропереходе CdS-PbS составлял  $\sim 80-100$  nm. Представляет интерес исследование оптических свойств PbS при уменьшении размеров ( $R$ ) частиц нанокристаллов до  $R \leq R_{ex}$ , сравнимых с Боровским радиусом экситона ( $R_{ex}$  менее 20 nm); обычно в расчетах [3]  $R \sim 1.5 a_0$  (Боровский радиус атома водорода).

В данной работе исследовались слои PbS, состоящие из нанокристаллов с размерами частиц  $\sim 14$  nm, а также слои коллоидных КТ, осажденных из коллоидного раствора капельным методом на стекло или телевизионную слюду ( $R \sim 4$  nm). Исследование оптических спектров пропускания и отражения было проведено на однолучевом инфракрасном Фурье-спектрофотометре IRAfinity-1 фирмы Shimadzu, спектрофотометре UV-1700 PharmaSpecUV-VIS Shimadzu, а также спектрометрическом комплексе на базе монохроматора МДР-41. Обработка экспериментальных данных выполнялась с помощью программного обеспечения IRSolution и пакета Origin (графические построения и анализ текстовых документов).

На рис.1 представлена спектральная зависимость пропускания слоя КТ PbS, осажденного на слюду. Наблюдаются минимумы пропускания 1 и 2 коротковолновой серии I и менее интенсивные минимумы пропускания 3 и 4 длинноволновой серии II. Результаты расчета параметров слоев КТ PbS и слоя нанокристаллов PbS на стекле представлены в таблице 1 ( $R \sim 4$  nm) и таблице 2 ( $R \sim 14$  nm).

*Таблица 1. Результаты расчета параметров для образца КТ PbS на слюде по спектру пропускания и отражения: значение волнового вектора  $k$ , длины волны  $\lambda$ , энергии оптического перехода  $\Delta E_p$ , энергии связи экситона  $E_{ex}$ , сдвиг по энергии между экстремумами серии I и II –  $\Delta E$ , глубина залегания второй валентной зоны относительно первой  $\Delta E_v$  ( $R \sim 4$  nm)*

Номер экстремума	Номер серии	$k, \text{cm}^{-1}$	$k, \text{cm}^{-1}$ (уточн.)	$\lambda, \text{nm}$	$\Delta E_p, \text{eV}$	$E_{ex}, \text{eV}$	$\Delta E, \text{eV}$	$\Delta E_v, \text{eV}$
1	I	2925	2920.227	3425	0.362	0.047	0.008	0.069
2		2850	2848.861	3510	0.353	0.056		
3	II	2370	2362.799	4255	0.292	0.117	0.002	0.062
4		2330	2343.511	4280	0.29	0.119		

Таблица 2. Результаты расчета параметров для образца слоя нанокристаллов PbS на стекле, осажденном из порошка ( $R \sim 14$  nm)

Номер экстремума	Номер серии	$k, \text{cm}^{-1}$	$k, \text{cm}^{-1}$ (уточн.)	$\lambda, \text{nm}$	$\Delta E_p, \text{eV}$	$E_{ex}, \text{eV}$	$\Delta E, \text{eV}$	$\Delta E_v, \text{eV}$
1	I	2925	2920.226	3425	0.361	0.047	0.008	0.069
2		2853	2848.860	3510	0.352	0.056		
3	II	2371	2363.800	4250	0.293	0.117	0.002	0.062
4		2330	2343.510	4280	0.29	0.119		

Как видно из таблиц 1 и 2, энергия связи экситонов  $E_{ex} \sim 0.05-0.12$  eV, как и в композите CdS-PbS [2], что дает возможность экспериментального наблюдения линий экситонного поглощения в нормальных условиях. Интенсивность экситонных линий в композитах и КТ PbS не превышала 3-5 %.

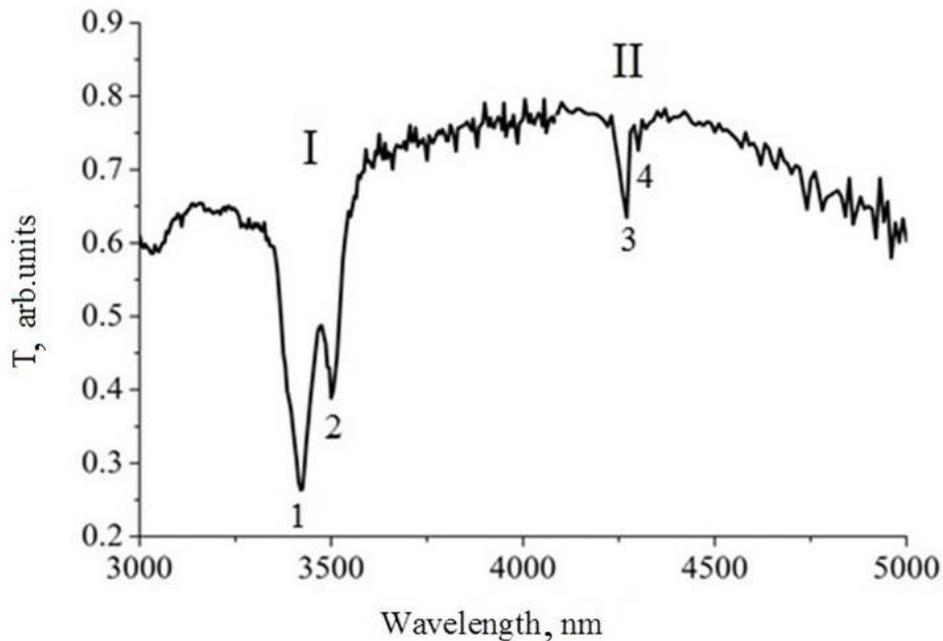


Рисунок 1. Зависимость оптического пропускания от длины волны для слоя коллоидных квантовых точек PbS, осажденного на слюде

Однако, для КТ PbS интенсивность экситонных линий поглощения в несколько раз выше, чем для композитов [2] и составляет 30-40%. Было сделано предположение, что «усиление» линий экситонного поглощения (как и факт наблюдения эффекта в нормальных условиях в отсутствие фазы CdS является прямым проявлением квантоворазмерного эффекта увеличения ширины запрещенной зоны в квантовых точках КТ PbS ( $R \sim 4$  nm).

Теоретический расчет увеличения ширины запрещенной зоны  $E_g$  в КТ и энергии связи экситонов имеет несколько подходов [3]:

метод конечной аппроксимации эффективных масс (FWEMA), метод линейных комбинаций атомных орбиталей (LCAO), метод эмпирического псевдопотенциала (РММ), метод приближения тесной связи (ТВ) и др.

Метод FWEMA при использовании вариационных принципов параметрических взаимодействий волновых функций электрона и дырки (FWEMA с первым порядком приближения) приводит к результату: изменения свойств кристалла для малых частиц могут характеризоваться как «пертурбации» (кардинальная перестройка упорядочивания в кристалле). Величина энергии взаимодействия электрона и дырки может быть описана уравнением:

$$E(R) = E(\infty) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2MR^2} - 1.78e^2/\epsilon R,$$

где  $R$  – радиус частицы,  $M = m_1 + m_2$  – масса экситона,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $e$  – заряд электрона.

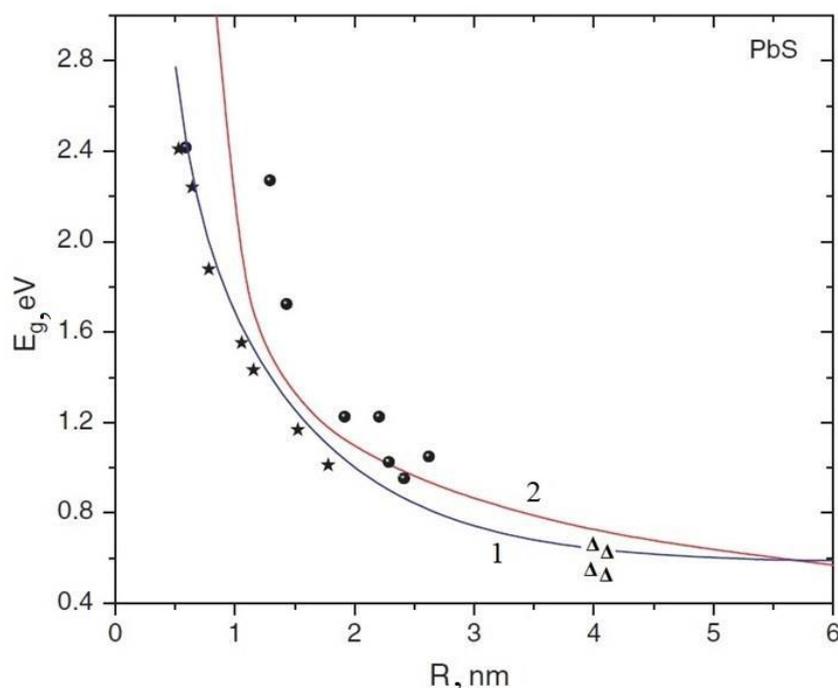


Рисунок 2. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов для квантовых точек КТ PbS; линия 1: теоретический расчет методом FWEMA с первым порядком теории «пертурбации» [4], линия 2 - теоретический расчет методом FWEMA с РММ; звездочки – теоретический расчет методом ТВ [5], кружки – экспериментальные данные из [6]; треугольники – экспериментальные данные слоев коллоидных квантовых точек PbS на слюде

Первый член уравнения – ширина запрещенной зоны объемного кристалла, второй – энергия связи электрона и дырки с учетом их кинетической энергии совместного движения, третий – энергия кулоновского потенциального взаимодействия; при больших  $\epsilon$  он может быть мало значим.

Как видно из рис.2, теоретический расчет методом FWEMA с первым порядком теории «пертурбации» и методом ТВ дает близкое совпадение результатов; экспериментальные данные в ряде случаев [6] и наблюдаемые на слоях КТ PbS также подтверждают согласие с теорией пертурбации FWEMA. Резкое нарастание энергии связи экситона с уменьшением размера частицы вещества до 1-2 nm позволит достигнуть сильной «локализации» экситонов в узкощелевых материалах с большой диэлектрической проницаемостью.

Интересно, что в отличие от спектров композитов CdS-PbS [2], в слоях КТ PbS максимальный эффект квантоворазмерного усиления экситонных линий наблюдается в коротковолновой серии I, соответствующей оптическому переходу из нижней валентной подзоны PbS.

По-видимому, это соответствует модифицированному в процессе «пертурбации» значению эффективной массы экситона из нижней валентной подзоны «тяжелых» дырок; происходит усиление квантоворазмерного эффекта в КТ PbS ( $R \sim 4$  nm) и увеличение энергии связи до 0.5-0.7 eV и выше.

Известно [7], что обычно нижняя валентная подзона в кристалле PbS обладает меньшей крутизной, что связано с изменением спин-орбитального взаимодействия, вызывающего смешивание части волновых функций, которые имеют различную пространственную симметрию. Величины этих явлений сильно зависят от энергетических расстояний между зонами. Спин-орбитальное смешивание влияет на правила отбора разрешенных переходов и оказывается важным для формирования эффективных масс электрона и дырки в экситоне PbS.

Таким образом, наиболее перспективным для улучшения параметров неохлаждаемых детекторов и преобразователей в ближнем и среднем инфракрасном диапазоне является дальнейшее совершенствование технологии слоев нанокристаллов КТ PbS с размером частиц  $R \leq 4$  нм. Показателем качества получаемых нанокристаллов может быть устойчивое наблюдение экситонных линий поглощения в нормальных условиях. Разработка стандартов качества материалов для наноприборов из КТ PbS может производиться через экситонные параметры оптических спектров, что позволит достигать наперед заданных параметров неохлаждаемых приборов.

*Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-07-00595 А).*

#### **Библиографический список:**

1. *Lhuillier E., Guyot-Sionnest Ph. Recent. Progresses in Mid Infrared Nanocrystal based Optoelectronics // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2017, V. 23, №5, P. 99- 108.*
2. *Трофимова Н.Б., Роках А.Г., Бочкарев А.О., Шишкин М.И. Экситонные линии поглощения PbS в композите CdS-PbS // Письма в ЖТФ, 2018, Т.44, В.7, С. 78-87.*

3. *Baskoutas S., Terzis A.F., Schommers W.* Effects of excitons in nonlinear optical rectification in semiparabolic quantum dots // *Journal of Computational and Theoretical Nanoscience*, 2006, V. 3, №2, P. 269-271.
4. *Pellegrini G., Mattei G., and Mazzoldi P.* Finite depth square well model: Applicability and limitations // *J. Appl. Phys.*, 2005, V. 97, №7, P. 3706-3715.
5. *Nanda K.K., Kruis F.E., Fissan H.* Energy Levels in Embedded Semiconductor Nanoparticles and Nanowires // *Nano Lett.*, 2001, V. 1, №11, P.605-611.
6. *Wang Y., Suna A., Mahler M., Kasowski B.* PbS in polymers. From molecules to bulk solids // *J. Chem. Phys.*, 1987, V.87, P. 7315-7320.
7. *Lin P.J., Kleinman L.* Energy Bands of PbTe, PbSe, and PbS // *Phys. Rev.*, 1966, V. 142. P. 478-492.

## ВЛИЯНИЕ ОСВЕЩЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ТРАНСДЬЮСЕРА И ИОННОЙ СИЛЫ РАСТВОРОВ ОРГАНИЧЕСКИХ МОЛЕКУЛ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ БИОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ФЕРМЕНТНОГО СЛОЯ

*С.В. Стецюра, А.А. Масленникова, А.В. Козловский*  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н. Г. Чернышевского  
E-mail: arina.maslennikova.99@mail.ru

Исследовано влияние освещения кремниевой подложки и ионной силы растворов органических молекул на параметры органического бислоя, формируемого на поверхности полупроводника и состоящего из молекул глюкозооксидазы (GOx) и полиэтиленimina. Показано, что освещение полупроводника приводит к увеличению количества иммобилизованных молекул GOx на поверхности гибридной структуры. При этом добавление соли NaCl в водные растворы, из которых осуществлялась адсорбция молекул, может дополнительно увеличивать поверхностную концентрацию молекул фермента.

**Ключевые слова:** кремний, фотостимулированная адсорбция полиэлектролитов, атомно-силовая микроскопия, потенциал Кельвина, фермент глюкозооксидаза, электростатический механизм адсорбции

В настоящее время адсорбция фермента на различных поверхностях, в том числе на полупроводниковых материалах, широко применяется в различных областях науки и техники при создании биосенсоров [1], синтезе биоматериалов, разделении белков, доставке лекарств и т.д. Поэтому совершенствование методик адсорбции ферментов на твердые подложки является актуальной задачей и изучается многими научными группами с использованием как теоретических [2], так и экспериментальных [3] методов.

Поддержание биоактивности фермента после его иммобилизации на твердой поверхности является одним из ключевых принципов разработки ферментативных биосенсоров, поскольку только в этом случае молекулы

анализируемого вещества могут взаимодействовать с активным центром фермента [4].

Существуют два основных принципа доставки фермента на поверхность преобразователя сигнала – это химическое прикрепление и физическая адсорбция. При этом физическая адсорбция позволяет с помощью различных внешних воздействий (освещение, электрическое поле и т.д.) существенно изменять количество, ориентацию и конформацию иммобилизованных массивных полиэлектролитных молекул, например, белков и высокомолекулярных полимеров. Благодаря же химической сшивке обеспечивается более стабильное закрепление фермента, но при этом снижается его биокаталитическая активность.

Преыдушие экспериментальные данные по адсорбции фермента глюкозооксидазы и результаты молекулярного моделирования [2-4] показали, что адсорбцией можно управлять, изменяя механизм электростатического взаимодействия компонентов биосенсорной гибридной структуры. Было показано, что увеличения концентрации фермента на поверхности при прочих равных условиях можно достичь благодаря использованию освещения из области поглощения Si во время иммобилизации фермента [5]. Данный механизм получил название фотостимулированной адсорбции (ФСА) полиэлектролитов. Очевидно, что повлиять на адсорбцию фермента можно не только освещением с длинами волн из спектра поглощения Si, но и за счет использования катионного буферного слоя (например, полиэтилена – ПЭИ) на поверхности Si, а эффективный заряд GOx и ПЭИ в водных растворах можно контролировать, изменяя ионную силу этих растворов [6].

Таким образом, целью исследования является установление влияния освещения полупроводниковой подложки и ионной силы растворов органических молекул на эффективность формирования биочувствительного ферментного слоя на поверхности полупроводникового трансдьюсера.

В качестве полупроводникового трансдьюсера нами используется пластина монокристаллического Si *n*-типа, на которую методом послойной адсорбции наносятся непосредственно или с буферным слоем полиэтилена молекулы GOx из водного раствора с разной концентрацией соли NaCl. До нанесения органических слоев кремний подвергался перекисно-аммиачной обработке, что приводит к удалению органических загрязнений, обновлению естественного окисла SiO<sub>2</sub> и активизации отрицательно заряженных ОН-групп на его поверхности [7].

Отличие экспериментов, результаты которых представлены ниже, от наших предыдущих исследований [8, 9], в том, что ПЭИ наносился на кремний из раствора, содержащего NaCl в концентрации 0,25 моль/л (ранее раствор ПЭИ не содержал NaCl). Это привело к конформационной перестройке молекул ПЭИ еще в водном растворе и частичному экранированию их положительного заряда. Очевидно, что эти изменения должны от-

разиться на результатах формирования буферного слоя ПЭИ на полупроводниковой подложке и эффективности последующего осаждения ферментативного слоя. Молекулы фермента осаждались как из раствора на основе деионизированной воды, так и из раствора NaCl с концентрациями 0,01 и 0,05 моль/л.

Во время адсорбции часть образцов освещалась белым светом при помощи волоконного осветителя фирмы Schott с галогенной лампой, спектр излучения которой содержит длины волн из спектра поглощения Si. Время освещения и, соответственно, время адсорбции составляло 10 минут. Освещённость поверхности полупроводниковой подложки была около 20000 лк.

Результаты формирования ферментного слоя на поверхности структуры  $n\text{-Si/SiO}_2\text{/ПЭИ}$  изучались методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующего зонда Кельвина (МСЗК). На рис. 1 приведены АСМ-изображения многослойных наноконпозитов  $n\text{-Si/SiO}_2\text{/ПЭИ/GOx}$  после нанесения GOx. Отличие экспериментов, результаты которых представлены на фрагментах (а), (д), (в), (ж) рисунка 1 от результатов, показанных на фрагментах (б), (е), (г), (з) этого же рисунка, заключается в том, что GOx в первом случае наносилась из раствора без NaCl и, следовательно, отрицательный заряд её молекул не был экранирован. Буферный слой ПЭИ во всех экспериментах наносился из раствора, содержащего NaCl.

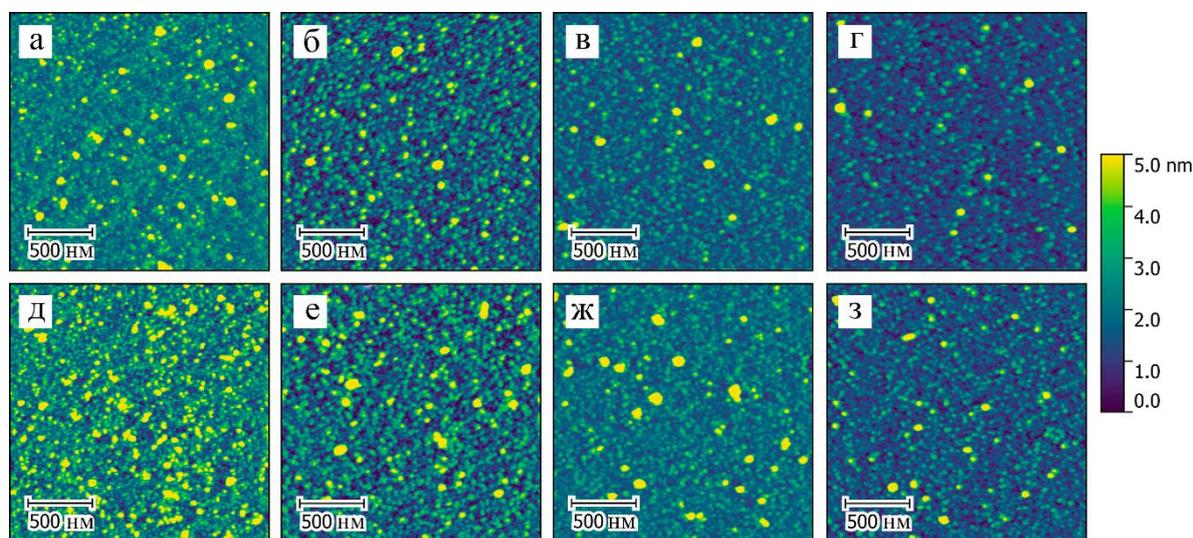


Рисунок 1. АСМ изображения поверхности многослойных наноконпозитов  $n\text{-Si/SiO}_2\text{/ПЭИ/GOx}$  после нанесения GOx из растворов, не содержащих NaCl (а, в, д, ж) или содержащих NaCl: 0,05 моль/л (б, е) и 0,01 моль/л (г, з). Верхний ряд – темное нанесение всех органических слоев; нижний ряд – фотостимулированное нанесение ПЭИ (д, е) или GOx (ж, з)

Относительные изменения высот неровностей  $\delta H$  поверхности исследуемых образцов после нанесения GOx на подложку  $n\text{-Si/SiO}_2\text{/ПЭИ}$  были рассчитаны по формуле (1) и представлены на рис.2 (фрагменты а и в):

$$\delta H = \frac{H_{\text{ПЭИ+GOx}} - H_{\text{ПЭИ}}}{H_{\text{ПЭИ+GOx}}} \cdot 100\%, \quad (1)$$

Демонстрация изображений сканов, полученных с помощью МСЗК, является малоинформативной, поскольку при адсорбции молекул GOx на слой ПЭИ получаем практически эквипотенциальную поверхность, но значение итогового поверхностного потенциала при этом существенно зависит от количества иммобилизованных молекул фермента. Значения относительного изменения поверхностного потенциала  $\delta\phi$  после нанесения GOx на подложку  $n\text{-Si/SiO}_2/\text{ПЭИ}$  рассчитывались по формулам:

$$\delta\phi = \frac{\phi_{\text{ПЭИ+GOx}} - \phi_{\text{ПЭИ}}}{\phi_{\text{ПЭИ+GOx}}} \cdot 100\%. \quad (2)$$

Результаты вычислений  $\delta\phi$  представлены на рис. 2б, 2г.

Из диаграмм на рис. 2 следует, что фотостимуляция Si, совмещенная с добавлением NaCl в водный раствор фермента GOx, приводит к росту значений средних высот неровностей  $H_{\text{ПЭИ+GOx}}$  итоговой структуры  $n\text{-Si/SiO}_2/\text{ПЭИ}/\text{GOx}$ . Поскольку молекулы GOx при добавлении в раствор NaCl не претерпевают существенных конформационных изменений, приводящих к изменению их геометрических размеров, то рост значений  $H$  после нанесения GOx определяется большей плотностью иммобилизованных молекул GOx на поверхность ПЭИ.

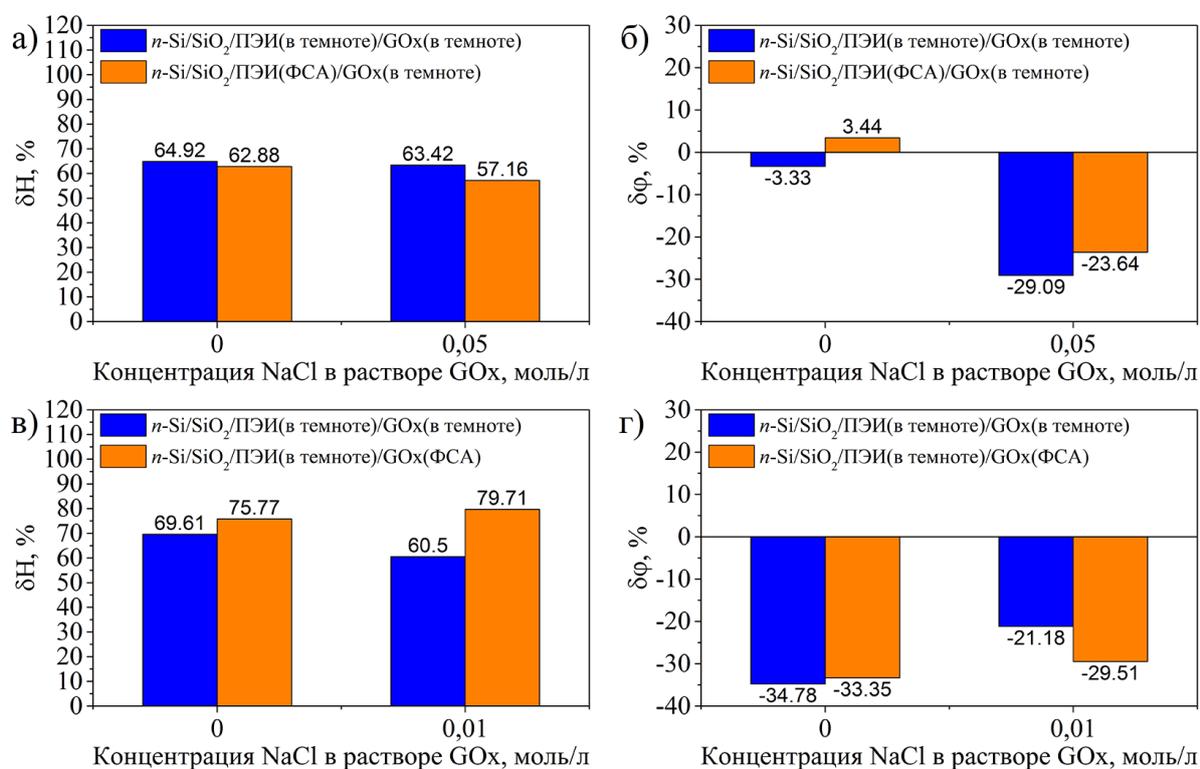


Рисунок 2. Относительные изменения высот неровностей  $H$  (а, в) и поверхностного потенциала  $\phi$  (б, г), усредненных по площади соответствующих сканов, полученные при применении метода ФСА только при нанесении слоя ПЭИ (а, б) или только при нанесении GOx (в, г)

Причиной увеличения плотности иммобилизованных молекул GOx на поверхность *n*-Si/ПЭИ в этих случаях может являться уменьшение отрицательного заряда GOx за счет экранирования его ионами Na<sup>+</sup>, что способствует уменьшению сил отталкивания между молекулами GOx в монослое и более плотной их упаковке. Также нельзя не учитывать фактор образования агломератов молекул GOx уже в растворе и иммобилизации их в таком виде на подложку, что увеличивает как количество иммобилизованных молекул, так и шероховатость слоя.

Диаграммы, представленные на рисунке 2б и 2г, свидетельствуют об уменьшении потенциала Кельвина после осаждения молекул фермента GOx на поверхность *n*-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ. Однако на некоторых образцах, несмотря на значимые изменения рельефа поверхности  $\delta H$  значение  $\delta\phi$  «положительное», хотя и весьма незначительное по модулю. Используя выводы работы [4] можно предположить, что в этих случаях молекулы GOx, имеющие как положительно, так и отрицательно заряженные участки (но с преобладанием отрицательного заряда) адсорбируются своей отрицательно заряженной «рабочей» стороной на положительно заряженную поверхность *n*-Si/SiO<sub>2</sub>/ПЭИ. Очевидно, что условия эксперимента в данном случае не благоприятны для создания высокочувствительного слоя GOx и сохранения биокаталитической активности молекул GOx.

Проведенные исследования позволяют утверждать, что использование освещения во время иммобилизации органических слоёв способствует увеличению количества осаждаемых молекул GOx, но эффективность от фотостимуляции Si *n*-типа падает при нанесении буферного слоя ПЭИ из раствора, содержащего NaCl, поскольку повышение ионной силы раствора приводит к более значительному росту значений средних высот неровностей  $H_{ПЭИ}$  структуры за счет конформационных изменений молекул ПЭИ в таком растворе и формирования полимерных клубков [10].

Эффективность от проведения фотостимуляции Si *n*-типа увеличивается только при использовании раствора NaCl во время иммобилизации слоя GOx. В этом случае дополнительная фотостимуляция кремниевой подложки и частичное экранирование заряда полианионных молекул фермента GOx может увеличить поверхностную концентрацию фермента на 20 и более процентов без существенной потери биокаталитической активности.

Полученные выводы могут быть полезны при разработке высокочувствительных биосенсорных ферментативных структур на основе Si, ПЭИ и GOx.

#### Библиографический список

1. *Schöning M.J.* “Playing around” with Field-Effect Sensors on the Basis of EIS Structures. LAPS and ISFETs // *Sensors*, 2005, V.5, P.126–138.
2. *Ratner B.D., Castner D.G., Horbett T.A., Lenk T.J., Lewis K.B., Rapoza R.J.* Biomolecules and surfaces // *J. Vac. Sci. Technol.*, 1990, V.8, P.2306–2317.

3. *Kozłowski A.V., Kiseleva E.D., Maslennikova A.A., Stetsyura S.V.* Change in the surface density of immobilized enzyme molecules induced by photoelectron processes in a silicon substrate // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng., 2018, V.443, P.012016.
4. *Xie Y., Li Z., Zhou J.* Hamiltonian replica exchange simulations of glucose oxidase adsorption on charged surfaces // Phys. Chem. Chem. Phys., 2018, V.20, P.14587–14596.
5. *Stetsyura S.V., Kozłowski A.V.* The influence of photoelectron processes in a semiconductor substrate on the adsorption of polycationic and polyanionic molecules // Tech. Phys. Lett., 2017, V.43, P.285–288
6. *Maslennikova A.A., Kozłowski A.V., Santer S., Stetsyura S.V.* The influence of illumination and ionic strength of a solution on the formation of biosensor structure based on a silicon substrate and glucose oxidase molecules // J. Phys. Conf. Ser., 2019, V.1400, P.077052.
7. *Kern W.* The evolution of silicon wafer cleaning technology // Journal of The Electrochemical Society, 1990, V. 137, №6, P.1887–1892.
8. *Malyar I.V., Gorin D.A., Stetsyura S.V., Santer S.* Effect of a nanodimensional polyethylenimine layer on current-voltage characteristics of hybrid structures based on single-crystal silicon // J. Electron. Mater., 2012, V.41, №12, P.3427–3435.
9. *Stetsyura S.V., Kozłowski A.V., Malyar I.V.* Electrical passivation of silicon surface by a polyelectrolyte coating // Tech. Phys. Lett., 2015, V.41, №2, P.168–171.
10. *Butt H.-J., Graf K., Kappl M.* Physics and Chemistry of Interfaces // Wiley-VCH, 2003, 361 p.

## ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ЛЕГИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ $\text{TlGaSe}_2$ и $\text{TlInS}_2$

*Кааби Сабах Абед Дауд<sup>1</sup>, Н.А.Дроздов<sup>2</sup>, Ал.В.Скрипаль<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Белорусский государственный университет

E-mail: skripala\_v@info.sgu.ru

Исследовано влияния легирования примесями Ag, Al, B, Er, Fe, Nd, Tb в концентрациях от 0,1 до 3 % кристаллов  $\text{TlGaSe}_2$  и  $\text{TlInS}_2$  на оптическое поглощение света в этих кристаллах. Для определения ширины запрещенной зоны кристаллов  $\text{TlGaSe}_2$  и  $\text{TlInS}_2$  и определения влияния легирующей примеси на её величину были проведены расчеты по методике Тауца. Измерения и расчет для исследованных образцов  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$ , выполнены как для прямых, так и непрямых оптических переходов. Проанализированы спектры пропускания кристаллов  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$ , легированных Ag, характеризующиеся наличием двух участков с различной энергией активации.

**Ключевые слова:** тройные полупроводниковые соединения  $\text{TlGaSe}_2$ ,  $\text{TlInS}_2$ , запрещенная зона, оптическое поглощение, оптическое пропускание, легирующая примесь.

Исследования материалов  $\text{TlGaSe}_2$  и  $\text{TlInS}_2$  ведутся достаточно интенсивно в силу уникальности их оптических и электрофизических свойств и значительных перспектив их практического использования. Активно исследуется влияние дефектно-примесной подсистемы кристаллов на специ-

фику их физических свойств и особенности низкотемпературных фазовых переходов.

Однако сведений о влиянии конкретных легирующих примесей на свойства таких материалов недостаточно. В связи с этим целью данной работы являлось установление особенностей влияния легирования примесями Ag, Al, B, Er, Fe, Nd, Tb в концентрациях от 0,1 до 3 % кристаллов  $TlGaSe_2$  и  $TlInS_2$  на оптическое поглощение света в этих кристаллах.

Измерение спектров пропускания осуществлялось с использованием спектрофотометра MC 122 («Proscan Special Instruments» Беларусь). Спектральный диапазон измерений составлял от 200 до 1100 нм, диапазон измерений коэффициентов пропускания – от 1 до 100 %. Спектры отражения измерялись с помощью приставки отражения к спектрометру MC 122. Диапазон углов отражения, доступных при измерении спектров отражения  $20^\circ - 180^\circ$ .

На рис. 1 представлены кривые пропускания для всех исследованных образцов. Как видно из рисунка, имеются две четко различимые группы спектров, соответствующие типам кристаллов.

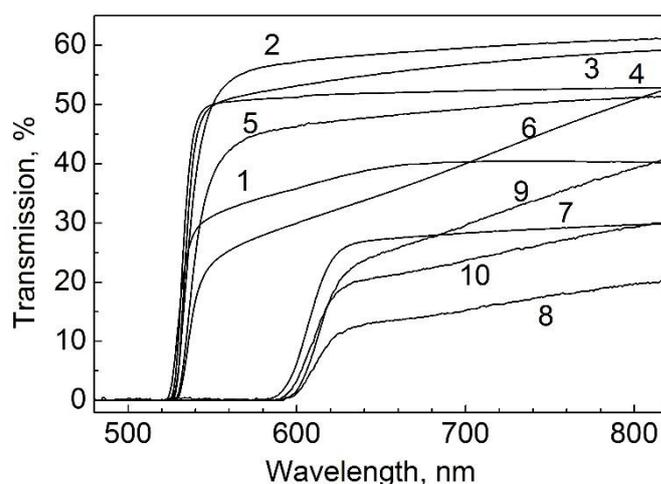


Рисунок 1. Спектры оптического пропускания образцов  $TlGaSe_2$  и  $TlInS_2$ , легированных разными примесями (см. табл. 1).

Таблица 1. Образцы, используемые для измерения оптического поглощения

Номер образца	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Материал	$TlInS_2$					$TlGaSe_2$				
Легир. примесь	Al	B	Tb	Er	Fe	Ag	Nd	Tb	Ag	B
Концентрация примеси, %	0.1	1	0.1	0.1	0.1	0.2	0.1	0.1	0.1	3

Анализ спектров пропускания показал, что край поглощения, измеренный по началу пропускания света для исследованных групп образцов, составляет:  $2,105 \pm 0,025$  эВ для  $\text{TlGaSe}_2$ ,  $2,348 \pm 0,014$  эВ для  $\text{TlInS}_2$ . Это согласуется с величинами ширины запрещенной зоны  $E_g$ , известными из литературных данных [1, 2].

Для более точного определения значений  $E_g$  и установления влияния примесей на ширину запрещенной зоны  $E_g$  дополнительно были проведены расчеты  $E_g$  по методике Тауца [3]. Измерения и расчет для исследованных образцов  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$ , выполненные как для прямых, так и непрямых переходов, позволяют сделать вывод, что влияние примесного состава на ширину запрещенной зоны обнаружено не было.

Анализ спектров пропускания показывает, что кристаллы  $\text{TlInS}_2$  и  $\text{TlGaSe}_2$ , легированные Ag, имеют более сложный характер поглощения света. На кривых пропускания у этих материалов имеется по два участка спектра с разным наклоном. Одной из причин наблюдаемого эффекта может быть способность серебра к интеркаливанию в слоистых кристаллах  $\text{A}^3\text{B}^3\text{C}^6_2$  [4], т.е. встраиванию атомов Ag в Ван-дер-ваальсовскую щель без существенного искажения массива основной решетки. При этом в матричной решетке организуется несоразмерная сверхрешетка, возможно сформированными в ней квантовыми точками. При этом зона Бриллюэна слоистого кристалла с несоразмерной сверхструктурой в направлении оси  $C$  свернется на кратное число периода сверхрешетки. Поскольку оптические дисперсионные ветви в этом направлении бездисперсионны [5], то и плотность состояний в этом направлении будет иметь линейчатый характер. Согласно [6] это является основным критерием возникновения условия пространственного квантования. В этом случае сформированная сверхрешетка будет обладать всеми признаками обычной решетки, но растянутой в пространстве. Такая сверхрешетка будет иметь существенно меньшие значения энергетических щелей типа  $E_g$ , и, следовательно, меньший (более пологий) наклон на кривой оптического пропускания.

Таким образом, можно утверждать, что измерения спектров пропускания и отражения образцов  $\text{TlGaSe}_2$ ,  $\text{TlInS}_2$  и последующий расчет ширины запрещенной зоны  $E_g$  показали, что при легировании примесями в обозначенных количествах  $E_g$  сохраняет значения, известные из литературных данных для нелегированных материалов. Экспериментально показано, что спектры пропускания материалов  $\text{TlGaSe}_2$  и  $\text{TlInS}_2$ , легированных серебром, содержат помимо обычного участка с наклоном, определяемым  $E_g$ , участок с гораздо меньшим наклоном. Это можно интерпретировать как возникновение в матричной решетке несоразмерной сверхрешетки вследствие интеркаляции серебра в Ван-дер-ваальсовскую щель без существенного искажения массива основной решетки.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005 и № 8.7628.2017/БЧ).*

#### **Библиографический список**

1. *Hanias M, Anagnostopoulos A N, Kambas K.* Electrical and Optical properties of as-grown TlInS<sub>2</sub>, TlGaSe<sub>2</sub> and TlGaS<sub>2</sub> single crystals // J. Mater. Res. Bull., 1992, V. 27, P. 25–38.
2. *Allakhverdiev K.R., Mammadov T.G., Suleymanov R.A. and Gasanov N.Z.* Deformation effects in electronic spectra of the layered semiconductors TlGaS<sub>2</sub>, TlGaSe<sub>2</sub> and TlInS<sub>2</sub> // J. Phys.: Condens. Matter., 2003, V.15, P. 1291–1298.
3. *Тауц Я.* Оптические свойства полупроводников. М.: Мир, 1967, 74 с.
4. *Сардарлы Р.М., Самедов О.А., Садыхов И.Ш., Зейналова Э.А., Сардарлы Т.Ю.* Сегнетоэлектрические и электрические свойства интеркалированных Ag кристаллов TlInS<sub>2</sub> // Материалы Международной конференции «Физика-2005», 7-9 июня 2005 года, Баку, Азербайджан, С. 396–400.
5. *Сардарлы Р.М.* Колебательные спектры соединений A<sup>3</sup>B<sup>3</sup> и A<sup>3</sup>B<sup>3</sup>C<sup>6</sup><sub>2</sub>. Элм, Баку, 2004, 225 с.
6. *Алферов Ж.И.* История и будущее полупроводниковых гетероструктур // Физика и техника полупроводников. 1998, Т. 32, № 1, С. 3–18.

## **ОСОБЕННОСТИ ТОКОПРОХОЖДЕНИЯ В СТРУКТУРАХ Al/a-Si/por-Si/c-Si/Al**

*Д.О. Кочнев, Д.В. Терин*

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: kochnevdo@mail.ru

В данной работе было проведено исследование особенностей токопрохождения в структурах Al/a-Si/por-Si/c-Si/Al на основе анализа полученных вольтамперных характеристик. Были рассчитаны диодные параметры структур, такие как коэффициент неидеальности и высота барьера. Установлено, что свойства полученных структур соответствуют свойствам изотипных гетеропереходов.

**Ключевые слова:** пористый кремний, аморфный кремний, вольтамперная характеристика, изотипный гетеропереход

В связи со стремительным развитием солнечной энергетики в мире продолжает оставаться актуальной проблема повышения КПД кремниевых солнечных элементов. Главным решением этой проблемы сегодня является нанесение на рабочую поверхность полупроводника просветляющего покрытия для уменьшения потерь на отражение. Получение на поверхности слоев пористого и аморфного кремния ввиду простоты и дешевизны технологии являются наименее затратными решениями проблемы оптических потерь. На сегодняшний день сообщалось о перспективности использования слоев как отдельно пористого кремния (por-Si) [1], так и сочетания

аморфного (a-Si) и пористого слоев [2]. Последнее представляет для нас особый интерес, так как наименее исследовано.

В качестве исходных подложек нами использовались пластины монокристаллического кремния (с-Si) p-типа проводимости с удельным сопротивлением 5 Ом×см и ориентацией <111>. После предварительной очистки ацетоном и деионизованной водой, подложки подвергались двухэтапному процессу металл-стимулированного химического травления при комнатной температуре: осаждению на поверхность частиц серебра в водном растворе 5М HF 0,01М AgNO<sub>3</sub> (1 мин.) и травлению в водном растворе 5М HF 0,5М H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (1 ч.). Часть поверхности образцов была защищена от травления. Для удаления из пор серебра образцы помещались в 60% раствор HNO<sub>3</sub> на 1 ч. Толщина полученного слоя por-Si была измерена на сканирующем электронном микроскопе TESCAN MIRA II LMU и составила ≈3 мкм. Затем на поверхность por-Si осуществлялось напыление a-Si с помощью системы магнетронного напыления Angstrom Engineering NexDep при рабочем давлении 2,7·10<sup>-1</sup> Па в атмосфере аргона. Оцененная толщина полученного слоя составила ≈0,1 мкм. Далее, для проведения электрических измерений, на поверхности образцов методом термического напыления на установке ВУП-5 были сформированы алюминиевые контакты (Al) к слою пористого кремния por-Si и поверхности с-Si, которая была защищена от травления.

Измерения вольтамперных характеристик (ВАХ) проводились с помощью анализатора полупроводниковых приборов Agilent B1500А и зондовой станции Cascade Microtech EPS150TESLA. Измерения проводились нами в диапазоне от -20 до 20 В с шагом 0,4 В на скорости 0,2 В/с при комнатной температуре (Рис. 1). Условия измерений задавались с помощью ПО Agilent EasyEXPERT.

Из уравнения Шокли для диода (1) был определен коэффициент неидеальности:

$$I = I_s \left( \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right) \quad (1)$$

Из уравнения тока насыщения (2) была определена высота барьера:

$$I_s = aAT^2 \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2)$$

Где  $A = 32 \text{ А/см}^2 \times \text{К}^2$  – эффективная постоянная Ричардсона для Si p-типа [3].

Мы полагаем, что токопрохождение в исследованных структурах определяется главным образом изотипным p–p гетеропереходом между с-Si и более широкозонным por-Si, аналогично [4,5]. Наблюдаемый эффект гистерезиса ВАХ может быть объяснен наличием локализованных электронных состояний в por-Si и a-Si, обусловленных обрывом кристаллической решетки и присутствием поверхностных дефектов, которые играют роль ловушек для носителей заряда.

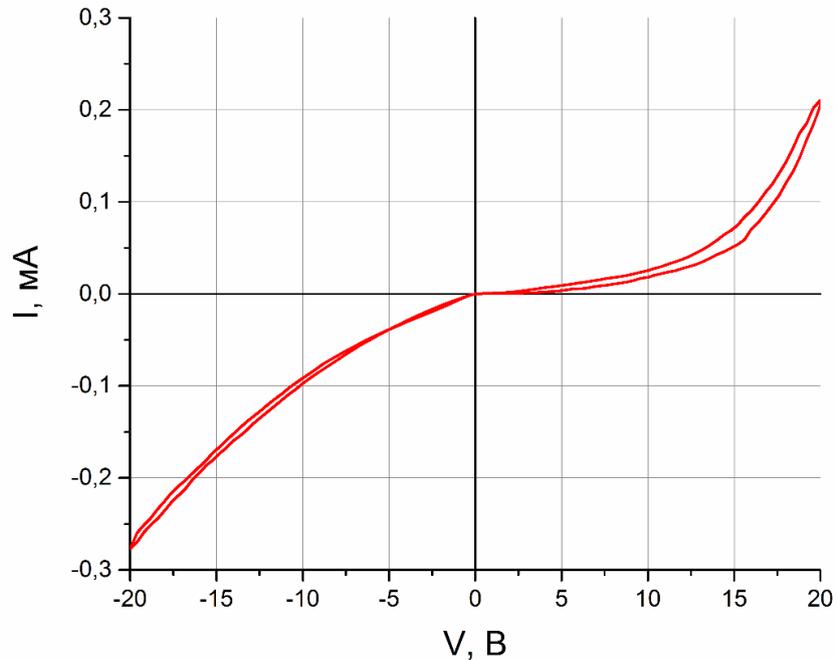


Рисунок 1. Полученная ВАХ структур Al/a-Si/por-Si/c-Si/Al

Локализация в таких ловушках носителей заряда приводит к образованию объемного электростатического заряда, ввиду этого становится заметным влияние емкостных характеристик пористой структуры на токопрохождение. Емкостная составляющая тока начинает оказывать заметное влияние на величину суммарного тока при перемене знака скорости изменения напряжения (3) и в результате наблюдается гистерезис.

$$I_{\Sigma} = I_0 + C \frac{dU}{dt} \quad (3)$$

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-07-00752.*

#### Библиографический список

1. Ramizy A. et al. Improved performance of solar cell based on porous silicon surfaces // Optik. 2011, V. 122, Issue 23, P. 2075-2077.
2. Ben Slama S., Hajji M., Ezzaouia H. Crystallization of amorphous silicon thin films deposited by PECVD on nickel-metalized porous silicon // Nanoscale Research Letters, 2012, V.7, №464, P. 1–6.
3. Rahmani M., Amdouni S., Zaibi M., Meftah A. Effect of Etching Duration on the Morphological and Opto-Electrical Properties of Silicon Nanowires Obtained by Ag-Assisted Chemical Etching // Silicon, 2020, February, P. 1–9.
4. Бучин Э.Ю., Лаптев А.Н., Проказников А.В., Рудь Н.А., Световой В.Б., Чирков А.Н. Электролюминесценция и вольтамперные характеристики структур на основе пористого кремния n-типа // Письма в ЖТФ, 1997, Т. 23, Вып. 11, С. 70–77.
5. Лаптев А.Н., Проказников А.В., Рудь Н.А. Гистерезис вольт-амперных характеристик светоизлучающих структур на пористом кремнии // Письма в ЖТФ, 1997, Т. 23, Вып. 11, С. 59–65.

# 2 ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТОНКОПРОВОЛОЧНЫХ МНОГОЗАХОДНЫХ ГАММАДИОНОВ

*О.В.Осипов<sup>1</sup>, М.К. Троицкая<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,  
г. Самара

<sup>2</sup>ИП «Троицкая Марина Константиновна», г. Волгоград  
E-mail: o.osipov@psuti.ru

В работе рассматривается построение математических моделей киральных метаматериалов на основе упорядоченных совокупностей тонкопроволочных многозаходных гаммадионов. На основе модели Максвелла-Гарнетта и учета пространственной дисперсии получены частотно зависимые выражения для эффективной диэлектрической проницаемости и параметра киральности для исследуемого метаматериала. В качестве примера рассмотрено решение задачи об отражении плоской электромагнитной волны от планарного слоя метаматериала на основе тонкопроволочных многозаходных гаммадионов.

**Ключевые слова:** метаматериал, киральная среда, электромагнитная волна, киральность, зеркально асимметричный элемент, гаммадион, отражение.

В настоящее время в электродинамике СВЧ и оптике активное внимание уделяется исследованию различных типов метаматериалов [1, 2], которые представляют собой композиционные структуры из материалов естественного происхождения. Любой метаматериал представляет собой совокупность однородного контейнера, в котором размещаются включения (элементы) из другого материала. Из широкого класса метаматериалов можно выделить киральные среды (метаматериалы) [3-5], в которых в качестве элементов используются проводящие включения зеркально асимметричной формы. Киральные метаматериалы обладают рядом уникальных, с точки зрения их применения, электромагнитных свойств и могут использоваться при создании «невидимых», малоотражающих узкополосных покрытий, частотно и поляризационно селективных устройств, фильтров и др.

В большинстве случаев киральный метаматериал представляет собой совокупность однородного диэлектрического контейнера с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_c$  и относительной магнитной проницаемостью  $\mu_c$  и зеркально асимметричных элементов (компонент). Данные элементы равномерно размещаются и хаотически ориентируются в диэлек-

трическом контейнере. Киральный метаматериал обладает пространственной дисперсией.

В данной работе в качестве микровключений зеркально асимметричной формы использовались проводящие тонкопроволочные элементы в форме многозаходных гаммадионов, равномерно размещенные в однородном диэлектрическом контейнере. Схематический вид кирального метаматериала и элемента приведен на рис. 1. Гаммадион состоит из двух взаимортогональных S-элементов. Однозаходным называется гаммадион, состоящий из 2-ух S-элементов ( $N=1$ ). На рис. 1 приведен также двухзаходный гаммадион ( $N=2$ ). Для характеристики гаммадиона вводятся три параметра:  $R$  — радиус;  $H$  — высота;  $N$  — число заходов. В метаматериале гаммадионы равномерно распределены друг от друга на расстоянии  $L$ , а их оси хаотически ориентированы. Последнее условие обеспечивает киральность метаматериала.

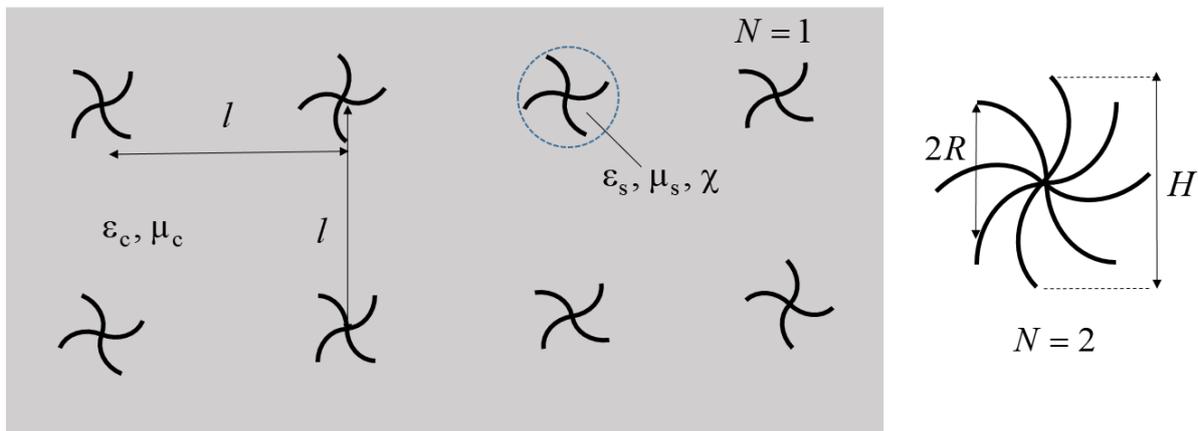


Рисунок 1. Киральный метаматериал на основе тонкопроволочных многозаходных гаммадионов.

Материальные уравнения для киральной среды имеют следующий вид [3-5]:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \mp i\chi \vec{H}; \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \pm i\chi \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — относительная эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала (как пространственной структуры, состоящей из контейнера и киральных элементов);  $\mu$  — относительная магнитная проницаемость;  $\chi$  — относительный параметр киральности метаматериала. Материальные уравнения (1) записаны в Гауссовой системе единиц и справедливы для гармонической зависимости векторов электромагнитного поля от времени.

Для описания пространственной структуры кирального метаматериала воспользуемся наиболее часто применимой к метаматериалам, моделью Максвелла-Гарнетта [6]:

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon + 2\varepsilon_c} = \alpha \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_c}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_c}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_s$  — относительная диэлектрическая проницаемость области, занятой киральным элементом (на рис. 1 область представляет шар, показанный штриховой линией);  $\alpha$  — поверхностная концентрация гаммадионов.

Из соотношения (2) получается формула для относительной эффективной диэлектрической проницаемости метаматериала:

$$\varepsilon = \varepsilon_c \frac{1 + 2\alpha\varepsilon_x}{1 - \alpha\varepsilon_x}; \quad \varepsilon_x = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_c}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_c}. \quad (3)$$

Соотношения (3) определяют эффективную диэлектрическую проницаемость метаматериала через относительные диэлектрические проницаемости контейнера и области, занятой киральными элементами.

Для описания дисперсионных зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости и параметра киральности в работе использовалась модель, аналогичная модели Кондона для оптически активной среды [7]:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_c + \frac{\beta_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \chi(\omega) = \frac{A\beta_0^2 c^{-1}\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

где  $c$  — скорость электромагнитной волны в вакууме;  $A$  — параметр, имеющий размерность длины и связанный с расстоянием между элементами;  $\beta_0$  — параметр, имеющий размерность частоты и связанный с внутренними процессами в среде.

Резонансная частота  $\omega_0$  определяется формой и размерами тонкопроволочного многозаходного гаммадиона и толщиной контейнера  $h$  :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_c \mu_c}} \frac{\sqrt{2A_0 h}}{NR \sqrt{\pi H (4A_0 + h)}}. \quad (4)$$

В работе была решена задача о падении плоской электромагнитной волны линейной поляризации на планарный слой из кирального метаматериала на основе тонкопроволочных многозаходных гаммадионов. На исследуемую метаструктуру из вакуума падает плоская однородная электромагнитная волна с линейной поляризацией под произвольным углом  $\theta$ .

Задача решалась следующим образом. Сначала были получены выражения для векторов электромагнитного поля в киральном метаматериале с использованием соотношений (1) и уравнений Максвелла, а также в окружающих вакуумных областях. Данные соотношения содержат неизвестные коэффициенты отражения и прохождения основной и кросс-поляризованной компонент полей, а также локальные коэффициенты отражения и прохождения волн с право и левокруговыми поляризациями в

киральном слое. На следующем этапе были использованы стандартные граничные условия, заключающиеся в равенстве тангенциальных составляющих векторов электромагнитного поля на границах раздела областей. В результате относительно неизвестных коэффициентов получена система из 8-ми линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которая далее решалась численными методами. При расчетах материальных параметров кирального метаматериала использовались соотношения (2) и (3), учитывающие построенную модель кирального метаматериала.

СЛАУ может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{A}} \vec{\mathbf{X}} &= \vec{\mathbf{P}}; \\ \vec{\mathbf{X}} &= \left\{ r_{ee}, r_{eh}, T_R^{(+)}, T_R^{(-)}, T_L^{(+)}, T_L^{(-)}, t_{ee}, t_{eh} \right\}^T, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\vec{\mathbf{A}}$  — квадратная матрица размерностью  $8 \times 8$ , элементы которой определяются из граничных условий;  $\vec{\mathbf{P}}$  — вектор-столбец со свободными членами, вид которых определяется типом поляризации падающей волны;  $r_{ee}, r_{eh}$  — коэффициенты отражения основной и кросс-поляризованной волн от метаматериала;  $T_{R,L(2,3)}^{(\pm)}$  — коэффициенты отражений и прохождения волн с право- и левокруговыми поляризациями в киральном слое;  $t_{ee}, t_{eh}$  — коэффициенты прохождения основной и кросс-поляризованной волн через метаматериал.

В результате численного анализа частотных зависимостей модулей коэффициентов отражения и прохождения было доказано, что при определенном наборе значений геометрических параметров метаматериала наблюдается режим частотно-селективной концентрации падающей СВЧ энергии, то есть вблизи определенной частоты электромагнитная волна практически не отражается и не проходит через метаматериал, а переизлучается элементами в области кирального слоя.

Этот эффект может быть использован при создании СВЧ-хабов для концентрации СВЧ энергии с целью дальнейшего преобразования в постоянный электрический ток при помощи ректенн.

#### Библиографический список

1. *Capolino F.* Theory and Phenomena of Metamaterials // CRC Press/Taylor & Francis, 2009, 992 p.
2. *Tie J.C., Smith, D.R., Ruopeng Liu.* Metamaterials: Theory, Design and Application // Springer, 2010, 376 p.
3. *Lindell I.V.* Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media // London: Artech House, 1994, 291 p.
4. *Tretyakov S.A.* Electrodynamics of complex media: chiral, biisotropic and some bianisotropic materials // Radio engineering and electronics, 1994, V 39, № 10, P. 1457-1470.

5. *Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V.* Time-harmonic electro-magnetic fields in chiral media. Lecture Notes in Physics // Berlin: Heidelberg and Boston: Springer-Verlag, 1989, 121 p.
6. *Сушко М.Я., Крисъкив С.К.* Метод компактных групп в теории диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // Журнал технической физики, 2009, Т.79, Вып. 3, С. 97-101.
7. *Semchenko I.V., Tretyakov S.A., Serdyukov A.N.* Research on chiral and bianisotropic media in Byelorussia and Russia in the last ten years // Progress In Electromagnetics Research, 1996, V.12, P. 335-370.

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ТОНКОПРОВОЛОЧНЫХ СОСТАВНЫХ СПИРАЛЕЙ

*М.В. Аралкин<sup>1</sup>, А.Н. Дементьев<sup>2</sup>, О.В. Осипов<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Военная академия Ракетных войск стратегического назначения  
им. Петра Великого, г. Балашиха

<sup>2</sup>МИРЭА - Российский технологический университет, г. Москва

<sup>3</sup>Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,  
г. Самара

E-mail: o.osipov@psuti.ru

В работе рассматривается построение математических моделей киральных метаматериалов на основе упорядоченных совокупностей тонкопроволочных трехмерных составных спиралей. На основе модели Максвелла-Гарнетта и учета пространственной дисперсии получены частотно зависимые выражения для эффективной диэлектрической проницаемости и параметра киральности для исследуемого метаматериала. В качестве примера рассмотрено решение задачи об отражении плоской электромагнитной волны от планарного слоя метаматериала на основе трехмерных тонкопроволочных составных спиралей.

**Ключевые слова:** метаматериал, киральная среда, электромагнитная волна, киральность, зеркально асимметричный элемент, спираль, отражение.

Исследования электромагнитных свойств искусственных сред, называемых метаматериалами [1, 2] в настоящее время являются весьма актуальными и значимыми, с точки зрения практического их применения и получения электромагнитных свойств, не присущих средам естественного происхождения. В общем случае метаматериал представляет собой совокупность однородного контейнера, в котором размещаются компоненты (элементы) из другого материала. Существует особый класс метаматериалов — киральные среды [3-5], в которых в качестве компонентов присутствуют проводящие элементы зеркально асимметричной формы. Области применения киральных метаматериалов — малоотражающие и невидимые покрытия, поляризационные устройства, частотно селективные концентраторы СВЧ энергии. Киральные элементы, зачастую, используются для создания сред с отрицательным преломлением.

Киральный метаматериал состоит из однородного диэлектрического контейнера с относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_c$  и относительной магнитной проницаемостью  $\mu_c$  и зеркально асимметричных элементов. Данные элементы равномерно размещаются и хаотически ориентируются в диэлектрическом контейнере.

В данной работе в качестве микровключений зеркально асимметричной формы использовались трехмерные тонкопроволочные элементы в форме составных спиралей, равномерно размещенные в однородном диэлектрическом контейнере. Составная спираль — это разомкнутый элемент, состоящий из 2-ух и более тонкопроволочных спиралей, которые накручены на единую цилиндрическую основу. Число спиралей, накрученных на единую основу определяет порядок составной спирали  $N$ . Каждая спираль, в свою очередь, характеризуется количеством витков  $M_i (i=1, \dots, N)$ , радиусом витка  $R_i$ , длиной в развернутом состоянии  $l_i$  и шагом  $h_i$ . Толщина контейнера  $H$ . В метаматериале составные спиральные элементы равномерно распределены друг от друга на расстоянии  $L$ , а их оси хаотически ориентированы. Последнее условие обеспечивает киральность метаматериала. На рис. 1 показана составная спираль 2-го порядка.

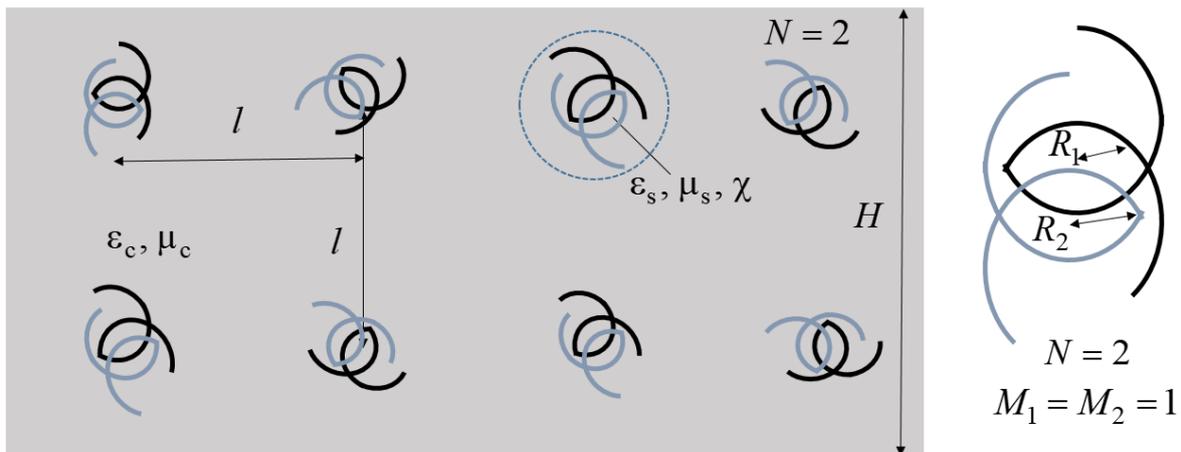


Рисунок 1. Киральный метаматериал на основе тонкопроволочных многозаходных гаммадионов.

В работе используются материальные уравнения для киральной среды в нотации Линделла-Сиволы [3, 4]:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \mp i\chi \vec{H}; \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \pm i\chi \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — относительная эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала (как пространственной структуры, состоящей из контейнера и киральных элементов);  $\mu$  — относительная магнитная проницаемость;

$\chi$  — относительный параметр киральности метаматериала. Материальные уравнения (1) записаны в Гауссовой системе единиц и справедливы для гармонической зависимости векторов электромагнитного поля от времени.

Для описания структурных свойств метаматериала в работе используется модель Максвелла-Гарнетта [6]:

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_c}{\varepsilon + 2\varepsilon_c} = \alpha \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_c}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_c}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_s$  — относительная диэлектрическая проницаемость области, занятой киральным элементом (на рис. 1 область представляет шар, в который вписан составной спиральный элемент, показанный штриховой линией);  $\alpha$  — поверхностная концентрация киральных элементов.

Из соотношения (2) получается формула для относительной эффективной диэлектрической проницаемости метаматериала:

$$\varepsilon = \varepsilon_c \frac{1 + 2\alpha\varepsilon_x}{1 - \alpha\varepsilon_x}; \quad \varepsilon_x = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_c}{\varepsilon_s + 2\varepsilon_c}. \quad (3)$$

Выражение (3) дает возможность определить эффективную диэлектрическую проницаемость метаматериала через относительные диэлектрические проницаемости контейнера и области, занятой составными спиралью.

Для определения частотных зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости метаматериала и относительного параметра киральности в данной работе использовалась следующая модель [7]:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_c + \frac{\beta_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \chi(\omega) = \frac{A\beta_0^2 c^{-1}\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

где  $c$  — скорость электромагнитной волны в вакууме;  $A$  — параметр, имеющий размерность длины и связанный с расстоянием между элементами;  $\beta_0$  — параметр, имеющий размерность частоты и связанный с внутренними процессами в среде. Соотношения (3) и (4) совместно определяют математическую модель кирального метаматериала.

Резонансная частота составного спирального элемента  $\omega_0$  определяется размерами спиралей в структуре составного элемента и толщиной контейнера  $h$  :

$$\omega_0 = \left[ \prod_{i=1}^M L_i \left( \sum_{i=1}^M L_i \right)^{-1} \sum_{i=1}^M C_i \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

где  $L_i$  — индуктивность спирали в составном элементе;  $C_i$  — емкость спирали в составном элементе.

В работе была решена задача о падении плоской электромагнитной волны линейной поляризации на планарный слой из кирального метаматериала на основе тонкопроволочных составных спиральных элементов. На исследуемую метаструктуру из вакуума падает плоская однородная электромагнитная волна с перпендикулярной поляризацией под произвольным углом  $\theta$ . Задача решалась методом частичных областей. На первом этапе были получены выражения для векторов электромагнитного поля в киральном метаматериале с использованием соотношений (1) и уравнений Максвелла, а также выражения для поля в окружающих вакуумных областях. В полученные выражения для векторов электромагнитного поля входят неопределенные коэффициенты отражения и прохождения основной и кросс-поляризованной компонент полей, а также локальные коэффициенты отражения и прохождения волн с право и левокруговыми поляризациями в слое из кирального метаматериала. После применения граничных условий относительно неизвестных коэффициентов отражения и прохождения была получена система из 8-ми линейных алгебраических уравнений следующего вида:

$$\vec{\mathbf{A}} \vec{\mathbf{X}} = \vec{\mathbf{P}}; \quad \vec{\mathbf{X}} = \left\{ r_{ee}, r_{eh}, T_R^{(+)}, T_R^{(-)}, T_L^{(+)}, T_L^{(-)}, t_{ee}, t_{eh} \right\}^T, \quad (5)$$

где  $\vec{\mathbf{A}}$  — квадратная матрица размерностью  $8 \times 8$ , элементы которой определяются из граничных условий;  $\vec{\mathbf{P}}$  — вектор-столбец со свободными членами, вид которых определяется типом поляризации падающей волны;  $r_{ee}, r_{eh}$  — коэффициенты отражения основной и кросс-поляризованной волн от метаматериала;  $T_{R,L(2,3)}^{(\pm)}$  — коэффициенты отражений и прохождений волн с право- и левокруговыми поляризациями в киральном слое;  $t_{ee}, t_{eh}$  — коэффициенты прохождения основной и кросс-поляризованной волн через метаматериал.

В результате численного анализа было доказано, что при определенных значениях геометрических и электрофизических параметров структуры возникает режим частотно селективной концентрации падающей СВЧ энергии на определенной частоте. В этом режиме электромагнитная волна практически не отражается и не проходит через метаматериал, а переизлучается составными спиралью в область слоя метаматериала.

#### Библиографический список

1. *Capolino F.* Theory and Phenomena of Metamaterials // CRC Press/Taylor & Francis, 2009, 992 p.
2. *Tie J.C., Smith, D.R., Ruopeng Liu.* Metamaterials: Theory, Design and Application // Springer, 2010, 376 p.
3. *Lindell I.V.* Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media // London: Artech House, 1994, 291 p.

4. *Tretyakov S.A.* Electrodynamics of complex media: chiral, biisotropic and some bianisotropic materials // Radio engineering and electronics, 1994, V 39, № 10, P. 1457-1470.
5. *Lakhtakia A., Varadan V.K., Varadan V.V.* Time-harmonic electro-magnetic fields in chiral media. Lecture Notes in Physics // Berlin: Heidelberg and Boston: Springer-Verlag, 1989, 121 p.
6. *Сушко М.Я., Крисъкив С.К.* Метод компактных групп в теории диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // Журнал технической физики, 2009, Т.79, Вып. 3, С. 97-101.
7. *Semchenko I.V., Tretyakov S.A., Serdyukov A.N.* Research on chiral and bianisotropic media in Byelorussia and Russia in the last ten years // Progress In Electromagnetics Research, 1996, V.12, P. 335-370.

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОГО НЕВЗАИМНОГО КИРАЛЬНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА

*И.В. Матвеев<sup>1</sup>, О.В. Осипов<sup>1</sup>, Д.Н. Панин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,  
г. Самара  
E-mail: o.osipov@psuti.ru

В работе рассматривается построение математической модели неоднородной невзаимной киральной среды, обладающей комплексным коэффициентом связи. В рамках предложенной модели решена задача о падении волны линейной поляризации на слой из неоднородного невзаимного кирального метаматериала. Получены частотные характеристики модулей коэффициентов отражения основной и кросс- поляризованной волн.

**Ключевые слова:** метаматериал, киральная среда, электромагнитная волна, киральность, невзаимная среда, неоднородная среда, отражение.

Исследования искусственных сред в настоящее время имеет большое значение, что, в первую очередь, связано с широкими возможностями их применения. Композиционные материалы, создаваемые на основе совокупности как минимум двух компонент из различных материалов естественного происхождения, называются метаматериалами. Интерес к ним связан с тем, что их электромагнитные свойства задаются на этапе создания за счет пространственной структуры метаматериала [1, 2]. С другой стороны, достаточно большим классом композиционных сред являются киральные метаматериалы (среды), создаваемые на основе совокупности проводящих элементов зеркально асимметричной формы. Для их описания, наряду с диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостями вводится относительный параметр киральности  $\chi$ , определяющий угол поворота плоскости поляризации волны при прохождении через метаматериал [3, 4]. Более общим классом среды является биизотропная (невзаимная киральная) среда [5], описываемая комплексным показателем связи  $\xi = \beta + i\chi$ , где  $\beta$  — параметр невзаимности среды .

В данной работе рассматривается более обобщенная модель биизотропной среды, которая описывает неоднородность в поперечном направлении биизотропной среды, то есть  $\xi(x) = \beta(x) + i\chi(x)$ , где функции  $\beta(x)$  и  $\chi(x)$  определяют поперечные профили неоднородности параметров невзаимности и киральности, соответственно.

В предлагаемой работе решена задача о падении волны линейной поляризации на слой из неоднородного невзаимного кирального метаматериала. На рис. 1 показана геометрия задачи. Области 1 и 2 на рисунке являются вакуумными. Неоднородный биизотропный слой описывается набором материальных параметров:  $\varepsilon, \mu, \chi(x), \beta(x)$ .

В работе используются материальные уравнения для биизотропной среды в нотации Линделла-Сиволы [3, 4]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 (\varepsilon \vec{E} + \xi_\beta Z_0 \vec{H}); \quad \vec{B} = \mu_0 (\mu \vec{H} + \xi_\alpha Z_0^{-1} \vec{E}), \quad (1)$$

где  $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$  — характеристическое сопротивление вакуума;  $\xi_\alpha \equiv \xi = \beta + i\chi$ ;  $\xi_\beta \equiv \xi^* = \beta - i\chi$ ;  $\xi(x)$  — параметр связи биизотропного метаматериала.

На первом этапе решения задачи были определены векторы напряженностей электрического и магнитного полей в областях 1 и 2 для случаев падения на слой волн с перпендикулярной и параллельной поляризациями.

Далее из материальных уравнений (1) и уравнений Максвелла для электромагнитного поля в биизотропной среде получена следующая система дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\xi_y(t)}{dt} = \hat{\mathbf{A}} \xi_z(t); \quad \frac{d\xi_z(t)}{dt} = \hat{\mathbf{B}} \xi_y(t); \quad \xi_x(t) = \hat{\mathbf{C}} \xi_y(t), \quad (2)$$

где  $t = x/l$  — координата, нормированная на толщину слоя;  $\xi_{x,y,z}$  — спиноры, состоящие из функций, характеризующих напряжённость электрического и магнитного полей.

В выражениях (2) введены следующие обозначения:

$$\xi_{x,y,z}(t) = \begin{pmatrix} U_{x,y,z}(t) \\ V_{x,y,z}(t) \end{pmatrix}; \quad \hat{\mathbf{A}} = ik_0 l \hat{\mathbf{M}}_1; \quad \hat{\mathbf{C}} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \sin \theta}{\varepsilon \mu - \xi_\alpha \xi_\beta} \hat{\mathbf{M}}_2; \quad (3)$$

$$\hat{\mathbf{B}} = ik_0 l \frac{\varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta}{\varepsilon \mu - \xi_\alpha \xi_\beta} \hat{\mathbf{M}}_2 - ik_0 l \hat{\mathbf{M}}_1; \quad \hat{\mathbf{M}}_{1,2} = \begin{pmatrix} \xi_{\alpha,\beta} & \sqrt{\varepsilon \mu} \\ -\sqrt{\varepsilon \mu} & -\xi_\beta \end{pmatrix}.$$

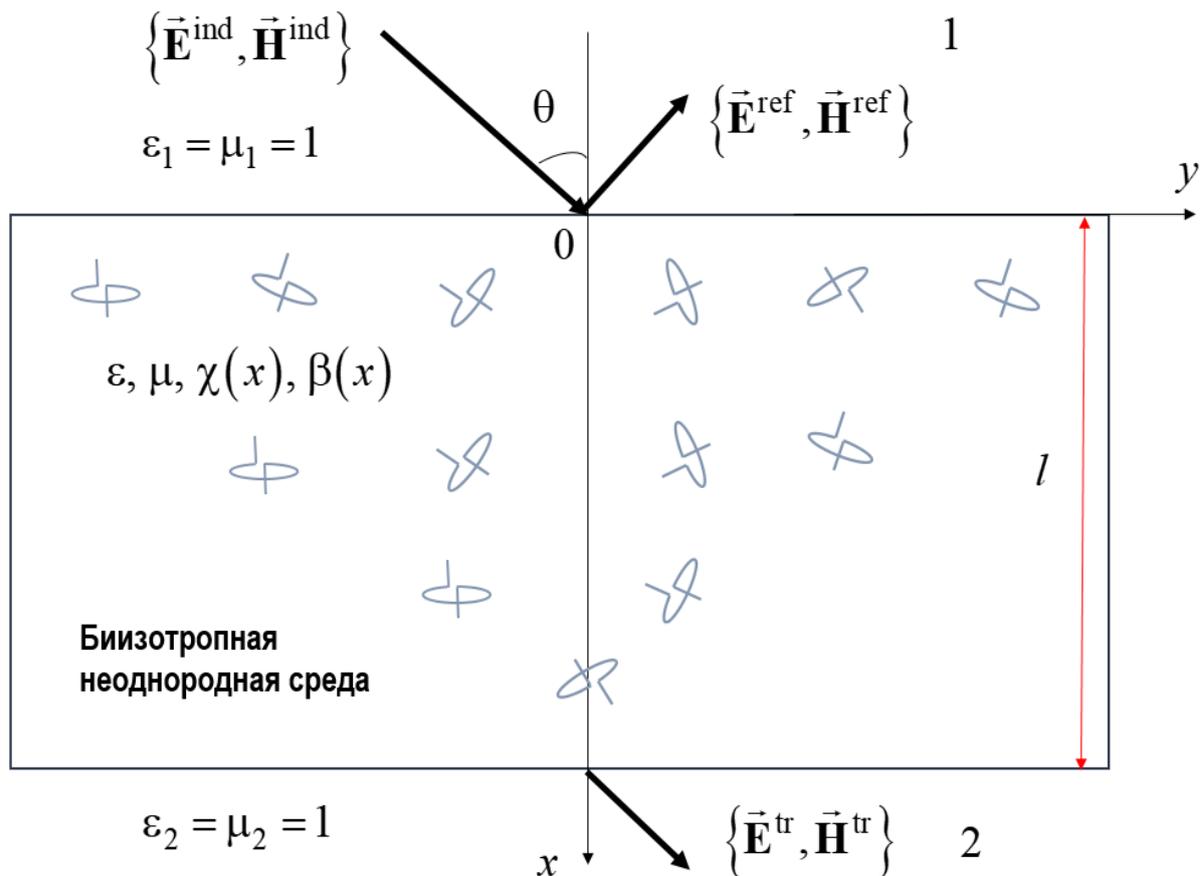


Рисунок 1. Геометрия задачи

Система дифференциальных уравнений (2)-(3) решалась методом дифференциальной прогонки. Также были учтены условия на границах раздела неоднородного биизотропного слоя с областями 1 и 2 при  $t = 0; 1$ . Электромагнитные свойства исследуемого метаматериала описываются набором коэффициентов отражения  $r_{ee}, r_{eh}, r_{hh}, r_{he}$  и прохождения  $t_{ee}, t_{eh}, t_{hh}, t_{he}$ . Здесь уместно отметить, что при падении электромагнитной волны на биизотропный слой происходит кросс-поляризация поля, то есть в структуре появляется ортогональная компонента. Поэтому смысл обозначения коэффициентов следующий: первый индекс определяет тип линейной поляризации падающей волны, а второй индекс — тип линейной поляризации отраженной волны.

В результате выражения для коэффициентов отражения и прохождения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
\begin{pmatrix} r_{ee} \\ r_{eh} \end{pmatrix} &= \hat{\mathbf{M}}_3 \left[ \cos\theta \begin{pmatrix} 0 \\ Z/Z_1 \end{pmatrix} - \hat{\mathbf{a}}(0) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right]; \\
\begin{pmatrix} r_{hh} \\ r_{he} \end{pmatrix} &= \hat{\mathbf{M}}_4 \left[ \begin{pmatrix} \cos\theta \\ 0 \end{pmatrix} + \hat{\mathbf{a}}(0) \begin{pmatrix} 0 \\ Z/Z_1 \end{pmatrix} \right]; \\
\begin{pmatrix} t_{ee} \\ t_{eh} \end{pmatrix} &= e^{i\delta} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & Z_2/Z \end{pmatrix} \xi_y(1); \quad \begin{pmatrix} t_{hh} \\ t_{he} \end{pmatrix} = e^{i\delta} \begin{pmatrix} 0 & Z_2/Z \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \xi_y(1); \quad (4) \\
\hat{\mathbf{M}}_3 &= \left[ \hat{\mathbf{a}}(0) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & Z/Z_1 \end{pmatrix} - \cos\theta \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -Z/Z_1 & 0 \end{pmatrix} \right]^{-1}; \\
\hat{\mathbf{M}}_4 &= \left[ \cos\theta \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -Z/Z_1 \end{pmatrix} - \hat{\mathbf{a}}(0) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ Z/Z_1 & 0 \end{pmatrix} \right]^{-1}.
\end{aligned}$$

В выражениях (4) введены обозначения:  $\delta = k_0 l \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta}$ ;  $Z_{1,2} = \sqrt{\mu_{1,2} \mu_0 / \varepsilon_{1,2} \varepsilon_0}$  — характеристические сопротивления областей 1 и 2;  $Z = Z_0 \sqrt{\mu/\varepsilon}$  — характеристическое сопротивление невзаимного кирально-го слоя; тензор  $\hat{\mathbf{a}}$  определяется из решения дифференциального уравнения:

$$\begin{aligned}
\hat{\mathbf{a}}' &= \hat{\mathbf{B}} - \hat{\mathbf{a}} \hat{\mathbf{A}} \hat{\mathbf{a}}; \quad \vec{\beta}' = -\hat{\mathbf{a}} \hat{\mathbf{A}} \vec{\eta}; \\
\vec{\eta} &= (\eta_1, \eta_2)^T; \quad \vec{\eta}(1) = (0, 0)^T. \quad (5)
\end{aligned}$$

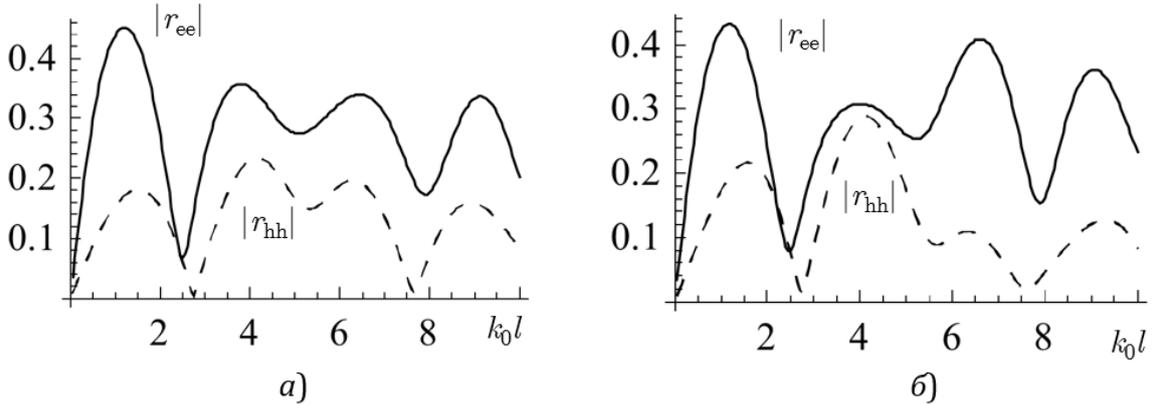


Рисунок 2. Зависимости модулей коэффициентов отражения основных компонент от нормированной частоты

В работе были рассчитаны частотные зависимости модулей коэффициентов отражения и прохождения основных компонент поля оптической волны для различных профилей параметров невзаимности и киральности. На рис. 2 приведены зависимости модулей коэффициентов отражения основных компонент от нормированной частоты  $k_0 l$  (где  $k_0$  —

волновое число для плоской электромагнитной волны в вакууме). Рис. 2а соответствует профилям  $\chi(t) = \chi_m(1 - |1 - 2t|)$ ;  $\beta(t) = \beta_m(1 - |1 - 2t|)$ ; рис.2б —  $\beta(t) = 4\beta_m(t - t^2)$ ;  $\chi(t) = 4\chi_m(t - t^2)$ . Расчёты проводились при следующих значениях:  $\theta = 0$ ,  $\mu = \mu_1 = \mu_2 = 1$ ,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$ ,  $\varepsilon = 2 - 0.1i$ ,  $\beta_m = 0.07$ ,  $\chi_m = 0.5$ . Анализ численных результатов показал, что в случае неоднородной невзаимно киральной среды для случая линейных профилей для случая Н-поляризованной волны даже при наличии потерь в метаматериале удастся получить на нормированной частоте  $t = 2.75$  отсутствие отражения. На данной частоте метаструктура выполняет роль преобразователя произвольной поляризации в Е-поляризацию.

#### Библиографический список

1. *Capolino F.* Theory and Phenomena of Metamaterials // CRC Press/Taylor & Francis, 2009, 992 p.
2. *Tie J.C., Smith, D.R., Ruopeng Liu.* Metamaterials: Theory, Design and Application // Springer, 2010, 376 p.
3. *Lindell I.V.* Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic // London: Artech House, 1994, 291 p.
4. *Tretyakov S.A.* Electrodynamics of complex media: chiral, biisotropic and some bianisotropic materials // Radio engineering and electronics, 1994, V. 39, № 10, P. 1457-1470.
5. *Санников Д.Г., Семенцов Д.И.* Интерференция встречных волн в невзаимной киральной среде // Письма в ЖТФ, 2007, Т.33, Вып. 23, С.19-26.

## РЕЗОНАНСЫ В КОАКСИАЛЬНЫХ БРЭГГОВСКИХ СТРУКТУРАХ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

*Ал.В. Скрипаль<sup>1</sup>, Д.В. Пономарев<sup>1</sup>, О.М. Рузанов<sup>1,2</sup>, И.О. Тимофеев<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>1</sup>АО «НПП «Алмаз», г. Саратов

E-mail: skripala\_v@info.sgu.ru

Исследованы особенности строения разрешенных и запрещенных зон сверхвысокочастотной коаксиальной брэгговской структуры (КБС) с диэлектрическим заполнением. Расчет коэффициентов отражения и прохождения в СВЧ-диапазоне выполнен с использованием метода матрицы передачи. Экспериментальные данные подтверждают результаты расчетов и демонстрируют, что при определенном соотношении электрических длин элементарных структурных единиц КБС можно рассматривать как несколько вложенных друг в друга брэгговских решеток с различным числом ячеек. Установлено, что при смещении нарушения периодичности из центрального слоя наблюдается значительное уменьшение коэффициента пропускания на частоте дефектной моды. При этом частота дефектной моды остается практически неизменной.

**Ключевые слова:** коаксиальные брэгговские структуры, амплитудно-частотные характеристики, электрические длины элементарных структурных единиц, положение нарушения периодичности, дефектная мода.

В СВЧ-диапазоне брэгговские структуры создаются на основе прямоугольных волноводов, микрополосковых, копланарных, щелевых и волноводно-щелевых линий передачи [1–7]. Коаксиальные брэгговские структуры (КБС) [8], выполненные на основе коаксиальных элементов, являющихся одними из наиболее распространенных типов элементов СВЧ волноведущих систем, характеризуются широким рабочим диапазоном частот и отсутствием потерь на излучение.

В настоящей работе сверхвысокочастотная КБС реализована на основе разборного отрезка коаксиальной линии передачи, содержащего внутри диэлектрическое заполнение с периодически изменяющейся диэлектрической проницаемостью. В работе представлены результаты теоретического и экспериментального исследования влияния параметров регулярных отрезков КБС с переменным диэлектрическим заполнением и создаваемых в ней нарушений периодичности на спектры отражения и прохождения СВЧ-излучения.

Для расчета коэффициента прохождения и отражения электромагнитной волны в КБС использовалась матрица передачи  $T$  четырехполюсника сложной структуры, представляющего собой каскадное соединение элементарных четырехполюсников с известными матрицами передачи [1].

Рассматривались одномерные двухкомпонентные симметричные относительно центрального слоя КБС (рис. 1), составленные из 11 или 19 слоёв, в диапазоне частот 0.1–26 ГГц. Нечетные слои КБС представляли собой отрезки с диэлектрическим заполнением из ФЛАНА (листовой наполненный арилокс) ( $\epsilon_a = 8.8$ ), четные – с диэлектрическим заполнением из тефлона ( $\epsilon_b = 2.0$ ). Внутренний диаметр внешнего проводника  $d_{\text{внеш}}$  составлял 7 мм, внешний диаметр внутреннего проводника  $d_{\text{внутр}} = 3$  мм.

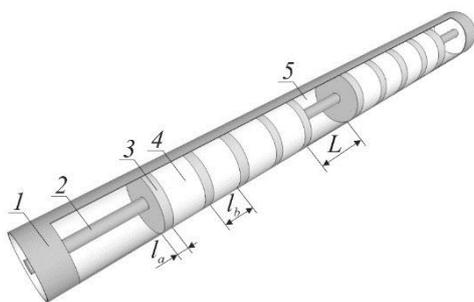


Рисунок 1. Конструкция одномерной СВЧ КБС с нарушением периодичности: 1 и 2 – внешний и внутренний проводники, 3 и 4 – элементы, образующие периодическую структуру, 5 – нарушение периодичности

Длина нечетных слоёв КБС выбиралась равной  $l_a = 4.0$  мм, длина четных –  $l_b = 8.4$  мм. Таким образом, элементарная ячейка моделируемой КБС состоит из двух расположенных друг за другом отрезков КБС с заполнением из ФЛАНА длиной 4.0 мм и из фторопласта длиной 8.4 мм. При

выбранных геометрических длинах отрезков ФЛАНа и фторопласта их электрические длины оказываются равными друг другу  $l_a\sqrt{\varepsilon_a} = l_b\sqrt{\varepsilon_b}$ .

АЧХ такой структуры характеризуются наличием периодически чередующихся разрешенных и запрещенных зон в общем случае разной ширины (рис.2). Однако все запрещенные зоны оказываются одинаковыми друг другу, одинаковыми являются и разрешенные зоны.

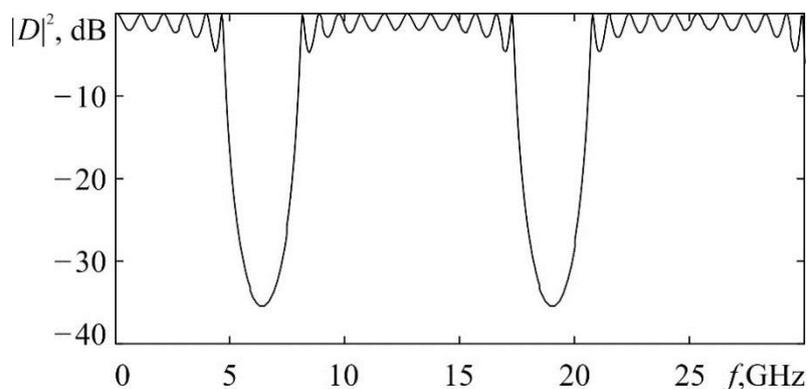


Рисунок 2. АЧХ 11-и слойной КБС при равенстве электрических длин отрезков с заполнением из ФЛАНа и фторопласта.  $l_a = 4.0$  мм,  $l_b = 8.4$  мм,  $\varepsilon_a = 8.8$ ,  $\varepsilon_b = 2.0$

При равенстве электрических длин отрезков с заполнением из ФЛАНа (6 отрезков) и с заполнением из фторопласта (5 отрезков) 11-и слойной КБС, число резонансов  $N_{\text{res}}$ , формирующих разрешенные зоны КБС, равно 11 (см. рис. 2). Это позволяет сделать вывод, что каждый из 11-и отрезков, являющихся структурной единицей КБС, представляет собой элементарную брэгговскую ячейку.

В случае, когда элементарная брэгговская ячейка составлена из двух отрезков, заполненных диэлектриками с различными значениями диэлектрической проницаемости, электрические длины которых не совпадают, но при этом кратны друг другу, в спектре прохождения возникают дополнительные наборы разрешенных и запрещенных зон.

Если электрическая длина нечетных отрезков КБС кратна длине четных, то возникают дополнительные разрешенные зоны с числом резонансов  $N_{\text{res}}$ , образующих эти зоны, равным 6. Если же электрическая длина четных отрезков КБС кратна длине нечетных, то число резонансов  $N_{\text{res}}$ , образующих дополнительные разрешенные зоны равно 5 (см. рис. 3).

Поскольку число резонансов, образующих разрешенные зоны, согласно условию цикличности, определяется числом элементарных ячеек брэгговской структуры, то КБС, демонстрирующие наличие двух типов разрешенных зон с числом резонансных пиков 11 и 6 или 11 и 5, можно рассматривать как две вложенные друг в друга брэгговские решетки с числом элементарных ячеек 11 и 6 или 11 и 5, соответственно.

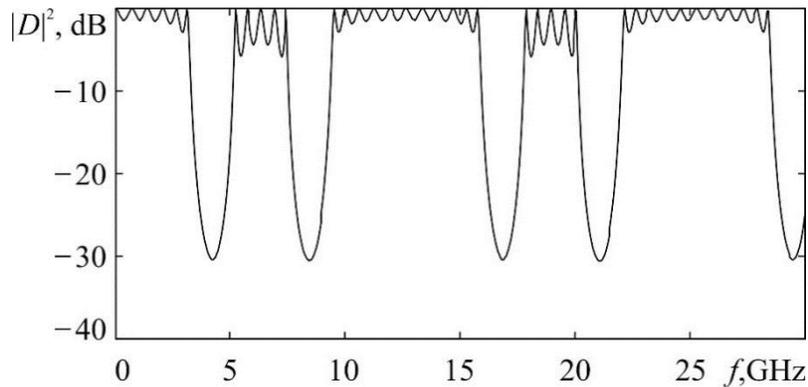


Рисунок 3. АЧХ 11-и слойной КБС при кратности длины отрезков с заполнением из фторопласта длине отрезков с заполнением из ФЛАНа равной 2.  $l_a = 4.0$  мм,  $l_b = 16.8$  мм,  $\epsilon_a = 8.8$ ,  $\epsilon_b = 2.0$

Нами было исследовано влияние местоположения нарушения периодичности внутри КБС в виде воздушного отрезка коаксиальной линии. При малых размерах на частоте дефектной моды в первой запрещенной зоне наблюдается узел стоячей электромагнитной волны, а при больших размерах – пучность.

Результаты расчетов АЧХ КБС при различном положении нарушения периодичности размером  $L_2 = 19.26$  мм внутри КБС представлены рис. 4.

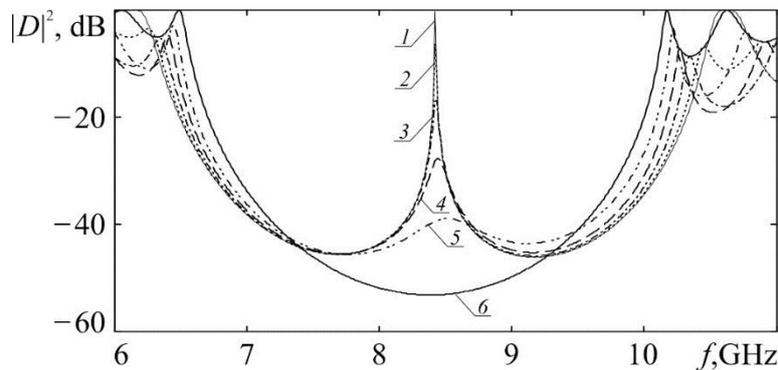


Рисунок 4. АЧХ 19-и слойной КБС при различном положении нарушения периодичности в виде воздушного отрезка коаксиальной линии размером  $L_2 = 19.26$  мм.  $l_a = 2.0$  мм,  $l_b = 8.4$  мм,  $\epsilon_a = 8.8$ ,  $\epsilon_b = 2.0$ . Положение нарушения периодичности в КБС: 1– в 10-м слое, 2– в 8-м слое, 3– в 6-м слое, 4– в 4-м слое, 5– в 2-м слое, 6– КБС без нарушения периодичности

Как следует из результатов расчета при смещении нарушения периодичности из центрального слоя наблюдается значительное уменьшение коэффициента пропускания на частоте дефектной моды. При этом частота дефектной моды остается практически неизменной.

Измерительная секция (см. рис. 5), содержащая исследуемые КБС, подключалась к векторному анализатору цепей Agilent PNA-X Network Analyzer N5242A с помощью 50-омной коаксиальной линии передачи.



Рисунок 5. Измерительная секция сверхвысокочастотной КБС

Как следует из результатов экспериментов, представленных на рис. 6, при смещении нарушения периодичности размером  $L_2 = 19.26$  мм из центрального слоя наблюдается монотонное уменьшение коэффициента пропускания на частоте дефектной моды. При этом частота дефектной моды хорошо согласуется с расчетными значениями, приведенными на рис. 4, и остается практически неизменной. Однако, амплитуда дефектной моды в случае расположения нарушения периодичности в центре КБС оказалась существенно меньше расчетной.

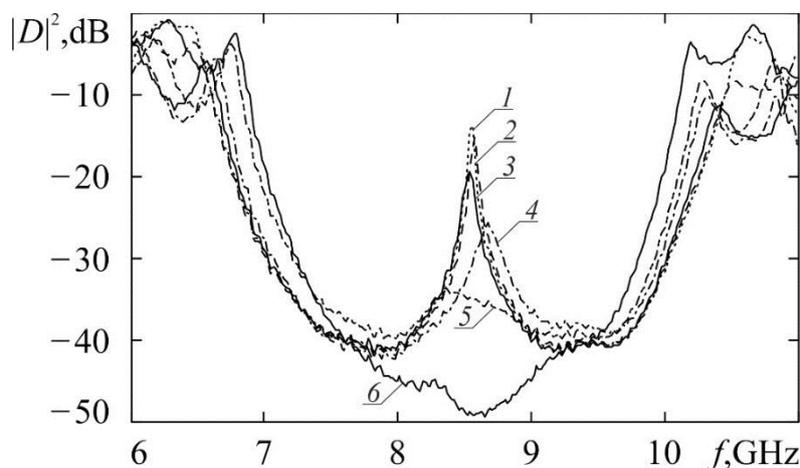


Рисунок 6. Экспериментальные АЧХ 19-и слойной КБС при различном положении нарушения периодичности в виде воздушного отрезка коаксиальной линии размером  $L_2 = 19.26$  мм.  $l_a = 2.0$  мм,  $l_b = 8.4$  мм,  $\epsilon_a = 8.8$ ,  $\epsilon_b = 2.0$ . Положение нарушения периодичности в КБС: 1– в 10-м слое, 2– в 8-м слое, 3– в 6-м слое, 4– в 4-м слое, 5– в 2-м слое, 6– КБС без нарушения периодичности

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005) и стипендии Президента РФ (СП-3301.2018.3).*

### Библиографический список

1. Usanov D.A., Nikitov S.A., Skripal A.V., Ponomarev D.V. One-dimensional microwave photonic crystals: new applications // Boca Raton, FL, USA, CRC Press, Taylor Francis Group, 2019, 154 p.
2. Nikitin A.I., Nikitin A.A., Ustinova A.B., Lähderanta E., Kalinikos B.A. Microwave Photonic Crystal on the Slot Transmission Line with a Ferroelectric Film // Technical Physics, 2016, V 61, № 6, P. 913–918.
3. Usanov D.A., Nikitov S.A., Skripal' A.V., Ryazanov D.S. Bragg Microwave Structures Based on Waveguide Slot Lines // Journal of Communications Technology and Electronics, 2016, V. 61, № 4, P. 379–384.
4. Usanov D.A., Nikitov S.A., Skripal' A.V., Merdanov M.K., Evteev S.G. Waveguide Photonic Crystals on Resonant Irises with Characteristics Controlled by n-i-p-i-n-Diodes // Journal of Communications Technology and Electronics, 2018, V. 63, № 1, P. 58–63.
5. Saib A., Huynen I. Periodic Metamaterials Combining Ferromagnetic Nanowires and Dielectric Structures for Planar Circuits Applications // Electromagnetics, 2006, V. 26, iss. 3–4, P. 261–277.
6. Karmakar N.C., Mollah M.N. Investigations Into Nonuniform Photonic-Bandgap Microstripline Low-Pass Filters // IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 2003, V. 51, № 2, P. 564–572.
7. Morozov G.A., Morozov O.G., Nasybullin A.R., Sevastjanov A.A., Farkhutdinov R.V. Bragg coaxial microwave structure in the sensor system // Physics of Wave Processes and Radio Systems, 2014, V.17, №3, P. 65–70.
8. Usanov D. A., Nikitov S. A., Skripal A. V., Ponomarev D. V., Ruzanov O. M., Timofeev I. O. Application of a Microwave Coaxial Bragg Structure for the Measurement of Parameters of Insulators // Journal of Communications Technology and Electronics, 2020, V. 65, №5, P. 541–548.

## РАДИОФОТОННЫЙ БИОСЕНСОР РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКОГО ТИПА НА ОСНОВЕ ЛИНЕЙНО-ЧИРПИРОВАННОЙ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ С ДВУМЯ ФАЗОВЫМИ $\pi$ -СДВИГАМИ

*О.А. Степущенко, О.Г. Морозов, Г.А. Морозов, Е.В. Муравьева*

Казанский национальный исследовательский  
технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ

E-mail: OGMorozov@kai.ru

Предложена структура волоконно-оптического биосенсора рефрактометрического типа с радиофотонной обработкой информации о показателе преломления среды, окружающей датчик. Датчик выполнен на линейно-чирпированной волоконной брэгговской решетки и содержит в своей структуре два разнесенных по длине волокна фазовых  $\pi$ -сдвига: один фиксированный по своей величине, второй, изменяющий свои параметры, на участке волокна с вытравленной оболочкой. При контакте измеряемой среды со участком волокна, содержащим второй фазовый сдвиг, происходит изменение его величины и частотного положения, зависящие от показателя преломления. Показана возможность детектирования изменений коэффициента преломления с разрешающей способностью  $1,5 \times 10^{-6}$  RIU.

**Ключевые слова:** радиофотонный биосенсор рефрактометрического типа, радиофотонная обработка информации, линейно-чирпированная волоконная брэгговская решетка.

Волоконно-оптические биосенсоры рефрактометрического типа (ОБРТ) на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) стремительно развиваются последнее десятилетие, находя широкое применение как для контроля сверхмалых концентраций различных веществ в растворах, так и для анализа гибридизации ДНК [1]. В [2] были предложены методы и средства улучшения метрологических и эксплуатационных характеристик оптических биосенсоров рефрактометрического типа, основанные на использовании в них ВРБ с фазовым  $\pi$ -сдвигом и модуляционных методов измерений их спектральных характеристик при зондировании симметричным двухчастотным излучением. Датчик нашел применение в широком спектре приложений, включая биохимию, контроль окружающей среды, криминалистику и был использован для контроля качества спиртов [2], бензинов [3], электролитов аккумуляторных батарей [4] и др. Опираясь на опыт наших исследований и исследований других авторов можно сделать вывод, что достижение высоких характеристик с одной стороны, с другой стороны сопровождается необходимостью применения сложных и дорогих систем интеррогации датчиков, а также учета конструктивных недостатков ВРБ, связанных с малостью зоны измерения и необходимостью травления волокна для контакта с исследуемым веществом. В последнее время активно исследуется разновидность ВБР – линейно-чирпированные ВБР (ЛЧВБР), которые характеризуются неоднородной модуляцией показателя преломления сердцевины волокна по линейному закону.

ЛЧВБР ведет себя как каскад из нескольких ВБР [5], каждая из которых отражает свой узкий спектр длин волн, зависящих от конкретного периода модуляции в зоне одной ВБР и параметров приложенных физических полей. Ключевой характеристикой ЛЧВБР является то, что отраженный ими спектр позволяет судить о физическом поле как интегрально, так и распределенно по отдельным участкам решетки.

В то время как типичная однородная ВБР составляет в длину до 5 мм, а минимальное расстояние между чувствительными элементами обычно ограничено 10 мм, типичная длина ЛЧВБР составляет 15–50 мм, и потенциально может иметь пространственное разрешение в пределах одного миллиметра [5]. С этой точки зрения датчики ЛЧВБР могут стать хорошей альтернативой точечным ВБР с  $\pi$ -сдвигом, поскольку в одной ЛЧВБР можно сформировать несколько таких сдвигов. Для интеррогации, как правило, используется та же система опроса, что и для однородных ВБР, например, дорогостоящий оптический анализатор спектра. Их применение

существенно ограничивает использование биосенсоров на основе ЛЧВБР и ставит задачу принципиального изменения системы интеррогации.

Задачей данной работы является разработка радиофотонного биосенсора на основе линейно-чирпированной волоконной брэгговской решетки с двумя фазовыми  $\pi$ -сдвигами.

На рис. 1,а представлена схематически структура ЛЧВБР с двумя фазовыми  $\pi$ -сдвигами, а на рис. 1,б ее модельная спектральная характеристика в случае, если второй фазовый сдвиг равен  $\pi$ .

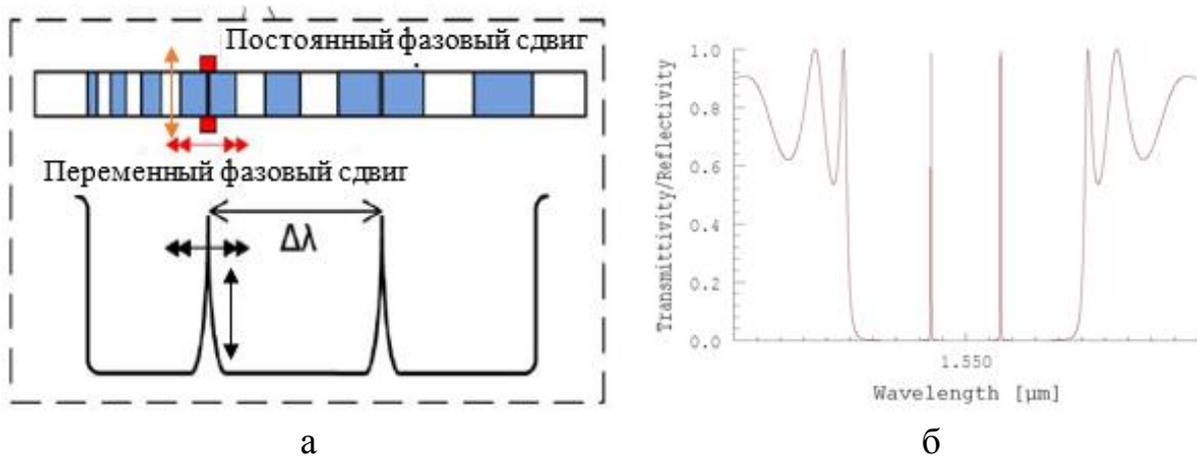


Рисунок 1. Структура (а) ЛЧВБР с двумя фазовыми сдвигами и ее спектр (б)

Мы изготовили ЛЧВБР с двумя фазовыми сдвигами, используя стандартную технику фазовой маски. Причем решетка записывалась с помощью различных однородных масок и представляла собой набор из нескольких последовательных решеток. Запись проводилась 50 мВт аргоновым лазером с удвоенной частотой 244 нм, сфокусированным через цилиндрическую линзу. Одномодовое волокно, легированное Ge, было нагружено в водородный объем на десять дней. Волокно с фазовым сдвигом в области «длинных» волн было протравлено в ортофосфоновой кислоте по технологии, представленной в [3].

Частотное расстояние между фазовыми сдвигами составило 10,15 ГГц. Полоса пропускания окон прозрачности составила около 100 МГц.

Для ОБРТ в зоне травления (переменного фазового сдвига) наиболее существенной является зависимость сдвига  $\Delta\lambda_{PS2}$  его центральной длины волны  $\lambda_{PS2}$  от изменения коэффициента преломления окружающей среды  $\Delta n_{amb}$ :

$$\frac{\Delta\lambda_{PS2}}{\lambda_{PS2}} = \alpha \left( \frac{\Delta n_{amb}}{n_{eff}} \right) \left( \frac{\partial n_{eff}}{\partial n_{amb}} \right), \quad (1)$$

где  $\alpha$  – доля оптической длины волокна, вытравленная при изготовлении датчика;  $n_{eff}$  – эффективный коэффициент преломления ЛЧВБР в зоне травления с целой оболочкой.

Другой изменяемой величиной является величина фазового сдвига в зоне травления, которая также зависит от  $n_{amb}$ :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_{PS2}} (n_{eff} - n_{effamb}), \quad (2)$$

где  $n_{eff}$  – эффективный коэффициент преломления ЛЧВБР в зоне травления с оболочкой, замененной исследуемой средой с  $n_{amb}$ .

На рис. 2,а представлен вариант измерений по длине волны и их эквивалент по величине фазового сдвига на рис. 2,б для разных видов спиртов.

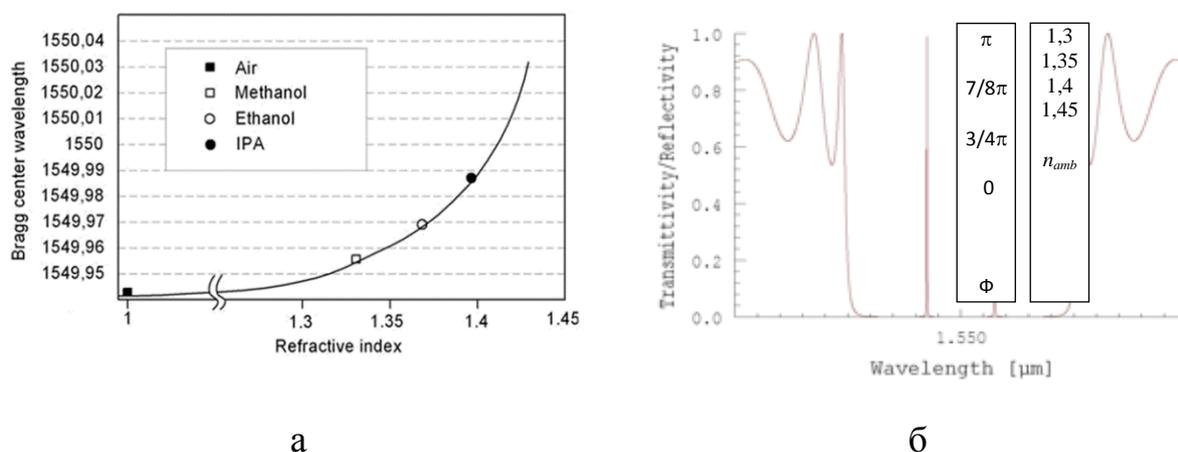


Рисунок 2. Изменение центральной длины волны переменного фазового сдвига (а) и его фазовой величины (б)

Во втором случае меняется коэффициент пропускания второго окна прозрачности, как показано на рис. 2,б. Следует заметить, что данные изменения не оказывают никакого влияния на составляющую, образованную первым окном прозрачности. Поэтому такой датчик может быть комплексированным: по первому окну прозрачности может измеряться температура, по второму – температура и показатель преломления окружающей среды.

В отличие от известных методов интеррогации волоконно-оптических датчиков, в данной работе было предложено измерять коэффициент амплитудной модуляции огибающей частоты биений в радиодиапазоне между частотными составляющими, определяющих окна прозрачности ЛЧВБР. Поскольку одна составляющая имеет постоянные значения, а вторая модулирована и по амплитуде, и по фазе, данная задача не является тривиальной. Если считать, изменение длины волны переменного фазо-

вого сдвига очень малым по сравнению с разностью частот между его положением и положением постоянного фазового сдвига, то огибающая биеений будет выглядеть как:

$$U(t) = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\Omega t + \Omega_0)} \times \cos \left[ \left( \omega_2 - \frac{1 + \frac{A_1}{A_2} \cos(\Omega t + \Omega_0)}{1 + 2 \frac{A_1}{A_2} \cos(\Omega t + \Omega_0) + \frac{A_1^2}{A_2^2}} \right) t + \phi_2 - \arctan \left( \frac{\sin(\phi_1 - \phi_2)}{\frac{A_1}{A_2} + \cos(\phi_1 - \phi_2)} \right) \right], \quad (3)$$

где  $A_i, \phi_i$  – амплитуда и фаза излучения прошедшего через окна прозрачности  $i=1,2$ ;  $\Omega$  – разностная частота между окнами прозрачности;  $\omega_2$  – оптическая частота второго окна прозрачности.

В случае малых разностей частот первого и второго окна необходимо ввести слагаемое  $\omega_2(n_{amb})$ .

Подобная обработка оптической информации в радиодиапазоне позволяет достичь высокой точности и разрешающей способности измерений. Проведенные оценки показали возможность детектирования изменений коэффициента преломления с разрешающей способностью до  $1,5 \times 10^{-6}$  RIU.

Учитывая изложенные данные можно сделать вывод о высокой перспективности применения данного биосенсора при контроле качества воды и других жидких продуктов.

#### Библиографический список

1. Wei L., Yanyi H., Yong X., Lee R. K., Yariv A. Highly sensitive fiber Bragg grating refractive index sensors // Applied Physics Letters, 2005, V. 86, P. 151122.
2. Морозов О.Г., Степуценко О.А., Садыков И.Р. Модуляционные методы измерений в оптических биосенсорах рефрактометрического типа на основе волоконных решеток брэгга с фазовым сдвигом // Вестник Марийского государственного технического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы, 2010, Т. 10, № 3, С. 3-13.
3. Sadykov I.R., Morozov O.G., Sadeev T.S. The biosensor based on fiber Bragg grating to determine the composition of the fuel and biofuel // Proc. SPIE.2012, V. 8410, P. 84100F.
4. Казаров В.Ю., Морозов О.Г. Волоконно-оптические рефрактометры на основе брэгговских решеток с фазовым  $\pi$ -сдвигом // Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия: Естественные и технические науки, 2016, № 8, С. 34-41.
5. Tosi D. Review of chirped fiber Bragg grating (CFBG) fiber-optic sensors and their applications // Sensors, 2018, V. 18, P. 2147.

# ВОЛОКОННЫЙ ДАТЧИК ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ ОЦЕНКИ ПОЛОЖЕНИЯ ПАЦИЕНТА В ИНВАЛИДНОЙ КОЛЯСКЕ НА ОСНОВЕ ЧИРПИРОВАННЫХ РЕШЕТОК БРЭГГА С ФАЗОВЫМ $\pi$ -СДВИГОМ

*М.А. Салихова, О.А. Степущенко, Р.А. Эшпай, О.Г. Морозов,  
Л.М. Сарварова, А.А. Тяжелова*

Казанский национальный исследовательский  
технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ  
E-mail: OGMorozov@kai.ru

В работе представлены результаты проектирования системы сбора информации, предназначенной на предотвращение пролежней у пациента, большую часть времени, находящегося в инвалидной коляске. В основе сенсорной части системы используются датчики давления на основе линейно-чирпированных волоконных брэгговских решеток с фазовым  $\pi$ -сдвигом. Применение таких решеток позволит снизить стоимость системы опроса датчиков, которая ограничивает применение аналогичных волоконно-оптических систем в медицинской практике.

**Ключевые слова:** линейно-чирпированная волоконная брэгговская решетка, пролежни, инвалидная коляска, датчики давления, система опроса датчиков, система контроля состояния пациента.

Все пациенты, которые постоянно или даже временно обездвижены, например, после операции, подвержены высокому риску развития пролежней. Среди них основная группа риска – пациенты, сидящие в инвалидной коляске более восьми часов в день. При этом основные зоны тела, контактирующие с коляской – лопатки, седалищные зоны и пятки [1].

Предлагаемая система контроля состояния пациентов включает шесть датчиков, установленных в стратегических зонах инвалидной коляски (спинка, сиденье и подставка для ног с обеих сторон), соединенных со спектральным оптико-электронным интеррогатором (СОЭИ). Информация, полученная с помощью системы, позволит контролировать давление, с которым пациент давит на указанные зоны коляски, длительность нахождения в коляске, движения пациента и, кроме того, оценить частоту дыхания, возможную потерю сознания и другую информацию для раннего выявления заболеваний.

В то время как типичная однородная ВБР составляет в длину до 5 мм, а минимальное расстояние между чувствительными элементами обычно ограничено 10 мм, типичная длина ЛЧВБР составляет 15–50 мм, и потенциально может иметь пространственное разрешение в пределах одного миллиметра [2-3]. С этой точки зрения датчики ЛЧВБР могут стать хорошей альтернативой точечным ВБР с одним  $\pi$ -сдвигом [4-7], которые отличаются от классических гауссовых ВБР более высокой разрешающей способностью, поскольку в одной ЛЧВБР можно сформировать несколько таких сдвигов [3].

Формирование фазовых сдвигов или окон прозрачности в отражающем спектре ЛЧВБР позволит осуществить функцию переноса информации о воздействии на датчик, формируемой в оптическом диапазоне, в радиочастотный микроволновый диапазон. Обработка информации в микроволновом диапазоне существенно выигрывает по точности и разрешающей способности у оптического. Кроме того, создание радиофотонного интеррогатора позволит создать устройство на 2-3 порядка более дешевое, чем СОЭИ.

Для реализации в датчиках давления радиофотонных принципов можно использовать и две ЛЧВБР без фазовых сдвигов, так и две ЛЧВБР с записью фазового сдвига, например, по центру решеток. Рассмотрим оба варианта.

**Система на основе ЛЧВБР без фазовых сдвигов.** Для защиты целостности ЛЧВБР встраивается в специальную упругую капсулу. Таким образом, когда на капсулу давит пациент, капсула растягивается, вызывая деформацию в оптическом волокне, и, следовательно, сдвиг отраженных длины волн Брэгга ЛЧВБР (рис. 1).

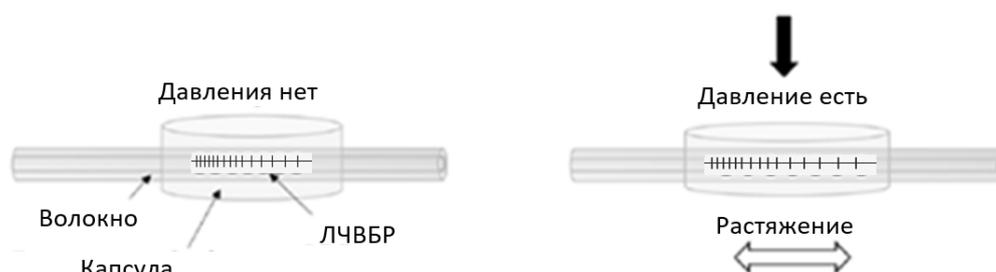


Рисунок 1 Схематическое изображение датчика на основе ЛЧВБР без фазовых сдвигов под воздействием давления и без него

Известно, что сдвиг длины волны Брэгга в зависимости от величины приложенной деформации к ЛЧВБР можно выразить как [8]:

$$\Delta\lambda = \lambda_0(1 - P_e)\Delta\varepsilon, \quad (1)$$

где  $\Delta\lambda$  – сдвиг длины волны, вызванный деформацией растяжения,  $P_e$  – эффективная упруго-оптическая постоянная, равная 0,22 при 1550 нм,  $\lambda_0$  – начальная длина волны при ненагруженном состоянии ЛЧВБР2, а  $\Delta\varepsilon$  – деформация, вызванная приложенным давлением.

Для ЛЧВБР со скоростью чирпа  $C_{chirp}$  (нм/см) можно переписать (1) и получить связь между временной задержкой  $\Delta\tau$ , вызванной сдвигом  $\lambda_0$  в силу приложенной деформации [8]:

$$\Delta\tau = 2n\lambda_0(1 - P_e)\Delta\varepsilon / cC_{chirp}, \quad (2)$$

и частотой биений между  $\lambda_0$  ЛЧВБР1 и смещенным положением  $\lambda_0$  ЛЧВБР2 с величиной приложенной деформации [8]:

$$f_b = \alpha n\lambda_0(1 - P_e)\Delta\varepsilon / \pi cC_{chirp}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  – скорость изменения зондирующего ЛЧМ сигнала.

Путем измерения с помощью электронного векторного анализатора спектра (ЭВАС) сдвига частоты сигнала биений (3), вызванного изменением временной задержки (2) можно определить величину приложенной деформации  $\Delta\varepsilon$  и соответствующему ей давлению с каким пациент опирается на контрольные зоны коляски. Дополнительным преимуществом является тот факт, что схема не чувствительна к температуре, в силу близкого расположения решеток друг к другу [8].

Несмотря на полученные преимущества схемы радиофотонной интеррогации и возможностью получить погрешность измерения давления с разрешением  $0,25 \mu\varepsilon$  по вызванной им деформации, схема достаточно сложна в реализации и конструктивно позволяет опрашивать только один датчик.

**Система на основе ЛЧВБР с одним фазовым  $\pi$ -сдвигом.** Для упрощения схемы было предложено записать ЛЧВБР с одним фазовым  $\pi$ -сдвигом, расположенным в центре решеток.

На рис. 2 представлена структурная схема радиофотонной системы опроса пропускающего типа, основанная на широкополосном зондировании двух ЛЧВБР датчиков с фазовым  $\pi$ -сдвигом ( $\pi$ -ЛЧВБР).

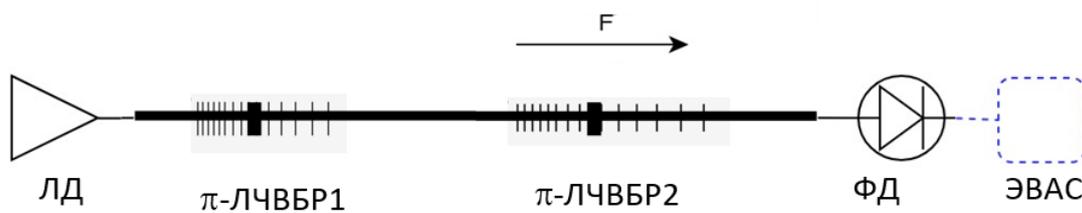


Рисунок 2. Структурная схема радиофотонного интеррогатора для ЛЧВБР с фазовым  $\pi$ -сдвигом

На рис. 3,а показана амплитудно-частотная характеристика  $\pi$ -ЛЧВБР, а на рис. 3,б – положение двух решеток при отсутствии давления (б/д) и изменение спектра  $\pi$ -ЛЧВБР2 при приложении (с/д) давления пациента, опирающегося на капсулу в зоне установки на коляске.

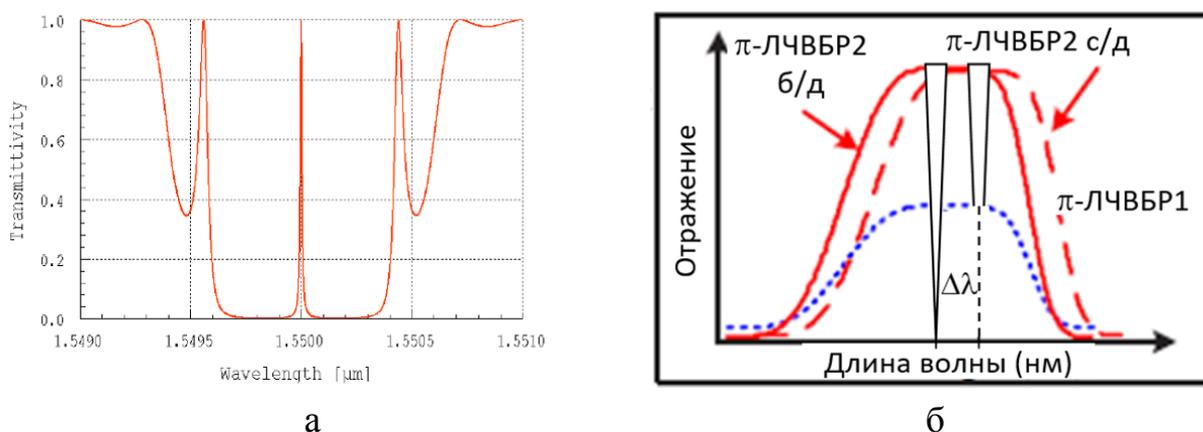


Рисунок 3. Спектр  $\pi$ -ЛЧВБР (а) и его изменение в ходе измерений (б)

В этом случае частота биений  $f_b$ , соответствующая  $\Delta\lambda$ , вычисляется как разностная частота между положениями окон прозрачности  $\pi$ -ЛЧВБР1 и  $\pi$ -ЛЧВБР2, которое пропорционально давлению, приложенному ко второму датчику (1). Система опроса датчиков существенно упрощается, а разрешающая способность будет определяться разрешающей способностью ЭВАС, которая в принципе может быть равна 1 Гц.

В работе представлены результаты проектирования системы сбора информации, предназначенной для предотвращения пролежней у пациента, находящихся в инвалидной коляске. В основе сенсорной части системы впервые используются датчики давления на основе  $\pi$ -ЛЧВБР. Применение таких решеток и разработанных радиофотонных методов их опроса позволило как увеличить точность контроля положения пациента, так и снизить стоимость системы опроса датчиков на 2-3 порядка.

#### Библиографический список

1. *Tavares C., Domingues F.M., Paixao T., Alberto N., Silva H., and Antunes P.* Wheelchair pressure ulcer prevention using FBG based sensing devices // *Sensors*, 2020, V. 20, P. 212.
2. *Tosi D.* Review of chirped fiber Bragg grating (CFBG) fiber-optic sensors and their applications // *Sensors*, 2018, V. 18, P. 2147.
3. *Chen X., Painchaud Y., Ogusu K., and Li H.* Phase shifts induced by the piezoelectric transducers attached to a linearly chirped fiber Bragg grating // *J. of Light. Tech.*, 2010, V. 28, №14, P. 2017-2020.
4. *Морозов О.Г., Степущенко О.А., Садыков И.Р.* Модуляционные методы измерений в оптических биосенсорах рефрактометрического типа на основе волоконных решеток брэгга с фазовым сдвигом // *Вестник Марийского государственного технического университета. Серия: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы*, 2010, Т. 10, № 3, С. 3-13.
5. *Садыков И.Р., Морозов О.Г., Садыков Т.С.* Волоконно-оптический рефрактометрический датчик // *Труды МАИ*, 2012, № 61, С. 18.
6. *Sadykov I.R., Morozov O.G., Sadeev T.S.* The biosensor based on fiber Bragg grating to determine the composition of the fuel and biofuel // *Proc. SPIE*, 2012, V. 8410, P. 84100F.
7. *Казаров В.Ю., Морозов О.Г.* Волоконно-оптические рефрактометры на основе брэгговских решеток с фазовым  $\pi$ -сдвигом // *Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия: Естественные и технические науки*, 2016, № 8, С. 34-41.
8. *Wang Y. et al.* Interrogation of a linearly chirped fiber Bragg grating sensor with high resolution using a linearly chirped optical waveform // *Opt. Lett.*, 2015, V. 40, №21, P. 4923-4926.

## УПРАВЛЯЕМЫЙ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ СВЧ-ДИАПАЗОНА

*А.Э. Постельга, Ал.В. Скрипаль, С.В. Игонин, А.А. Карева*  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: sanyalace@list.ru

Проведено экспериментальное исследование амплитудно-частотных характеристик коэффициента пропускания электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, взаимодействующего с фотонным кристаллом, состоящим из периодически чередующихся слоев керамики и пенопласта при наличии нарушения периодичности фотонной структуры в виде слоя магнитной жидкости. Рассмотрена возможность управления внешним магнитным полем характеристиками фотонного кристалла.

**Ключевые слова:** СВЧ фотонный кристалл, магнитная жидкость, дефектная мода, управление магнитным полем

Фотонные кристаллы относятся к классу метаматериалов, представляющих собой искусственно созданные гетерогенные среды. Периодические фотонные структуры СВЧ-диапазона находят важное практическое применение в системах связи и телекоммуникации, при создании антенн, радарной техники и измерительного оборудования [1,2]. Возможность электрического управления амплитудно-частотными характеристиками СВЧ фотонных кристаллов экспериментально продемонстрирована в [3]. В качестве управляющего элемента СВЧ фотонного кристалла в [4] использовалась пластина поликристаллического железо-иттриевый граната (ЖИГ) (толщиной 1 мм), а в [5] тонкие сегнетоэлектрические пленки. В [6] показана возможность создания волноводного фотонного кристалла с перестраиваемым частотным положением окна прозрачности, связанным с нарушением периодичности в фотонном кристалле, и управляемым с помощью р-і-п-диодов величиной затухания в этом окне.

В настоящей работе проводилось экспериментальное исследование амплитудно-частотных характеристик коэффициента пропускания электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, взаимодействующего с фотонным кристаллом, состоящим из периодически чередующихся слоев керамики ( $Al_2O_3$ ) и пенопласта при наличии нарушения периодичности фотонной структуры в виде слоя магнитной жидкости. Рассмотрена возможность управления внешним магнитным полем характеристиками фотонного кристалла.

В качестве прототипа фотонного кристалла использовалась структура, подробное описание которой приведено в работе [7]. В качестве нарушения, кроме уменьшения толщины центрального слоя, выступало изменение материала центрального слоя.

Исследовался фотонный кристалл, состоящий из одиннадцати слоев (рис. 1), в диапазоне частот 8–12 ГГц.

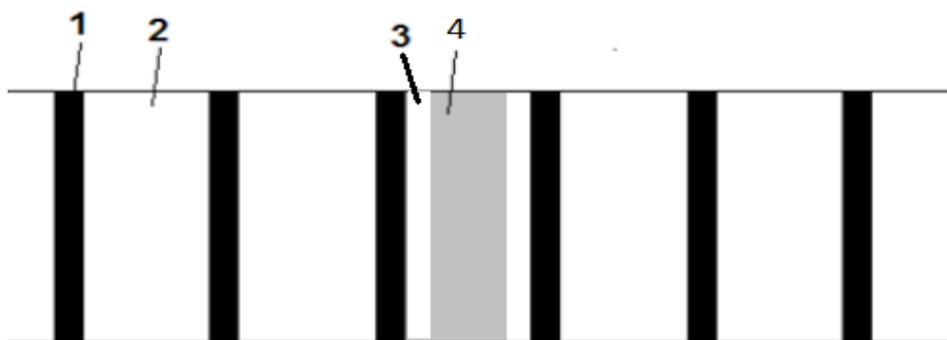


Рисунок 1. Экспериментально исследуемая структура: 1 — слой керамики  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $d_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.0$  мм, 2 - слой пенопласта толщиной  $d_{\text{foam}} = 13.0$  мм, 3 — пластинки из эпоксидной смолы толщиной 1 мм, 4 — слой магнитной жидкости толщиной 3 мм

Нечетные слои представляли собой пластины из керамики ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\epsilon = 9.6$ ), четные — из пенопласта ( $\epsilon = 1.05$ ). Толщина нечетных отрезков  $d_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 1.0$  мм, четных  $d_{\text{foam}} = 13.0$  мм. Слои полностью заполняли поперечное сечение волновода.

Нарушение периодичности фотонной структуры создавалось размещением в центральном шестом слое вместо пенопласта кюветы, изготовленной из эпоксидной смолы, заполненной магнитной жидкостью. Внешняя ширина кюветы составляла  $d_6 = 5$  мм.

Структура, используемая в качестве нарушения, состояла из трёх слоёв: по краям слои эпоксидной смолы толщиной 1 мм, между ними слой магнитной жидкости толщиной 3 мм. Магнитная жидкость представляет собой однородную взвесь однодоменных частиц магнетита в керосине, стабилизированных олеиновой кислотой с параметрами радиус ферромагнитных частиц 5 нм, объемная доля твердой фазы 0.14. Используемые в данной работе наночастицы магнетика были получены способом, аналогичным [8].

Измерение АЧХ коэффициента пропускания исследуемого фотонного кристалла в трехсантиметровом диапазоне длин волн проводились с использованием панорамного измерителя КСВН и ослабления.

Источником однородного магнитного поля служил электромагнит на основе катушек Гельмгольца. Вектор индукции магнитного поля направлялся перпендикулярно широкой стенке волновода рис. 2.

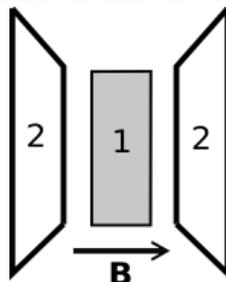


Рисунок 2. Направление вектора индукции магнитного поля:

1 – поперечное сечение волновода в области нарушения в виде магнитной жидкости, 2 — обкладки электромагнита.

Результаты экспериментальных исследований амплитудно-частотных характеристик коэффициента пропускания фотонного кристалла при приложении к нарушенному слою магнитного поля с различной величиной магнитной индукции представлены на рис. 3.

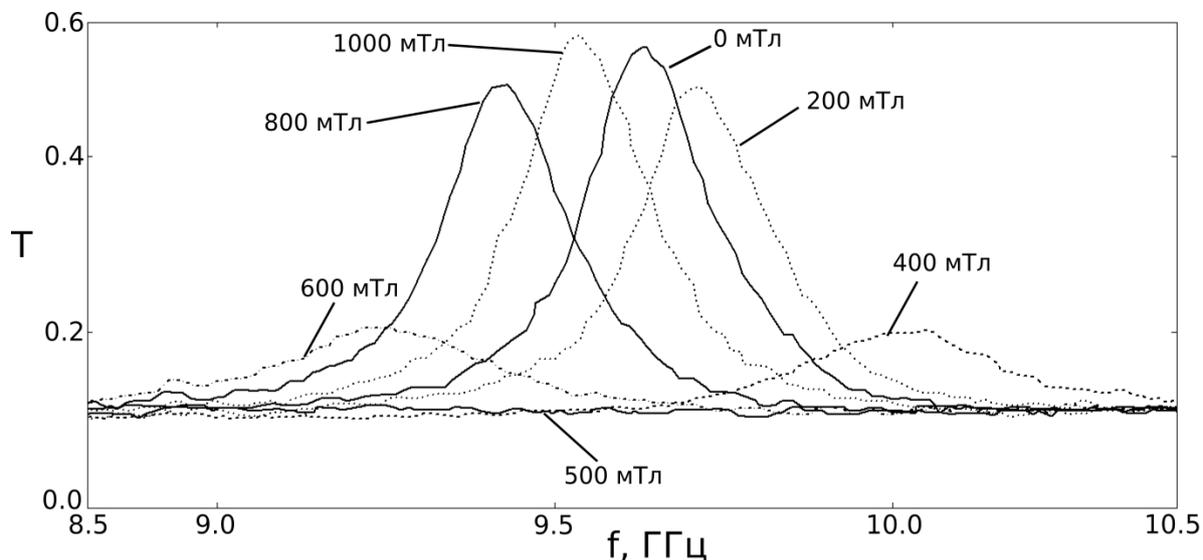


Рисунок 3. Экспериментально измеренные АЧХ коэффициента пропускания  $T$  электромагнитного излучения СВЧ-диапазона фотонного кристалла при приложении к нарушенному слою магнитного поля с различной величиной магнитной индукции

Изменение амплитуды и частоты пика пропускания при увеличении вектора магнитной индукции, представлено на рис. 4. Приложение к слою магнитной жидкости внешнего магнитного поля позволяет управлять частотой и амплитудой дефектной моды фотонного кристалла, вплоть до полного ее подавления. Исчезновение дефектной моды фотонного кристалла, исследованного в работе, происходит при значениях вектора магнитной индукции порядка 500 мТл (рис. 4а). С увеличением индукции магнитного поля одновременно с уменьшением амплитуды дефектной моды происходит ее смещение в область высоких частот (рис. 4б).

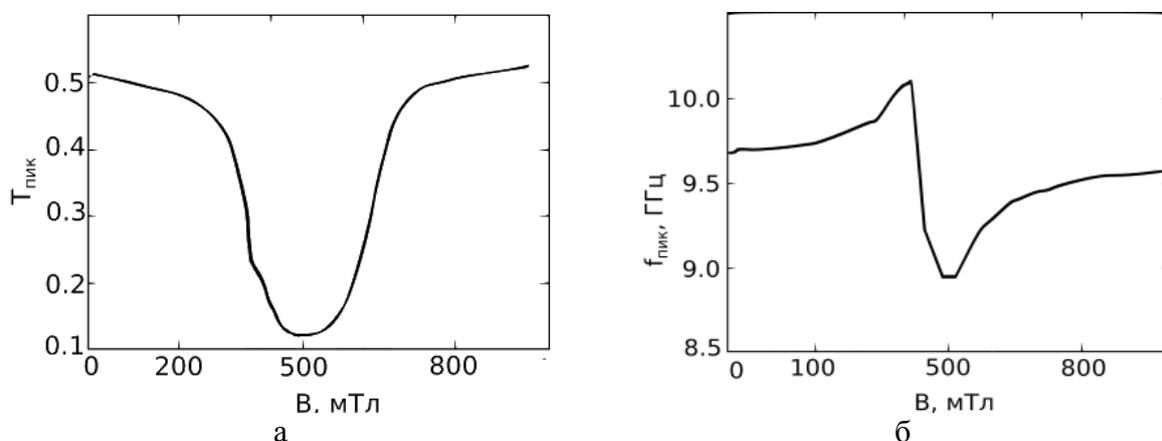


Рисунок 4. Зависимость от величины вектора магнитной индукции амплитуды пика пропускания (а) и частоты пика (б).

Изменение электромагнитных характеристик фотонного кристалла при приложении магнитного поля обусловлено изменением магнитной проницаемости магнитной жидкости, а, следовательно, и постоянной распространения нарушенного слоя.

Таким образом, проведено экспериментальное исследование амплитудно-частотных характеристик коэффициента прохождения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона, взаимодействующего с фотонным кристаллом, состоящим из периодически чередующихся слоев керамики и пенопласта, при наличии нарушения периодичности фотонной структуры в виде слоя магнитной жидкости. Установлено, что при приложении к слою магнитной жидкости магнитного поля, открывается возможность управления характеристиками фотонного кристалла в достаточно широких пределах. Определена величина магнитного поля, при котором полностью исчезает дефектная мода исследованного фотонного кристалла.

Установленные закономерности могут быть использованы при разработке новых типов модуляторов, при тонкой настройке характеристик фотонного кристалла, создания управляемых магнитным полем полосно-пропускающих фильтров.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания № 8.7628.2017/БЧ.*

#### **Библиографический список**

1. Вендик И.Б., Вендик О.Г. Метаматериалы и их применение в технике сверхвысоких частот (Обзор) // ЖТФ, 2013, Т. 83, Вып. 1, С. 3–28.
2. Никитов С.А., Гуляев Ю.В., Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. // ДАН, 2013, Т. 448, №1, С. 35–37.
3. Усанов Д.А., Мерданов М.К., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. СВЧ фотонные кристаллы. Новые сферы применения. // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика, 2015, Т. 15, Вып. 1, С. 57-73.
4. Бритун Н.В., Данилов В.В. Электронное управление параметрами структур с фотонной запрещенной зоной // ПЖТФ, 2003, Т. 29, Вып. 7, С. 27–32.
5. Мухортов В.М., Масычев С.И., Маматов А.А., Мухортов Вас.М. Электрически перестраиваемый фотонный кристалл на основе копланарного волновода с нано-размерной сегнетоэлектрической пленкой // Письма в ЖТФ, 2013, Т. 39, Вып. 20, С. 70–76
6. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Скворцов В.С., Мерданов М.К. Волноводные фотонные кристаллы с характеристиками, управляемыми р-і-п-диодами // Изв. вузов. Электроника, 2010, №1, С. 24–29.
7. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Мерданов М.К., Горлицкий В.О. Волноводный фотонный кристалл, выполненный в виде диэлектрических матриц с воздушными включениями. // ЖТФ, 2016, Т. 86, Вып. 7, С. 65–70
8. Verejnov V., Raikher Yu., Cabuil V., Bacri J C., Perzynski R. Synthesis of Stable Lyotropic Ferronematics with High Magnetic Content // J. Colloid Interfac Sci., 1998, V. 199, P. 215– 217.

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МОМЕНТОВ И КОЛЛОКАЦИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН НА ОСНОВЕ КИРАЛЬНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

*Д.С. Клюев, А.М. Нещерет*

Поволжский государственный университет  
телекоммуникаций и информатики, г. Самара  
E-mail: neshceret\_a@list.ru

В работе рассмотрены вопросы, связанные с расчетом характеристик антенн с подложками из киральных метаматериалов. Приведено сингулярное интегральное уравнение с особенностью Коши относительно неизвестной функции распределения поверхностной плотности тока по излучателю. Показано решение данного уравнения методами моментов и коллокаций. Приведены результаты расчета токовой функции и входного импеданса такой антенны, полученные на основе методов моментов, коллокаций и метода частичного обращения оператора.

**Ключевые слова:** киральный метаматериал, антенна, метод моментов, метод коллокаций, сингулярное интегральное уравнение.

В настоящее время одним из перспективных подходов к совершенствованию массо-габаритных и электрических характеристик антенн является использование в их конструкции киральных метаматериалов, на сегодняшний день уже доказавших свою эффективность [1]. Киральный метаматериал представляет собой ансамбль проводящих включений зеркально-асимметричной формы, равномерно расположенных в диэлектрическом контейнере. Примерами таких включений могут служить спирали.

Однако в виду сложности исследуемой киральной структуры, актуальной становится задача разработки эффективных методов и алгоритмов электродинамического анализа (расчёта характеристик) данных антенн на основе киральных метаматериалов. В связи с этим, для анализа антенн на основе киральных метаматериалов предлагается использовать подход, связанный с получением сингулярного интегрального представления поля (СИП), которое при подстановке граничных условий, переходит в сингулярное интегральное уравнение (СИУ) относительно неизвестной функции распределения плотности тока по излучателю. Такая постановка является корректной математической задачей в смысле Адамара.

В работах [2,3] данное СИУ для одноэлементной антенны с киральной подложкой (рис. 1) было решено методом частичного обращения оператора, суть которого состоит в сведении СИУ, путем применения интеграла обращения типа Коши, к интегральному уравнению Фредгольма второго рода. При решении получившегося уравнения Фредгольма, численно вычисляется лишь часть уравнения, что, в свою очередь, обеспечивает высокую точность и сходимость результатов решения. Однако при рассмотрении более сложной структуры, например, антенной решетки, применение данного метода является весьма затруднительным, ввиду существенно

повышающейся математической сложности. В связи с этим, интерес представляет исследование возможностей применения методов моментов (МоМ) и коллокаций (МК) для решения данного СИУ, на предмет точности и корректности получаемых решений.

На рис. 1 приведена излучающая структура, представляющая собой киральную подложку с макроскопическими параметрами  $\epsilon_1, \mu_1, \chi$ , металлизированную с нижней стороны, на которой расположен тонкий прямоугольный излучатель. Здесь  $\chi$  - это есть параметр киральности, определяющий степень взаимосвязи процессов электрической и магнитной поляризации в метаматериале.

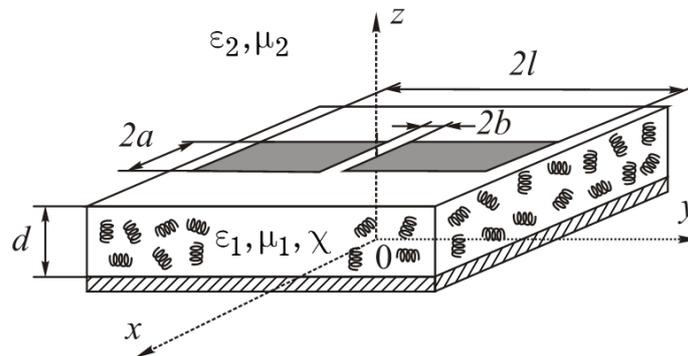


Рисунок 1. Геометрия антенны с киральной подложкой

При анализе данной антенны в основу была положена феноменологическая теория, предполагающая использование специальных материальных уравнений [4]:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon_1 \vec{E} \mp i\chi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \vec{H} \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu_1 \vec{H} \pm i\chi \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \vec{E} \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\epsilon_0, \mu_0$  - электрическая и магнитная постоянные.

Верхние знаки в выражении (2) соответствуют киральной среде на основе «правосторонних» элементов, а нижние знаки – на основе «левосторонних» элементов (например, право- и левовинтовых спиралей).

Для расчета характеристик антенны с киральной подложкой, возникает необходимость определения матрицы поверхностных импедансов  $[Z]$  границы раздела диэлектрик - киральная среда, связывающей Фурье-образ  $\vec{T}_\tau = \{T_x, T_y\}$  тангенциальной составляющей напряженности электрического поля  $\vec{E}_\tau$  с Фурье-образом  $\vec{F} = \{F_x, F_y\}$  поверхностной плотности тока  $\vec{j}$  на поверхности излучателя. Подробно методика определения матрицы поверхностных импедансов границы раздела диэлектрик – киральная среда приведена в работах [2,3].

Используя обратное преобразование Фурье, и учитывая при этом, что поверхностная плотность электрического тока  $\vec{j}$  отлична от нуля только на поверхности излучателя, а также допуская, что распределение попе-

речной составляющей поверхностной плотности тока описывается квазистатическим приближением:  $\eta_y(x', y') = f(y') / \sqrt{1 - (x'/a)^2}$  где  $f(y')$  – неизвестная функция, описывающая продольное распределения поверхностной плотности тока, получим выражение СИУ, которое при подстановке граничных условий (1), переходит в СИУ с особенностью Коши относительно неизвестной функции  $f'(y') = df(y')/dy'$ :

$$\frac{1}{\pi} \int_{-l}^l \frac{af'(t')}{t'-t} dt' = F(t), \quad (2)$$

где  $F(t) = \sigma v(t) + \int_{-l}^l af'(t')K(t, t')dt'$ ;  $K(t, t') = -\frac{l/a}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\xi} \Delta g(\xi) e^{-i\frac{l}{a}\xi(t-t')} d\xi$ ;

$$\Delta g(\xi) = \frac{1}{C_{\varepsilon, \mu, \chi}^{norm}} \frac{1}{i} \int_0^{\infty} J_0(\alpha) \left( -\left( \frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 Z_{11}^{norm}(\alpha, \xi) - C_{\varepsilon, \mu, \chi}^{norm} |\xi| \right) d\alpha;$$

$$\sigma = i \frac{1}{2} \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{1}{Z_c} \frac{l}{b} \frac{1}{C_{\varepsilon, \mu, \chi}^{norm}} V; \quad C_{\varepsilon, \mu, \chi}^{norm} = -\frac{\mu_1 + \mu_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\mu_1 + \mu_2) - \chi^2}$$

$E_y^{ct}(t) = E_0 v(t)$ , где  $v(t)$  – профиль напряжения в зазоре вибратора;

$V = 2bE_0$  - величина напряжения в зазоре;

$Z_c$  - волновое сопротивление среды.

Для решения СИУ (2) были использованы МоМ и МК. В обоих методах в качестве базисных функций использовались полиномы Чебышева 1-го рода:

$$af'(t') = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n T_n(t')}{\sqrt{1-t'^2}}, \quad (3)$$

Подставляя данное разложение в СИУ (3) получим следующее выражение:

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{1}{\pi} \int_{-l}^l \frac{T_n(t')}{\sqrt{1-t'^2}(t'-t)} dt' = \sigma v(t) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \int_{-l}^l \frac{T_n(t')}{\sqrt{1-t'^2}} K(t, t') dt', \quad (4)$$

Рассмотрим ядро  $K(t, t')$  данного СИУ. Разложим экспоненты в ядрах СИУ по функциям Бесселя и полиномам Чебышева, а также попутно аналитически вычисляя ряд интегралов, в результате получим:

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n U_{n-1}(t) = \sigma v(t) - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} A_n \frac{ki^{n-k+1}}{(1+\delta_{0,n})} U_{k-1}(t) \zeta_{k,n}, \quad (5)$$

Далее при использовании метода моментов, умножим левую и правые части на весовую функцию  $\sqrt{1-t^2} U_{m-1}(t)$  и возьмем интеграл по  $t$ , затем также вычисляя известные интегралы, получим систему линейных алгебраических уравнений СЛАУ:

$$\frac{\pi}{2} A_m = \sigma \int_{-b/l}^{b/l} \sqrt{1-t^2} U_{m-1}(t) v(t) dt - \frac{\pi}{2} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{mi^{n-m+1}}{(1+\delta_{0,n})} \zeta_{m,n}, \quad (6)$$

Обозначим:

$$B_m = \sigma \int_{-b/l}^{b/l} \sqrt{1-t^2} U_{m-1}(t) v(t) dt \text{ и } C_{mn} = \frac{mi^{n-m+1}}{(1+\delta_{0,n})} \zeta_{m,n} + \begin{cases} 1, m = n \\ 0, m \neq n \end{cases}$$

неизвестные коэффициенты  $A_n$  находятся из решения СЛАУ  $[A][C] = [B]$

Неизвестная функция определяется как

$$af(t) = \int_{-1}^t af'(t') dt' = \sum_{n=1}^{\infty} \int_{-1}^t \frac{A_n T_n(t')}{\sqrt{1-t'^2}} dt' = -\sqrt{1-t^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{n} U_{n-1}(t) \quad (7)$$

В свою очередь, токовая функция определяется как:

$$I_y(t) = \int_{-a}^a \eta_y(x, t) dx = \int_{-a}^a \frac{f(t)}{\sqrt{1-(x/a)^2}} dx = -a\pi \sqrt{1-t^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{n} U_{n-1}(t) \quad (8)$$

В случае использования для решения СИУ метода коллокаций, рассмотрим выражение (5). Обозначим функцию:

$$\Phi(t, n) = U_{n-1}(t) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{ki^{n-k+1}}{(1+\delta_{0,n})} U_{k-1}(t) \zeta_{k,n} \quad (9)$$

Затем вычислим значения данной функции, а также функции источника в гауссовых узлах (нулях полиномов Лежандра) по всей длине излучателя:  $tt_k = l\zeta_k$ , где  $\zeta_k$  - гауссовы узлы. Выражения представлены ниже:

$$C_{k,n} = \Phi(tt_k, n) = U_{n-1} tt_k + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{ki^{n-k+1}}{(1+\delta_{0,n})} U_{k-1}(tt_k) \zeta_{k,n} \quad (10)$$

$$B_k = \sigma v(tt_k)$$

здесь  $tt_k$  и  $t$  - разные переменные.

Неизвестные коэффициенты определяются из СЛАУ  $[A][C] = [B]$ . Токовая функция находится аналогичным образом.

На рис. 2 приведены результаты расчета токовой функции методами МоМ и МК при различном количестве членов ряда (11).

Из приведенных графиков видно, что количество членов ряда в МК оказывает сильное влияние на функцию распределения тока. При одинаковом количестве членов ряда, МоМ оказывается более эффективным.

На рис. 3 приведены распределения тока по излучателю МПА, вычисленные с использованием метода частичного обращения оператора (МЧОО) при различном числе членов ряда. Кроме того, на рис. 3 также приведены распределения тока, вычисленные при помощи МоМ при фиксированном числе членов ряда (11), равном 40.

Из рис. 3 видно, что данные графики совпадают, однако при использовании МЧОО количество необходимых членов ряда для точного определения токовой функции составляет всего 10, в то время как для МоМ – 40, что, в свою очередь, несомненно, скажется на времени вычисления. Однако использование МоМ все же позволяет получать решения с достаточной точностью.

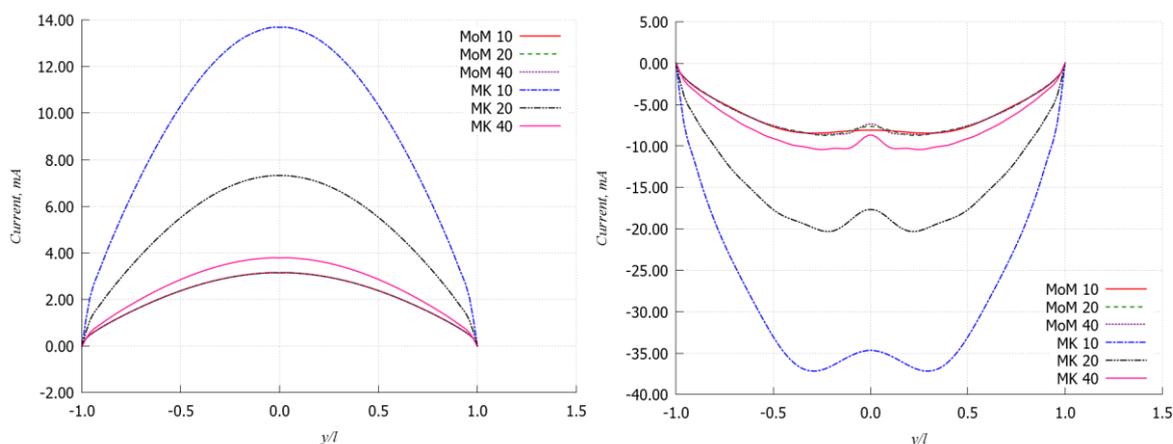


Рисунок 2. Распределение тока по излучателю (МоМ и МК)

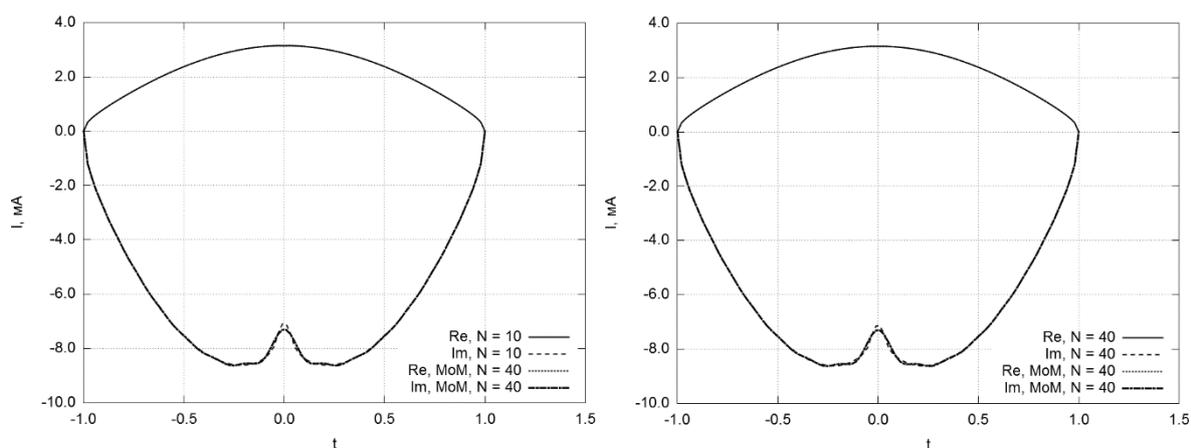


Рисунок 3. Распределение тока по излучателю МПА (МоМ и МЧОО)

Таким образом, МоМ при решении СИУ, с точки зрения времени вычисления при достижении заданной точности, безусловно, уступает МЧОО. Однако в случае решения более сложных задач (системы СИУ) данный метод может оказаться весьма востребованным, позволяющий при относительно небольшой математической сложности получить достоверный результат. В случае использования МК необходимо использовать большое число точек коллокаций.

### Библиографический список

1. Бузов А.Л., Ключев Д.С., Неццет А.М., Неганов В.А. Перспективы использования метаматериалов в антеннах нового поколения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2017, Т. 20, № 3, С. 15-20.
2. Неццет А.М. Применение сингулярных интегральных уравнений для анализа микрополосковых антенн, расположенных на киральной структуре из левовинтовых спиралей // Радиотехника, 2016, №4, С. 118 – 126.
3. Ключев Д.С., Неццет А.М., Осипов О.В., Почепцов А.О. Анализ микрополосковой антенны на киральной подложке с учетом пространственной дисперсии // Успехи современной радиоэлектроники, 2015, №11, С. 67 – 72.
4. Неганов В.А., Осипов О.В. Отражающие, волноведущие и излучающие структуры с киральными элементами // М.: Радио и связь, 2006, 280 с.

## ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ИЗМЕРЕНИЯ КОМПЛЕКСНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ С ПОМОЩЬЮ БРЭГГОВСКИХ СВЧ СТРУКТУР

*А.Р. Насыбуллин, Р.В. Фархутдинов, Э.Н. Гайфуллин, В.А. Ефимов*

Казанский национальный исследовательский  
технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ

E-mail: aydar.nasybullin@mail.ru

В докладе обсуждаются вопросы, касающиеся особенностей измерительного преобразования комплексной диэлектрической проницаемости в датчиках на основе микроволновых брэгговских структур. Рассмотрение проводится с позиций единых физических процессов, возникающих в брэгговских структурах, без применения к конкретным направляющим средам передачи электромагнитных колебаний.

**Ключевые слова:** Брэгговские структуры, коэффициент отражения, коэффициент передачи, резонансная полоса, диэлектрическая проницаемость, волновод.

Брэгговские структуры в микроволновых волноведущих системах образуются при таком пространственном размещении периодических возмущений, при котором удовлетворяется условию Брэгга на заданной длине волны. Среди многочисленных измерительных задач, которые можно решать с помощью преобразовательных элементов в виде брэгговских СВЧ структур (БСВЧС), например, таких как измерение уровня, вибраций, давления и деформаций, особый интерес представляет контроль физических и физико-химических свойств материалов и сред, базирующийся на исследовании комплексной диэлектрической проницаемости (КДП) в области СВЧ колебаний [1-6]. К таким свойствам можно отнести влажность, концентрацию вещества в растворах, плотность, степень полимеризации, содержание примесей и многое другое.

Анализ особенностей измерительного преобразования КДП в БСВЧС проведем на модели электромагнитной структуры, представленной в виде абстрактного одновременно неоднородного и нерегулярного волновода, в котором неоднородность диэлектрического заполнения присутствует только в продольном направлении. Под однородностью линии будем здесь понимать неизменность диэлектрического заполнения вдоль длины линии, а под регулярностью – неизменность поперечного сечения. Ограничимся рассмотрением случаев, когда переходы между областями с однородным заполнением и с регулярным сечением имеют скачкообразный характер. В общем случае переходы между диэлектриками и участками волновода с разными сечениями могут не совпадать. На рис. 1 показано условное изображение такого волновода.

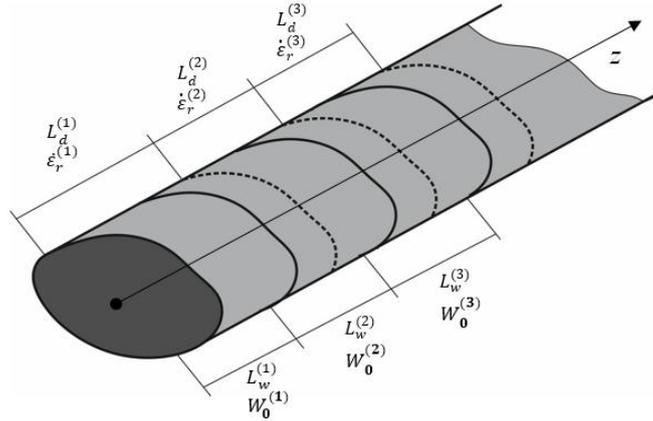


Рисунок 1. Условное изображение обобщенного нерегулярного и неоднородного волновода

Волновод состоит из участков с длинами  $L_d^{(m)}$  и диэлектрическим заполнением с  $\hat{\epsilon}_r^{(m)} = \epsilon_r'^{(m)} - j\epsilon_r''^{(m)}$ , где  $m=1 \dots I$  – порядковый номер участка, а  $I$  – общее количество участков. В пределах каждого участка диэлектрик однороден и на границах имеет плоскую поверхность, перпендикулярную продольной оси волновода  $z$ . На рис. 1 границы этих участков обозначены штриховыми линиями. Одновременно в волноводе присутствует ряд последовательно расположенных участков с постоянной в пределах каждого участка формой поперечного сечения и обладающих длинами  $L_w^{(k)}$ , где  $k=1 \dots K$  – порядковый номер участка, а  $K$  – общее количество участков. Каждый  $k$ -ый участок характеризуется множителем волнового сопротивления  $W_0^{(k)}$ , зависящим только от размеров и формы поперечного сечения участка. На рис. 1 границы этих участков обозначены сплошными линиями. Последние участки с номерами  $I$  и  $K$  нагружены на эквивалент нагрузки.

Интересующими нас электромагнитными характеристиками будут частотная зависимость модуля и фазы коэффициента отражения (КО) и передачи (КП) волновода. Частотные зависимости КО и КП являются основными информационно-измерительными характеристиками, несущими отклик на изменение диэлектрической проницаемости. Поставленная модельная задача может быть решена различными способами, например, методами волновых или классических матриц передачи, трансформации импеданса, согласования волн, конечных разностей, конечных элементов и др. Наиболее просто задача описывается методом трансформации импеданса, использующим рекуррентные соотношения для входного сопротивления нагруженного участка линии.

Типичная частотная характеристика КО для БСВЧС представлена на рис. 2, там же указаны названия основных характерных элементов, которые будут в дальнейшем в работе использоваться. Периодичность в расположении частотных полос заграждения приводит к появлению понятий вторая полоса заграждения и т.д.

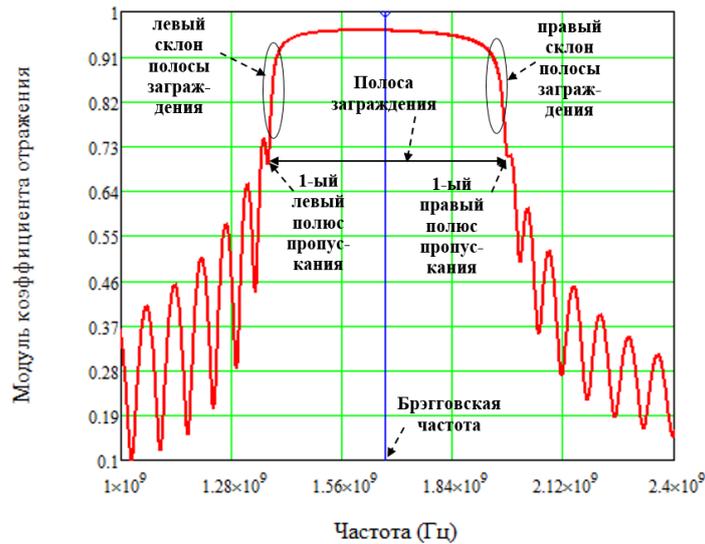


Рисунок 2. Типичная частотная характеристика коэффициента отражения БСВЧС

Эффективность преобразовательного элемента в первую очередь определяется его чувствительностью, показывающей насколько сильно изменится выходной сигнал преобразователя при малой вариации измеряемой величины. Будем анализировать изменения частотных характеристик БСВЧС при малой вариации величин  $\epsilon_r'$  и  $\epsilon_r''$  того диэлектрика, который является исследуемым. Для оценки степени этого изменения (чувствительности преобразователя) введем следующий параметр чувствительности:  $S_x^F = \left| \frac{\partial F}{\partial x} \right|$ , где  $F$  – функция, определяющая значение выходной величины (в нашем случае модуль или фаза КО или КП),  $x$  – входная величина (в нашем случае  $\epsilon_r'$  или  $\epsilon_r''$ ).

Проиллюстрируем моделирование задачи определения КДП диэлектрика при его расположении в БСВЧС таким образом, что участки с исследуемым диэлектриком чередуются с участками из диэлектрика с заданными параметрами. Для более детального анализа расположения областей с максимальной чувствительностью остановимся на рассмотрении первой полосы заграждения, а для полос более высокого порядка укажем только отличительные особенности. На рис. 3а можно наблюдать чувствительности модуля и фазы КО к вариации  $\epsilon_r'$ , по форме которых можно предположить, что максимум  $S_{\epsilon_r'}^{|S_{11}|}$  расположен на частотах нижней половины правого склона полосы заграждения. В свою очередь, максимум  $S_{\epsilon_r'}^{\arg(S_{11})}$  соответствует частоте правого первого полюса пропускания. По отношению к вариации  $\epsilon_r''$  можно сказать что максимум  $S_{\epsilon_r''}^{|S_{11}|}$  расположен в середине правого склона, а максимум  $S_{\epsilon_r''}^{\arg(S_{11})}$  в нижней половине правого склона. Также следует отметить следующий факт: частоты максимума и минимума  $S_{\epsilon_r'}^{|S_{11}|}$  ( $S_{\epsilon_r''}^{|S_{11}|}$ ) совпадают, соответственно, с частотами минимума и максимума  $S_{\epsilon_r'}^{\arg(S_{11})}$  ( $S_{\epsilon_r''}^{\arg(S_{11})}$ ), а частоты максимума и

минимума  $S_{\varepsilon_r'}^{|S_{11}|}$  ( $S_{\varepsilon_r'}^{\arg(S_{11})}$ ) совпадают, соответственно, с частотами максимума и минимума  $S_{\varepsilon_r''}^{\arg(S_{11})}$  ( $S_{\varepsilon_r''}^{|S_{11}|}$ ).

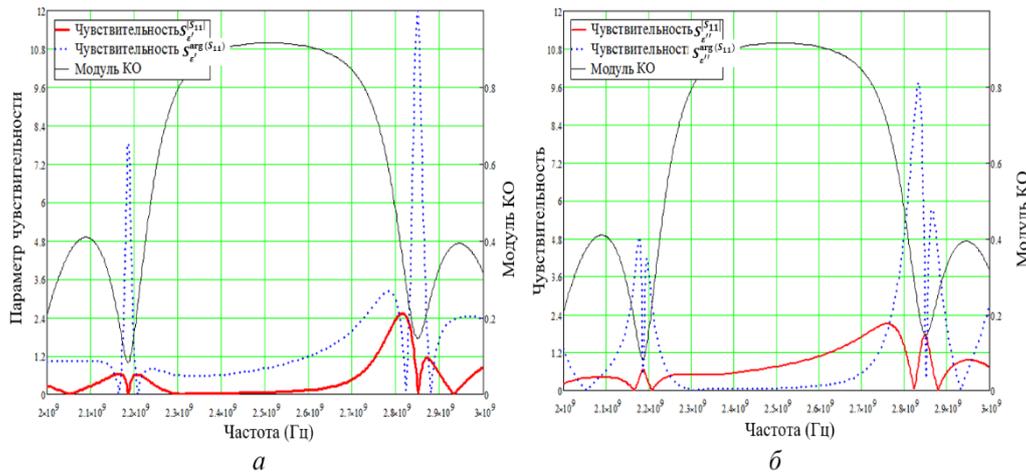


Рисунок 3. Чувствительность модуля и фазы КО при вариации  $\varepsilon_r'$  (а) и  $\varepsilon_r''$  (б) в области первой полосы заграждения

Распределение по частоте чувствительности модуля и фазы КП (рис. 4) имеют схожие особенности с выявленными ранее для КО. При вариации  $\varepsilon_r'$  наибольшим изменениям модуля КП подвергнуты частоты нижней половины правого склона полосы заграждения, в случае фазы КП – частота правого первого полюса пропускания. При вариации  $\varepsilon_r''$  чувствительность модуля КП достигает максимума на частоте правого первого полюса пропускания, а фазы КП – на правом склоне полосы заграждения, другими словами явно прослеживается обратная ситуация по сравнению с вариацией  $\varepsilon_r'$ , что было ранее отмечено и для КО.

Все сформулированные выводы относятся также и к полосам заграждения второго и высшего порядков. Отличием для полос начиная с 3-ей, является увеличенное значение чувствительности также в области левого склона полосы заграждения, но, тем не менее, абсолютные значения чувствительности имеют большую величину у правого склона для всех резонансных полос.

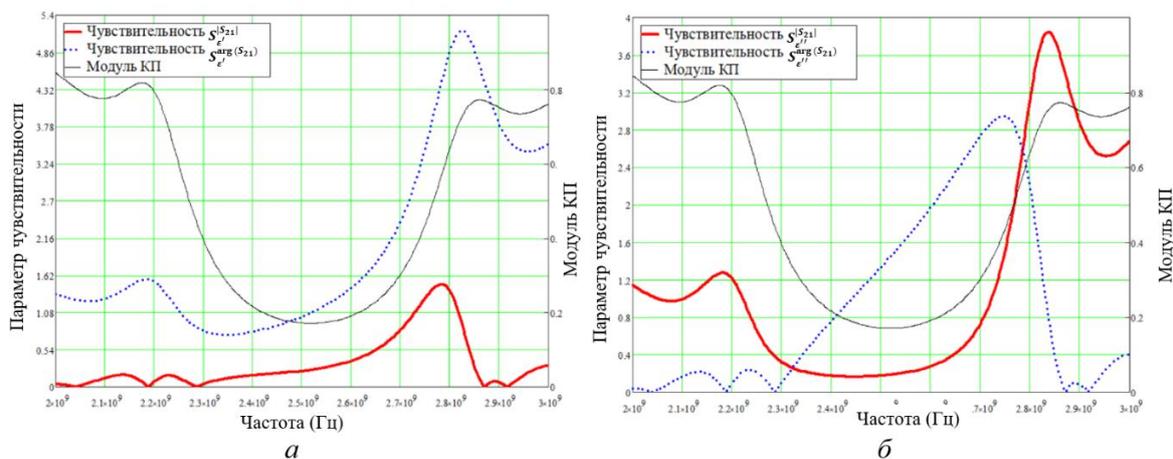


Рисунок 4. Чувствительность модуля и фазы КП при вариации  $\varepsilon_r'$  (а) и  $\varepsilon_r''$  (б) в области первой полосы заграждения

Интересным наблюдением является поведение параметров чувствительности при изменении порядка чередования исследуемого диэлектрика и диэлектрика с известным значением  $\epsilon_r$ . В этом случае преобладающим по чувствительности склоном полосы заграждения становится левый склон. Все остальные выявленные закономерности сохраняются. Проведенный анализ параметров чувствительности способствует оптимальному выбору контрольных частот для более точного определения искомых величин.

#### Библиографический список

1. Морозов Г.А., Морозов О.Г., Насыбуллин А.Р., Севастьянов А.А., Фархутдинов Р.В. Коаксиальные брэгговские СВЧ-структуры в сенсорных системах // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2014, Т. 17, № 3, С. 65-70.
2. Насыбуллин А.Р., Морозов О.Г., Севастьянов А.А. Брэгговские сенсорные СВЧ-структуры на коаксиальном кабеле // Журнал радиоэлектроники, 2014, № 3, С. 8.
3. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В., Рузанов О.М., Тимофеев И.О. Измерение параметров диэлектриков с использованием СВЧ коаксиальной брэгговской структуры // Радиотехника, 2019, Т. 83, №7, С. 6-12.
4. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. Одномерные СВЧ фотонные кристаллы. Новые области применения // Издательство: Саратовский университет, г. Саратов, 2016, С. 148.
5. Фархутдинов Р.В., Насыбуллин А.Р., Морозов О.Г., Вазиев Т.О., Ишкаев Т.М., Садчиков В.В. Брэгговская СВЧ-структура в коаксиальном волноводе как датчик контроля диэлектрических параметров жидких сред // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2019, Т. 22, № 4-2, С. 114-120.
6. Nasybullin A.R., Morozov O.G., Morozov G.A., Farkhutdinov R.V., Gavrilov P.V., Makarov I.A. Means for monitoring the dielectric parameters of liquid media based on quasi-periodic Bragg microwave structures in a coaxial waveguide // J. Phys.: Conf. Ser., 2020, P. 1499 012015.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЕФЕКТНЫХ МОД В СВЧ КОАКСИАЛЬНОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЕ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Ал.В. Скрипаль<sup>1</sup>, С.А. Никитов<sup>1,2</sup>, Д.В. Пономарев<sup>1</sup>, О.М. Рузанов<sup>1,3</sup>, И.О. Тимофеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский

государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

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

<sup>3</sup>АО «НПП «Алмаз», г. Саратов

E-mail: skripala\_v@info.sgu.ru

Реализована методика измерений диэлектрических образцов, играющих роль нарушения периодичности КБС, которая включает измерение диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и толщины слоя диэлектрика. Методика измерений основана на минимизации разности измеренных и рассчитанных частотных зависимостей коэффициентов прохождения и отражения в окрестностях дефектной моды в первой запрещенной зоне и дефектной моды во второй запрещенной

зоне. Для теоретического описания частотных зависимостей коэффициентов прохождения и отражения электромагнитной волны в КБС использован метод матрицы передачи.

**Ключевые слова:** коаксиальные брэгговские структуры, амплитудно-частотные характеристики, измерение, диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, толщина, дефектная мода.

СВЧ фотонные кристаллы, являющиеся разновидностью метаматериалов, используются в качестве новых типов электродинамических систем при измерении параметров материалов и структур СВЧ-методами [1].

При использовании КБС с нарушением периодичности в качестве нового типа электродинамической системы для измерения комплексной диэлектрической проницаемости диэлектриков авторы [2] установили, что при решении обратной задачи, основанной на минимизации разности экспериментальных и расчетных спектров отражения и пропускания СВЧ фотонных кристаллов, включающих структуры с искомыми параметрами следует выбирать запрещенную зону с дефектной модой, на частоте которой в области расположения дефекта наблюдается максимум стоячей волны.

В настоящей работе описывается метод одновременного измерения диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и толщины слоя диэлектрика, играющего роль нарушения периодичности КБС.

Были рассмотрены одномерные КБС (рис. 1), составленные из 11 слоев, в диапазоне частот 1–12 ГГц. Нечетные слои ФК представляли собой отрезки с диэлектрическим заполнением из ФЛАНА (арилокса) [3] ( $\epsilon = 8.8$ ), четные – с диэлектрическим заполнением из тефлона ( $\epsilon = 2.0$ ). Длина нечетных и четных отрезков – 4.0 мм и 16.8 мм, соответственно. Внутренний диаметр внешнего проводника  $d_1$  составлял 7 мм, внешний диаметр внутреннего проводника  $d_2=3$  мм.

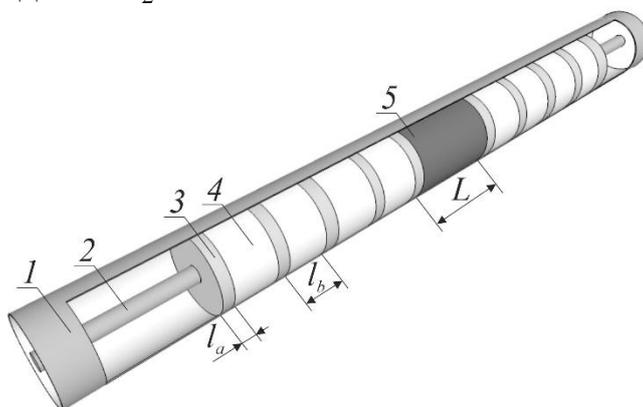


Рисунок 1. Конструкция одномерной СВЧ КБС с нарушением периодичности: 1 и 2 – внешний и внутренний проводники, 3 и 4 – элементы, образующие периодическую структуру, 5 – нарушение,  $l_a$ ,  $l_b$ ,  $L$  – длины нечётных, чётных отрезков КБС и отрезка с нарушением, соответственно.

Как следует из результатов расчета, при выбранных параметрах структуры фотонного кристалла в диапазоне частот 0–12 ГГц на АЧХ наблюдались две запрещенные зоны равной глубины, разделенные разрешенной зоной.

Создание нарушения периодичности КБС в виде образца цилиндрической формы длиной  $L = 4$  мм и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon=6$ , помещенного в центральный (6-ой) отрезок КБС, приводило к возникновению дефектных мод на частоте  $f_1$  в первой и  $f_2$  во второй запрещенных зонах. При выбранной длине образца наблюдается слабая чувствительность дефектной моды в первой запрещенной зоне на частоте  $f_1$  и высокая чувствительность дефектной моды во второй запрещенной зоне на частоте  $f_2$  к изменению относительной диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь вносимого нарушения. Изменение же толщины образца приводит к значительному изменению дефектных мод как в первой, так и во второй запрещенных зонах.

Это позволяет разработать методику измерения параметров диэлектрических структур, играющих роль нарушения периодичности КБС: диэлектрической проницаемости  $\varepsilon$ , тангенса угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta$  и толщины  $L$ , по частотным зависимостям  $D(\varepsilon, \text{tg}\delta, L, f)$  и  $R(\varepsilon, \text{tg}\delta, L, f)$ , измеренным в окрестностях дефектной моды в первой запрещенной зоне и дефектной моды во второй запрещенной зоне, с использованием метода наименьших квадратов.

При реализации этого метода находится такое значение параметров  $\varepsilon_{\text{иск}}$ ,  $\text{tg}\delta_{\text{иск}}$  и  $L_{\text{иск}}$ , при котором сумма квадратов разностей  $S(\varepsilon, \text{tg}\delta, L)$  расчетных  $|D(\varepsilon, \text{tg}\delta, L, f)|^2$ ,  $|R(\varepsilon, \text{tg}\delta, L, f)|^2$  и экспериментальных (исходных)  $|D_{\text{эксп}}|^2$  и  $|R_{\text{эксп}}|^2$  значений квадратов модулей коэффициентов прохождения и отражения

$$S(\varepsilon, \text{tg}\delta, L) = \sum_{i=1}^K \left[ \left( |D(\varepsilon', \text{tg}\delta, f_{\text{эксп}i})|^2 - |D_{\text{эксп}i}|^2 \right)^2 + \left( |R(\varepsilon', \text{tg}\delta, f_{\text{эксп}i})|^2 - |R_{\text{эксп}i}|^2 \right)^2 \right], \quad (1)$$

становится минимальной. Здесь  $K$  – число измеренных значений коэффициентов прохождения и отражения.

Для отработки метода измерений решалась следующая тестовая задача: задавались диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь и толщина слоя диэлектрика и рассчитывались частотные зависимости коэффициентов пропускания и отражения исследуемой структуры с использованием метода матрицы передачи [2], т.е. решалась прямая задача. Эти частотные зависимости с погрешностью  $\pm 10\%$  выбирались в качестве исходных при решении обратной задачи по нахождению диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и толщины слоя диэлектрика, считающихся в этом случае неизвестными величинами, подлежащими определению. Сравнение результатов решения

обратной задачи с исходными значениями диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и толщины слоя диэлектрика позволяет оценить погрешность предложенного метода измерений.

Как следует из результатов расчета, функция невязок  $S(\epsilon, \text{tg}\delta, L)$ , определяемая выражением (1) и представленная на рис. 2,а на резонансных частотах  $f_1 = 4.022$  ГГц и  $f_2 = 9.04$  ГГц, соответствующих дефектным модам в первой и второй запрещенных зонах, для образца длиной  $L=4$  мм с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 6$  и тангенсом угла диэлектрических потерь  $0.02$ , обладает глобальным минимумом в пространстве координат  $S(\epsilon, \text{tg}\delta, L)$ , а контурные карты (рис. 2,б) характеризуются наличием замкнутых траекторий вблизи минимума.

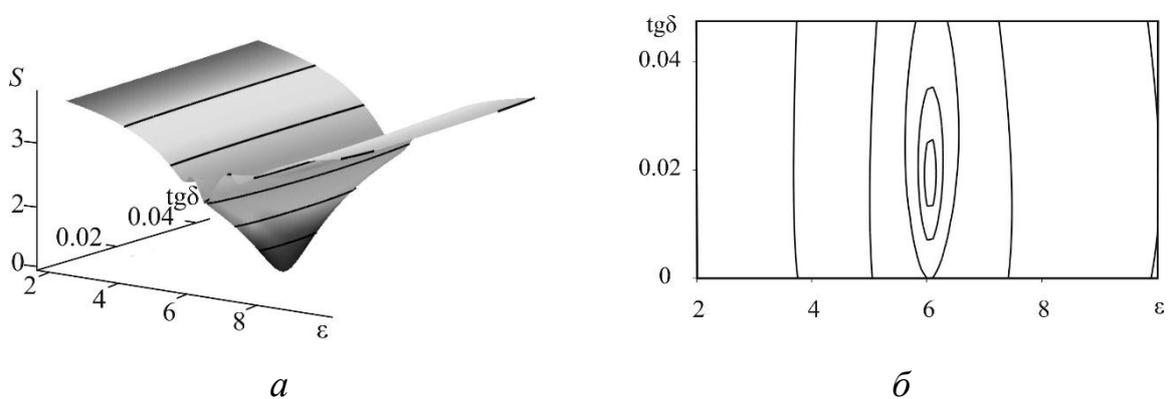


Рисунок 2. Вид функции невязок в пространстве искомых параметров и контурные карты в плоскостях искомых параметров  $a, б - \epsilon, \text{tg}\delta$ .

Это подтверждает возможность однозначно определять диэлектрическую проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь и толщину слоя диэлектрика.

Значения диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и толщины слоя диэлектрика, определенные из решения обратной задачи, составили  $\epsilon_{\text{иск}}=6.059$ ,  $\text{tg}\delta_{\text{иск}}=0.0201$ ,  $L_{\text{иск}} = 3.96$  мм на резонансных частотах дефектных мод в первой и второй запрещенных зонах.

Относительная погрешность определения диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и толщины слоя диэлектрика составила  $0.98\%$ ,  $0.5\%$  и  $1.0\%$ , соответственно.

Таким образом, разработана методика определения диэлектрической проницаемости, тангенса угла диэлектрических потерь и толщины слоя диэлектрика, играющего роль нарушения периодичности КБС, в результате решения обратной задачи с использованием частотных зависимостей коэффициентов прохождения и отражения, измеренных в окрестностях дефектной моды в первой запрещенной зоне и дефектной моды во второй запрещенной зоне.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRР-2020-0005) и стипендии Президента РФ (СП-3301.2018.3).*

#### **Библиографический список**

1. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. Одномерные СВЧ фотонные кристаллы. Новые области применения // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2018.
2. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В., Рузанов О.М., Тимофеев И.О. Использование СВЧ коаксиальной брэгговской структуры для измерения параметров диэлектриков // Радиотехника и электроника, 2020, Т. 65, №5, С. 495-503.
3. Интернет-ресурс:  
[http://baltizolit.ru/catalog/folder23/subfolder37/show29/dielektrik\\_folgirovannyiy\\_flan](http://baltizolit.ru/catalog/folder23/subfolder37/show29/dielektrik_folgirovannyiy_flan)

# 3 МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ

## ИССЛЕДОВАНИЕ СИГНАЛА ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА МОЧИ ЧЕЛОВЕКА

*Н.Е. Маркина, А.В. Маркин*

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: n.e.markina@mail.ru

В работе определены условия, при которых достигается минимальный уровень фонового сигнала гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света от основных органических компонентов мочи. Проведено изучение влияния величины рН и степени разбавления мочи, а также длины волны возбуждающего света на ГКР сигнал. Установлено, что в кислой и щелочной среде основными фонообразующими компонентами мочи являются уробилин и креатинин, соответственно. В нейтральной среде разбавление приводит к значительному снижению интенсивности ГКР сигнала компонентов мочи, но не влияет на профили спектров.

**Ключевые слова:** гигантское комбинационное рассеяние света, серебряные наночастицы, креатинин, уробилин, мочевины.

В связи с быстрым развитием и внедрением в практику подходов персонализированной медицины возрастает необходимость создания универсального инструмента для проведения быстрого и точного биохимического анализа. Дополнительно возрастает необходимость терапевтического мониторинга лекарственных препаратов (ТЛМ) с узким окном терапевтических концентраций (например, противоопухолевые препараты, антибиотики), использование которых при меньших концентрациях проявляется отсутствием терапевтического эффекта, в то время как при больших концентрациях появляются побочные эффекты препарата [1]. Спектроскопия ГКР была недавно предложена для ТЛМ благодаря скорости и простоте процедуры анализа, а также портативности и умеренной стоимости оборудования [2]. Прямое ГКР детектирование основано на регистрации усиленных КР спектров аналита, который непосредственно адсорбируется на поверхности наноструктурированного ГКР-активного материала (ГКР подложка) [3]. Преимуществами данного типа детектирования являются возможность идентификация неизвестных аналитов и простота приготовления подложки. Основным недостатком прямого ГКР детектирования является возможное конкурентное взаимодействие между молекулами аналита и примесей (например, другими лекарствами или компонентами мочи) за адсорбционные центры на поверхность ГКР подложки. Моча является наиболее

предпочтительным объектом анализа при ТЛМ, поскольку ее сбор не требует специальной квалификации, а также прост, неинвазивен и безболезнен. Однако состав крови более постоянен за счет гомеостаза и, как следствие, уровень фонового ГКР сигнала от крови более стабилен, нежели от мочи.

Для достижения максимальной надежности прямого ГКР детектирования лекарственных препаратов в моче проведено определение условий, при которых достигается минимальный уровень фонового сигнала от основных компонентов мочи. Данные условия найдены путем изучения влияния уровня рН и степени разбавления образцов реальной мочи человека на интенсивность и профиль их ГКР спектров (рис. 1). Возбуждение ГКР сигнала проводили с помощью лазеров с различными длинами волн возбуждения, поскольку профили ГКР спектров в значительной степени зависят от источника возбуждения из-за осуществления резонансного взаимодействия с электронной системой комплекса «наночастица–молекула». Изменение значения рН также значительно изменяет профиль ГКР спектров, поскольку (де)протонирование приводит к изменению (i) поляризуемости молекул аналита (активности КР полос) и (ii) механизма адсорбции молекул на поверхности ГКР подложки (серебряные наночастицы, СНЧ) [4].

Получены и проанализированы спектры 10 образцов мочи (рис. 1), предоставленных здоровыми волонтерами. В качестве контрольных образцов использовали растворы основных компонентов мочи: мочевины, креатинина, билирубина. Билирубин использовали в качестве контроля вклада основного красящего компонента мочи – уробилина. Уробилин мочи является продуктом восстановления билирубина и имеет схожую химическую структуру, однако только билирубин является коммерчески доступным аналитом.

При регистрации ГКР спектров мочи в кислой среде основным фонообразующим компонентом мочи является уробилин, причём разбавление приводит к усилению спектров уробилина. Данная тенденция обусловлена уменьшением количества конкурирующих соединений, и уробилин начинает отчетливо проявляться в спектрах, имея бóльшую аффинность к поверхности СНЧ в кислой среде за счет наличия пиррольных фрагментов. Однако при генерации ГКР спектров 785 нм лазером, КР полосы уробилина не наблюдаются. Это делает данную комбинацию рН и возбуждающего излучения пригодной для прямого ГКР детектирования других аналитов в моче с минимальным уровнем фонового сигнала. Отсутствие усиления спектров уробилина нами связано с отсутствием вклада резонансного ГКР, поскольку возбуждающий лазер перестаёт попадать в область поглощения молекул уробилина.

В щелочной среде основным фонообразующим соединением является креатинин. Причём разбавление мочи и использование низкоэнергетического возбуждения (785 нм) не приводит к уменьшению сигнала. Это

свидетельствует о чрезмерно высокой концентрации метаболита по отношению к площади поверхности СНЧ и его сильном взаимодействии с этой поверхностью. Таким образом, прямое детектирование лекарственных препаратов, имеющих ГКР спектры только в щелочной среде, невозможно.

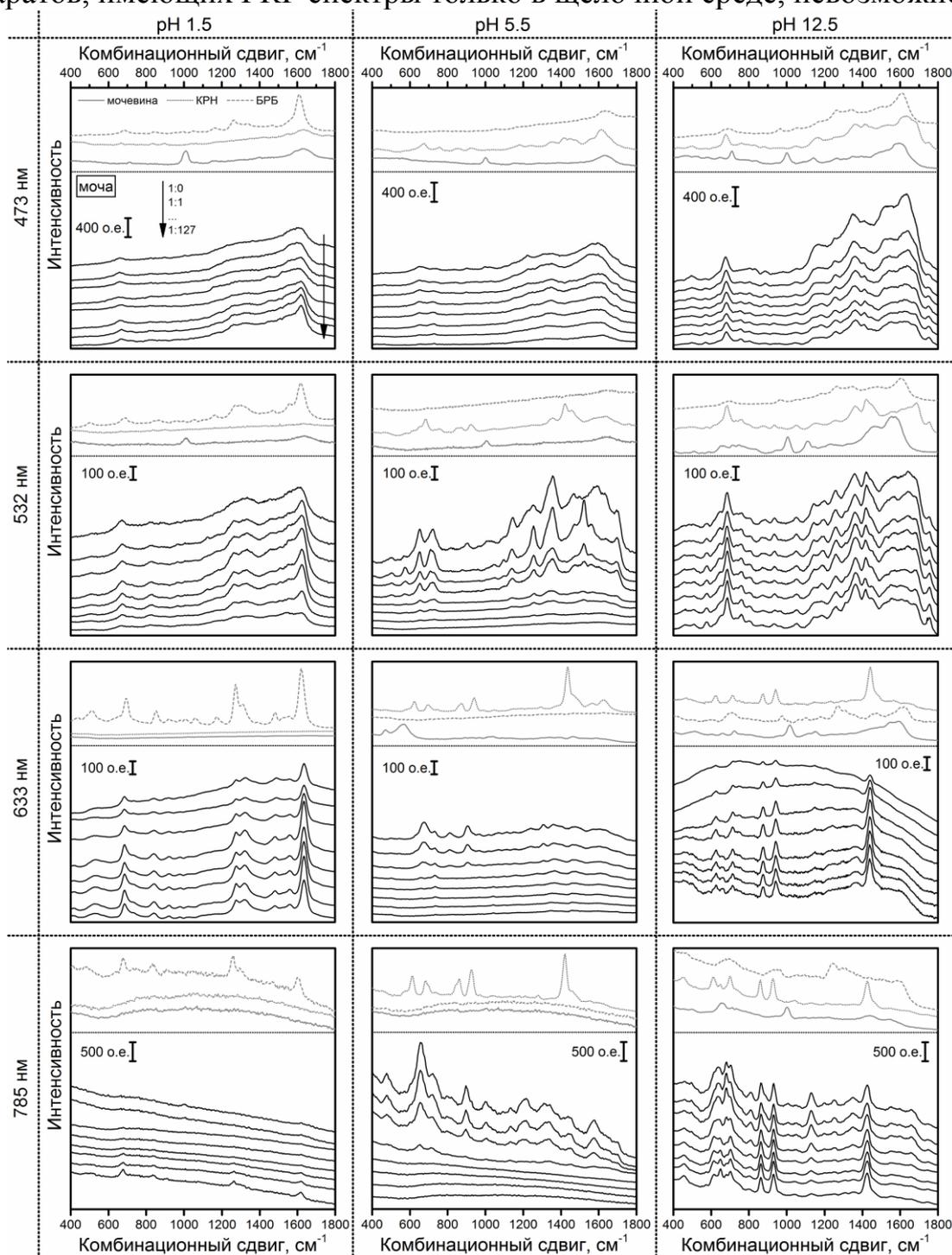


Рисунок 1. Влияние величины pH и разбавления мочи, а также длины волны возбуждающего излучения на ГКР спектры образцов мочи; ГКР спектры чистых основных компонентов мочи, мочевины, креатинина (КРН) и билирубина (БРБ), приведены в качестве контроля

КР полоса мочевины (около  $1000\text{ см}^{-1}$ ) наблюдается в растворах с любым уровнем рН. Однако вклад данной полосы незначительный, несмотря на доминирующее содержание этого метаболита в моче, и разбавление водой ещё больше снижает этот вклад. Мы относим очень низкий уровень усиления КР спектров мочевины к гораздо более слабому взаимодействию мочевины с поверхностью ГКР подложки, по сравнению с креатинином и уробилином. Также в мочеvine отсутствует сопряженная электронная система, что, как следствие, проявляется в значительно более низком сечении КР рассеяния.

В нейтральной среде во всех случаях разбавление приводит к значительному снижению ГКР сигнала компонентов мочи, но не влияет на профили спектров. Также отметим, что в кислой и щелочной средах спектр мочи в основном интенсивнее. Таким образом, прямое детектирование лекарств возможно в нейтральной среде при разбавлении мочи (в 32 и более раз). Однако ГКР сигнал лекарств в нейтральной среде не всегда самый интенсивный (по сравнению с другими средами), поэтому разбавление может привести к значениям предела обнаружения, недостаточным для анализа.

Суммируя результаты, описанные выше, можно заключить, что использование только изменения рН и разбавления образца не позволяют полностью устранить фоновый ГКР сигнал, генерируемый внутренними компонентами мочи. Эта проблема ограничивает надежность прямого ГКР детектирования антибиотиков в моче, особенно при низких концентрациях аналита. Однако существуют варианты комбинации рН, разбавления и возбуждающего излучения, при которых возможно максимально нивелировать влияние фона при детектировании конкретного вида лекарства.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 18-13-00081).*

#### **Библиографический список**

1. *Sirot E.J., van der Velden J.W., Rentsch K., Eap C.B., Baumann P.* Therapeutic drug monitoring and pharmacogenetic tests as tools in pharmacovigilance // *Drug Saf.*, 2006, V. 29, P. 735–768.
2. *Jaworska A., Fornasaro S., Sergio V., Bonifacio A.* Potential of surface enhanced Raman spectroscopy (SERS) in therapeutic drug monitoring (TDM). A critical review // *Biosensors*, 2016, V. 6. P. 47.
3. *Bonifacio A., Cervo S., Sergio V.* Label-free surface-enhanced Raman spectroscopy of biofluids: fundamental aspects and diagnostic applications // *Anal. Bioanal. Chem.*, 2015, V. 407, P. 8265–8277.
4. *Leopold N., Lendl B.* A new method for fast preparation of highly surface-enhanced Raman scattering (SERS) active silver colloids at room temperature by reduction of silver nitrate with hydroxylamine hydrochloride // *J. Phys. Chem. B.*, 2003, V. 107, P. 5723–5727.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОМПЛЕКСНОГО ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ОПТИЧЕСКОЕ ПРОСВЕТЛЕНИЕ КОЖИ *IN VIVO*

В.В. Чарыкова<sup>1</sup>, М. Юсупова<sup>1</sup>, С.М. Зайцев<sup>1,2</sup>, А.Н. Баишкатов<sup>1,3</sup>, В.В. Тучин<sup>1,3,4</sup>,  
Э.А. Генина<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет

<sup>2</sup>Университет Лотарингии, г. Нанси, Франция

<sup>3</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет

<sup>4</sup>Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов

E-mail: vsteklyanova@mail.ru

Данная работа направлена на разработку эффективного метода повышения оптического просветления кожи человека *in vivo* с использованием смесей олеиновой кислоты и полиэтиленгликоля-400 и водного раствора гиалуроновой кислоты и полиэтиленгликоля-400 в качестве иммерсионных агентов. Для визуализации кожи использовался оптический когерентный томограф ThorlabsOCP930R с центральной длиной волны источника излучения  $930 \pm 5$  нм. Проведённые эксперименты показали, что оптическая глубина зондирования при воздействии смеси ОК/ПЭГ-400 в качестве иммерсионного агента более эффективна, т.к. увеличение составило 1.3 раза по сравнению с использованием смеси ГК/ПЭГ-400.

**Ключевые слова:** оптическая глубина зондирования, визуализация кожи, олеиновая кислота, гиалуроновая кислота, полиэтиленгликоль-400.

Одним из методов диагностики биологических тканей является метод их зондирования излучением видимого и ближнего инфракрасного (ИК) диапазонов. Данный метод является безопасным и позволяет визуализировать структуру биоткани, избегая гистологического вмешательства. Однако данный метод визуализации затрудняется многократным рассеянием на неоднородностях показателя преломления, присутствующих в биотканях [1]. Для решения данной проблемы применяются иммерсионные агенты, в качестве которых могут выступать гидрофильные гиперосмотические иммерсионные жидкости, такие как глицерин, полиэтиленгликоли, растворы сахаров и другие [2]. При их применении происходит выравнивание показателей преломления рассеивателей и окружающего их вещества. Такой метод увеличения глубины зондирования и улучшения разрешения называется оптическим просветлением биотканей. Одной из серьёзных проблем оптического просветления кожи является преодоление эпидермального барьера, который препятствует проникновению иммерсионных жидкостей в дерму. Целью работы является разработка эффективного способа повышения оптического просветления кожи человека *in vivo*.

В данной работе в качестве объекта исследования была использована область кожи тыльной стороны ладони четырёх добровольцев (двое мужчин и две женщины в возрасте от 19 до 24 лет). Все добровольцы

имели II фототип кожи согласно классификационной шкале Фицпатрика[3].

Было изучено влияние нескольких комбинаций иммерсионных агентов на эффективность оптического просветления кожи человека *in vivo*. В качестве иммерсионных агентов были использованы: 1) смесь олеиновой кислоты (ОК)(Radiacid® 0212, Oleon, Бельгия) и полиэтиленгликоля-400(ПЭГ-400) (Sigma-Aldrich, США) в объёмном соотношении 20%/80%; 2) смесь водного раствора гиалуроновой кислоты (ГК)с концентрацией 36 г\л (Эвалар, Россия) и ПЭГ-400в соотношении 20%/80%.

Использование олеиновой и гиалуроновой кислот обусловлено тем, что они способствуют увеличению проницаемости рогового слоя эпидермиса и являются безопасными для организма. Более того, ГК вырабатывается самим организмом в нормальных физиологических условиях и входит в состав костей, суставов и биологических жидкостей. Областью наибольшей концентрации этого вещества является кожа (до 50%от всей ГК, содержащейся в организме). Молекула ГК состоит из повторяющихся единиц *D*-глюкуроновой кислоты и *N*-ацетил-*D*-глюкозамина [4]. ОК (*цис*-9-октадеценовая кислота)  $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_7\text{CH}=\text{CH}(\text{CH}_2)_7\text{COOH}$  содержится в большом количестве в животных жирах и растительных маслах, употребляемых в пищу, является мононенасыщенной жирной кислотой. Молекулярная масса составляет 282.47 [5].

Показатель преломления внутритканевой жидкости составляет приблизительно 1.33-1.35, в зависимости от длины волны. Показатель преломления ПЭГ-400 на длине волны 930 нм равен 1.4581[6]. Показатели преломления ОК и ГК на данной длине волны равны 1.45 и 1.326 соответственно.

Согласно закону Гладстона-Далля  $n_{(p-ра)} = n_{(p-го в-ва)}x_{(p-го в-ва)} + n_{(p-ля)}x_{(p-ля)}$ , (где  $n$  – показатель преломления,  $x$  – доля вещества), показатели преломления смесей  $n(\text{ОК}/\text{ПЭГ-400})=1.45648$  и  $n(\text{ГК}/\text{ПЭГ-400})=1.43168$ . Показатели преломления используемых смесей близки к показателям преломления основных рассеивателей кожи: кератиноцитов эпидермиса и коллагеновых волокон дермы (1.4) [7].

Для повышения проницаемости эпидермиса для иммерсионных агентов использовались микродермабразия поверхности кожи и сонофорез. Микродермабразия проводилась с помощью специализированного косметического устройства с сапфировым наконечником и вакуумным массажем Gézatone (Gézanne I.T.C., Франция). Время обработки кожи составляло 1 мин. Для сонофореза использовалось ультразвуковое (УЗ) устройство Dynatronics 125 (Dynatrone, США), оборудованное зондом диаметром 2.2 см. Облучение проводилось в импульсном режиме (DutyCycle 50%)со следующими параметрами: частота 1 МГц, мощность 1 Вт, время облучения 1 мин.

Было проведено две серии экспериментов. В первой серии экспери-

ментов была использована смесь ОК/ПЭГ-400, во второй серии экспериментов – смесь ГК/ПЭГ-400. Обработка участка кожи в обоих случаях проводилась в следующем порядке: 1 – микродермабразия (1мин.), 2 – нанесение оптического просветляющего агента и воздействие УЗ (5мин). После окончания воздействия УЗ остатки оптического просветляющего агента аккуратно удалялись с поверхности кожи бумажной салфеткой. Каждый способ обработки исследовался на 9 участках кожи.

Для визуализации кожи использовался оптический когерентный томограф (ОКТ) ThorlabsOCP930R (Thorlabs, США) с центральной длиной волны источника излучения  $930\pm 5$  нм, длиной области сканирования 2 мм, поперечным разрешением 9.6 мкм и продольным разрешением в воздухе 6.2 мкм. Мониторинг состояния кожи проводился в начальный момент времени, после дермабразии, а также после нанесения оптического просветляющего агента в течение 90 мин через каждые 5 мин. На основании ОКТ-изображений кожи рассчитывалась оптическая глубина зондирования. Данная величина, измеренная на В-сканах полученных ОКТ изображений, представляет собой расстояние между пиком интенсивности, соответствующим поверхности кожи, и областью, где полезный сигнал от глубоко расположенных слоёв кожи переходит в фоновый шум (соотношение сигнал шум становится равным 1.1).

На рисунках 1 и 2 показаны ОКТ-изображения участков кожи до оптического просветления, спустя 20 и 90 минут после начала мониторинга при использовании смеси ОК/ПЭГ-400 и смеси ГК/ПЭГ-400, соответственно. На рисунках хорошо видно увеличение освещённой области внутри кожи под действием описанной процедуры. Сравнение изображений позволяет заметить различие в скорости оптического просветления при использовании исследуемых смесей. Увеличение оптической глубины зондирования наблюдалось уже через 20 мин после начала воздействия смеси ОК/ПЭГ-400 (см. рис. 1б), в то время как при использовании смеси ГК/ПЭГ-400 оптическая глубина зондирования увеличивалась постепенно.

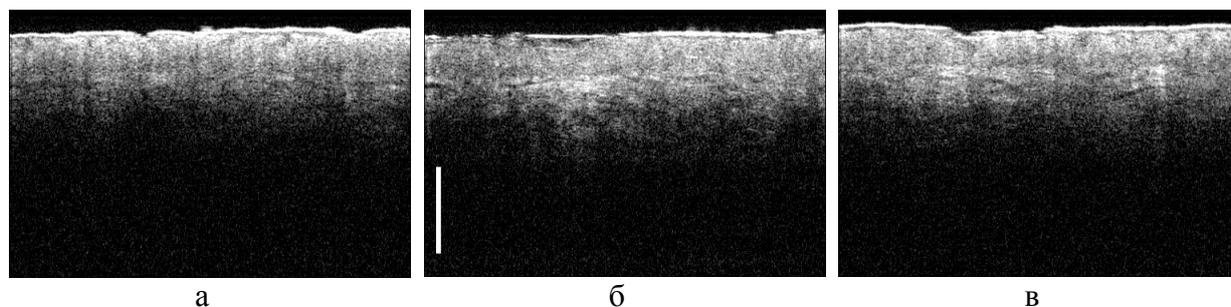


Рисунок 1. ОКТ-изображения участка кожи человека *in vivo*: а) до обработки и нанесения смеси ОК и ПЭГ-400 в качестве иммерсионного агента, б) через 20 мин после обработки, в) через 90 минут после обработки. Шкала соответствует 500 мкм.

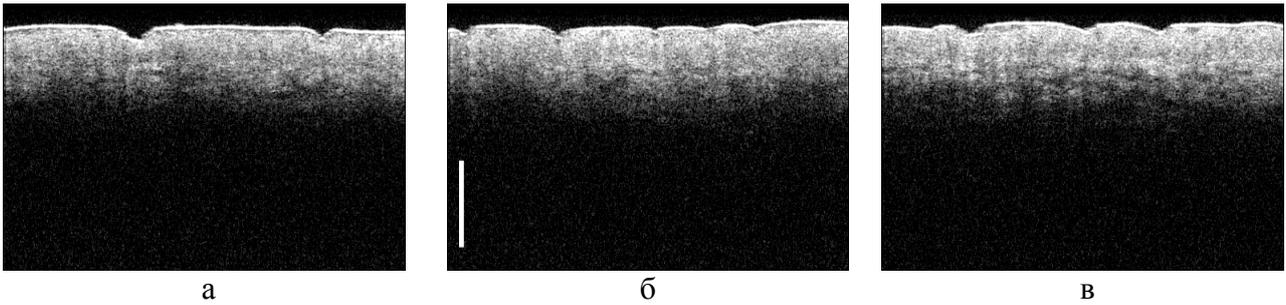


Рисунок 2. ОКТ-изображения участка кожи человека *in vivo*: а) до обработки и нанесения смеси ГК и ПЭГ-400 в качестве иммерсионного агента, б) через 20 мин после обработки, в) через 90 минут после обработки. Шкала соответствует 500 мкм.

Зависимости оптической глубины зондирования кожи от времени воздействия иммерсионных агентов представлены на рисунке 3. Хорошо видно, что оптическая глубина зондирования кожи в результате оптического просветления при воздействии смесью ОК/ПЭГ-400 увеличилась больше, чем при воздействии смесью ГК/ПЭГ-400. Максимальное значение параметра было достигнуто через 20 минут после начала оптического просветления (увеличение составило 1.3 раза) с помощью смеси ОК/ПЭГ-400. При использовании смеси ГК/ПЭГ-400 увеличение оптической глубины зондирования происходило в течение приблизительно 60 мин (~10%). Затем в обоих случаях наблюдалось снижение значения параметра за счёт естественного восстановления состояния кожи.

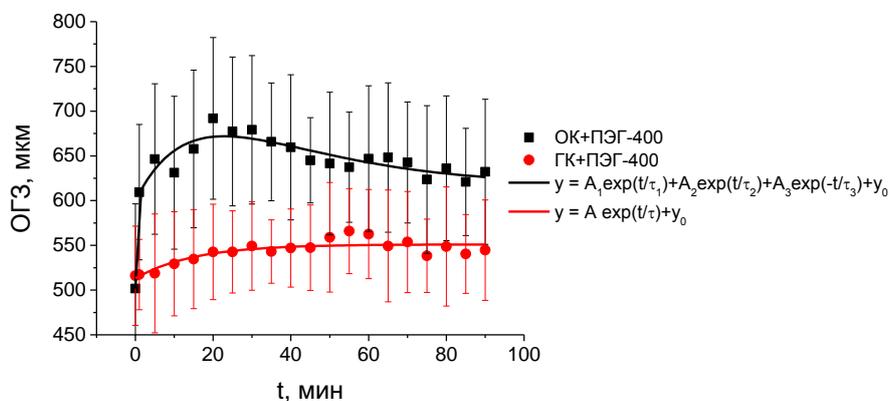


Рисунок 3. Временные зависимости оптической глубины ОКТ-зондирования кожи человека *in vivo* при воздействии смесей ОК/ПЭГ-400 и ГК/ПЭГ-400. Символы обозначают усреднённые экспериментальные данные, кривые – результат аппроксимации.  $A_{1,2,3}$  соответствуют константам аппроксимации,  $\tau_{1,2,3}$  – характеристическое время процесса оптического просветления, мин,  $y_0$  – конечное значение параметра, мкм. Для верхней кривой  $\tau_1 = 0.01$ ,  $\tau_2 = 20.2$ ,  $\tau_3 = 21.1$ ,  $y_0 = 617 \pm 49$ . Для нижней кривой  $\tau = 15.2$ ,  $y_0 = 551 \pm 5$ . Вертикальными отрезками обозначено стандартное отклонение.

Экспериментальные данные аппроксимировались с помощью экспоненциальных зависимостей, представленных на рисунке 3. Поскольку

механизмы оптического просветления при использовании ОК или ГК различаются, то наилучшая аппроксимация кинетики изменения оптической глубины зондирования кожи под действием ОК/ПЭГ-400 наблюдалась при использовании трёхэкспоненциальной зависимости, а ГК/ПЭГ-400 – одноэкспоненциальной. Наблюдаемое изменение оптической глубины зондирования кожи с помощью смеси ОК/ПЭГ-400 можно разделить на три процесса: быстрое оптическое просветление эпидермиса с помощью ОК во время УЗ облучения с характеристическим временем  $\tau_1 = 0.01$  мин, более длительный процесс, связанный с проникновением в верхние слои дермы ПЭГ-400 ( $\tau_2 = 20.2$  мин) и, наконец, постепенное восстановление оптических свойств кожи за счёт естественного выведения иммерсионного агента из области наблюдения ( $\tau_3 = 21.1$  мин). При введении в эпидермис ГК с помощью сонофореза оптического просветления не наблюдалось, т.к. показатели преломления раствора ГК и воды близки. Поскольку ГК хорошо связывает воду, то при проникновении её в эпидермис происходила его гидратация, что облегчало проникновение ПЭГ-400 в дерму с характеристическим временем процесса 15.2 мин.

Результаты исследования показали, что применение смеси ОК/ПЭГ-400 в качестве иммерсионного агента более эффективно, чем ГК/ПЭГ-400.

*Работа поддержана грантом РФФИ № 18-52-16025, а также стипендиальным грантом посольства Франции в России для совместной франко-российской аспирантуры в рамках программы “Вернадский” (2018-2021).*

#### **Библиографический список**

1. Башкатов А.Н., Генина Э.А., Тучин В.В. Оптическое просветление биологических тканей. Перспективы применения в медицинской диагностике и фототерапии // Альманах клинической медицины, 2008, Вып. 17-1, С. 39-42.
2. Genina E.A., Bashkatov A.N., Sinichkin Yu.P., Yanina I.Yu., Tuchin V.V. Optical Clearing of Tissues: Benefits for Biology, Medical Diagnostics and Phototherapy / Chapter 10 in: Handbook on Optical Biomedical Diagnostics, Vol. 2: Methods, 2<sup>nd</sup> ed., Valery V. Tuchin (editor), Bellingham, Washington: SPIE Press, 2016, P. 565-937.
3. Интернет-ресурс: Australian Radiation Protection and Nuclear Safety Agency. Fitzpatrick skin phototype (2020) <https://www.arpana.gov.au/sites/g/files/net3086/f/legacy/pubs/RadiationProtection/FitzpatrickSkinType.pdf>
4. Сигаева Н.Н., Колесов С.В., Назаров П.В., Вильданова Р.Р. Химическая модификации гиалуроновой кислоты и её применение в медицине // Вестник Башкирского университета, 2012, Т. 17, №3, С. 1220-1241.
5. Francoeur M.L., Golden G.M., Potts R.O. Oleic Acid: Its Effects on Stratum Corneum in Relation to (Trans)Dermal Drug Delivery // Pharm. Res., 1990, V. 7, № 6, P. 621-627,.
6. Тучина Д.К., Генин В.Д., Башкатов А.Н., Генина Э.А., Тучин В.В. Оптическое просветление тканей кожи ex vivo под действием полиэтиленгликоля // Оптика и спектроскопия, 2016, Т. 120, № 1, С. 36–45.
7. Tuchin V.V. Tissue optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnostics // 3<sup>rd</sup> ed., PM254, Bellingham, WA, USA: SPIE Press, 2015, P. 334-335.

# БИОСЕНСОРНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛИЦИКЛИЧЕСКИХ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ

*Р.А. Елеулова, О.А. Плотникова*

Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.

E-mail: djachuko@mail.ru

Работа посвящена исследованию возможности применения биосенсорной люминесцентной системы на основе сывороточного альбумина человека (САЧ) для определения полициклических ароматических углеводородов (ПАУ) – пирена, фенантрена и флуорена. Зависимости максимумов интенсивности флуоресценции САЧ и самих ПАУ от концентрации ПАУ имеют линейный характер, что дает возможность использовать данные системы в аналитических целях для определения экотоксикантов ПАУ в белковых средах.

**Ключевые слова:** биосенсорные системы, люминесцентные зонды, тушение флуоресценции, сывороточный альбумин человека, полициклические ароматические углеводороды.

В условиях ускоренного научно – технического развития и бурного роста промышленного производства охрана окружающей среды стала одной из важнейших проблем современности, решение которой непрерывно связано с охраной здоровья нынешнего и будущего поколений людей [1]. Полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) являются хорошо известными токсичными и канцерогенными соединениями, способными оказывать мутагенные воздействия даже в малых концентрациях, поэтому требуется постоянный мониторинг для обеспечения устойчивости экосистемы и безопасности для жизнедеятельности человека [2].

В связи с этим, актуальным для современной науки является разработка биосенсорных систем для определения экотоксикантов ПАУ. Перспективными для этих целей являются высокочувствительные люминесцентные методы, в частности, сенсорные люминесцентные биосистемы. Созданные на их основе сенсорные устройства (датчики) позволяют проводить экспресс анализ при минимальных затратах и упрощенной пробоподготовке. В этой связи перспективными видятся разработки биосенсорных систем на основе белков для определения таких известных экотоксикантов как ПАУ [3].

Целью работы являлось разработка биосенсорной системы для определения ПАУ на основе исследований взаимодействия макромолекул белка с молекулами экотоксикантов.

В качестве основы биосенсорной системы выступал белок сывороточного альбумина человека (САЧ) [3-4]. В качестве представителей ПАУ в экспериментальных исследованиях применялись пирен, фенантрен и флуорен.

Исследования в работе проводились флуоресцентным методом на люминесцентном спектрометре LS-55 PerkinElmer (США) и анализаторе

жидкости спектрофлуориметре “Флуорат-02-Панорама” (“Люмекс”, Россия). Регистрировались спектры собственной флуоресценции САЧ и выбранных представителей ПАУ при определенных характерных длинах волн возбуждения молекул соответствующих веществ.

Экспериментальные исследования выявили тушение флуоресценции белка САЧ при добавлении в белковую систему молекул экотоксикантов ПАУ (рис. 1).

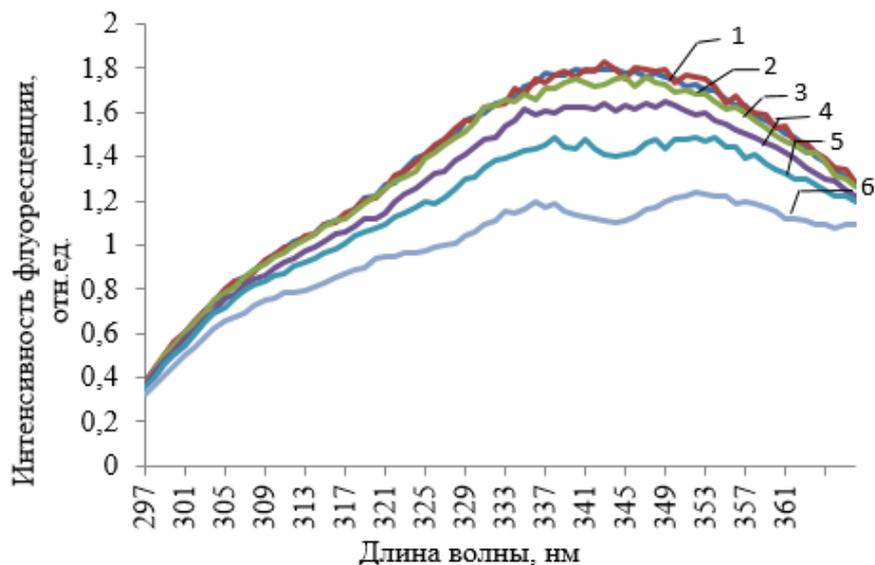


Рисунок 1. Тушение собственной флуоресценции белков САЧ при увеличении концентрации пирена в растворе (моль/л): 0 (1),  $0.6 \cdot 10^{-6}$  (2),  $10^{-6}$  (3),  $3 \cdot 10^{-6}$  (4),  $6 \cdot 10^{-6}$  (5),  $10^{-5}$  (6)

На основе полученных спектров флуоресценции САЧ построена зависимость интенсивности значений максимумов в спектрах флуоресценции САЧ от концентрации пирена в растворах.

Получено уравнение линии тренда в Excel, описывающее представленную исходную зависимость, и оценена степень приближения (величина достоверности аппроксимации):  $y = -0,0499x + 1,6789$  ( $R^2 = 0,9726$ ).

Экспериментально выявлено, что интенсивность флуоресценции САЧ закономерно убывает с возрастанием концентрации пирена в растворе, что делает возможным аналитическое определение пирена по регистрации интенсивности флуоресценции САЧ.

Аналогичные результаты получены при изучении флуоресценции САЧ в растворах, в которые добавлялись различные концентрации фенантрена и флуорена. Тушение собственной белковой флуоресценции САЧ указывает на возможность использования данной биосенсорной системы для обнаружения и количественного определения ПАУ. Однако затруднением в аналитическом определении фенантрена и флуорена является то, что их спектры флуоресценции значительно перекрываются со спектрами флуоресценции САЧ.

Для повышения селективности обнаружения отдельных ПАУ перспективным видится регистрация дополнительного флуоресцентного сигнала – флуоресценции самих ПАУ, которые также являются известными люминофорами, флуоресценция которых наблюдается при возбуждении светом характерной для каждого ПАУ длиной волны.

На рис. 2 представлены спектры флуоресценции пирена в растворах САЧ при различной концентрации пирена. При длине волны возбуждения флуоресценции пирена – 334 нм.

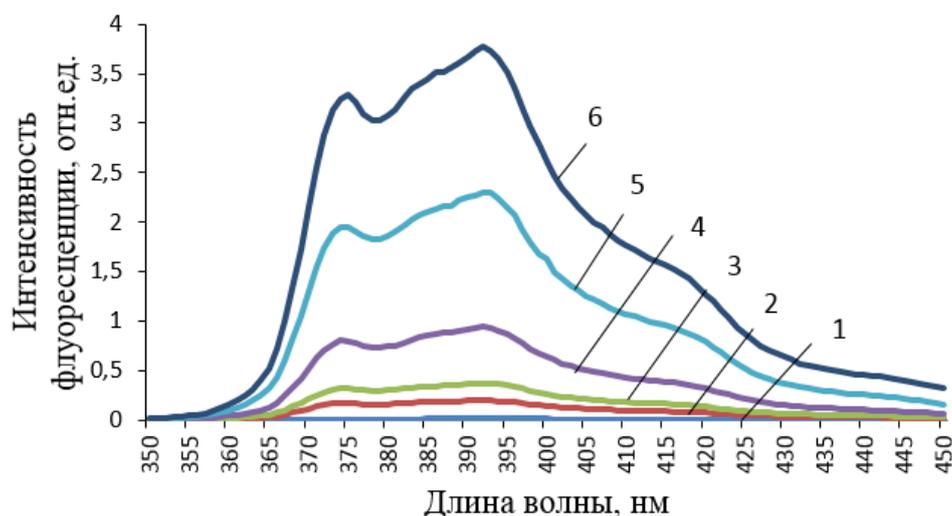


Рисунок 2. Интенсивность флуоресценции пирена в водно – белковых растворах САЧ при концентрации пирена (моль/л): 0 (1),  $0.6 \cdot 10^{-6}$  (2),  $10^{-6}$  (3),  $3 \cdot 10^{-6}$  (4),  $6 \cdot 10^{-6}$  (5),  $10^{-5}$  (6)

На рис. 2 наблюдается значительное увеличение интенсивности флуоресценции пирена при увеличении его концентрации в растворе САЧ. На основе полученных спектров построена зависимость интенсивности флуоресценции пирена от его концентрации в растворе. Получено уравнение, описывающее представленную исходную зависимость, и оценена степень приближения:  $y = 0,0182x - 0,0037$  ( $R^2 = 0,9896$ )

Экспериментально выявлено, что интенсивность флуоресценции пирена закономерно возрастает с увеличением его концентрации в растворе, что позволяет использовать данный метод для аналитического определения пирена.

Аналогичные результаты получены и для других изученных ПАУ. На основе полученных спектров флуоресценции фенантрена (при длине возбуждения 293 нм) и флуорена (при длине возбуждения 261 нм) построены зависимости максимумов их флуоресценции от концентрации ПАУ. В изученных системах интенсивность флуоресценции ПАУ значительно увеличивается при постепенном увеличении концентрации ПАУ в растворах.

На основании проведенных исследований можно заключить, что методы тушения флуоресценции белков и регистрации флуоресценции люминесцентных зондов ПАУ применим для определения ПАУ в белковых средах. Полу-

ченные результаты могут быть использованы для разработки высокочувствительного метода контроля содержания ПАУ в различных средах, который может быть рекомендован для экологического мониторинга ПАУ.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (государственное задание № 5.3922.2017/64).*

#### **Библиографический список**

1. *Филиппович Ю.Б.* Биологическая химия: учебник для студ. учреждений высш. проф. образования // М.: ИЦ "Академия", 2013, 320 с.
2. *Morales T. V et al.* Luminescence methods for study and determination of pollutant in the environment // Macedonian Journal of Chemistry and Chemical Engineering, 2010, V. 29, № 1, P. 1–42.
3. *Fanali G., di Masi A., Trezza V., Marino M., Fasano M., Ascenzi P.* Human serum albumin: from bench to bedside // Mol. Aspects Med., 2012, № 33, P. 209-90.7.
4. *Наумов С.П.* Белки и их свойства // М.: Академический проект, 2005, 298 с.

## **ПРОХОЖДЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ РАСSEИВАЮЩИЕ СРЕДЫ ПРИ РАЗНЫХ СПОСОБАХ ИХ СЖАТИЯ**

*Ю.А. Скворцова<sup>1</sup>, А.А. Вайчас<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Иркутский государственный медицинский университет

<sup>2</sup>Иркутский филиал Московского государственного технического университета  
гражданской авиации

E-mail: jolynn.starlingz@yandex.ru

Экспериментально исследовалось прохождение лазерного излучения через рассеивающие среды, подвергающиеся разным способам сжатия. Установлено, что при локальном сжатии среды пропускание больше, чем при сжатии среды по всей плоскости. Показано, что профиль распределения излучения в среде также зависит от способа сжатия.

**Ключевые слова:** лазерное излучение, сжатие, рассеивающая среда.

Из медицинской практики известно, что воздействие на биосистему низкоинтенсивного лазерного излучения может приводить к снижению вязкости крови, стимуляции микроциркуляции крови в тканях, увеличению подвижности рецепторов клеток и отдельных клеток, стимуляции иммунной и нервной систем, оказывать анальгезирующее действие [1]. Недавно было показано, что лазерное облучение *in vitro* оказывает влияние на кристаллообразование в препаратах белой желчи [2].

Существуют как инвазивные, так и неинвазивные способы лазерного облучения биотканей. Причем при использовании неинвазивных методик (чрезкожное облучение), возникает вопрос о глубине проникновения лазерного излучения и пространственном распределении его интенсивности, так как эти факторы могут влиять на эффективность лазерных процедур.

Наряду с этим известно, что при сжатии рассеивающей среды, в том числе и биотканей, увеличивается проникновение лазерного излучения внутрь них [3].

Анализ литературы по данной теме позволил выделить два основных способа компрессионного воздействия на образцы при одновременном лазерном облучении:

1. сжатие подвергается вся площадь исследуемого образца, как правило прозрачной пластинкой [4, 5, 6];

2. сжатие происходит локально, либо прозрачным стеклянным цилиндром, внутри которого проходит лазерный луч, либо металлическим цилиндром, внутри которого находится оптическое волокно, по которому излучение поступает к области сжатия [3, 7].

При анализе источников мы не обнаружили данных о том, как способ сжатия образцов влияет на проникновение излучения при одинаковых характеристиках объектов исследования и источника лазерного излучения.

Поскольку данная информация является актуальной для выбора оптимального способа сжатия для достижения максимального эффекта при неинвазивном (транскутанном) лазерном облучении тканей, то была поставлена цель провести анализ прохождения лазерного излучения через рассеивающие среды и наблюдение распределения излучения в их толще при разных способах сжатия.

В качестве объекта исследования, моделирующего рассеивающую среду, использовались поролоновая губка оранжевого цвета (средний размер ячеек 0,3 мм) и образец биологического происхождения (куриное филе, купленное в магазине). Размер образцов 40×50 мм, толщина 20 мм.

В первом варианте эксперимента излучение полупроводникового лазера (длина волны 650 нм, мощность 10 мВт, диаметр пучка 4 мм) направлялось на исследуемый образец, который помещался между двумя прозрачными пластинками из оргстекла (толщина пластинок 4 мм). Одна из пластинок устройства для сжатия слоя могла свободно перемещаться, что позволяло изменять толщину исследуемого образца по всей его плоскости (рис. 1а). Толщина образца определялась с помощью штангенциркуля. Во втором варианте образец локально сжимался лазером через круглое отверстие в центре одной из пластинок (рис. 1б). Для этого выходное отверстие лазера закрывалось прозрачной пластинкой толщиной 0,5 мм. Область сжатия соответствовала поперечным размерами лазера и представляла из себя окружность диаметром 12 мм. Таким образом сам образец не сжимался целиком. Толщина образца при таком способе сжатия отслеживалась по дополнительной шкале на пластинке.

Прошедшее через образец излучение регистрировалось с помощью измерителя мощности (LP1/Sanwa) на основе кремниевого диода (диаметр сенсора 9 мм). Центр сенсора измерителя устанавливался на оси первоначального пучка.

Толщина исследуемого образца в экспериментах изменялась от 20 до 2 мм с шагом 2 мм в случае губок и от 20 до 12 мм с шагом 2 мм в случае биоткани.

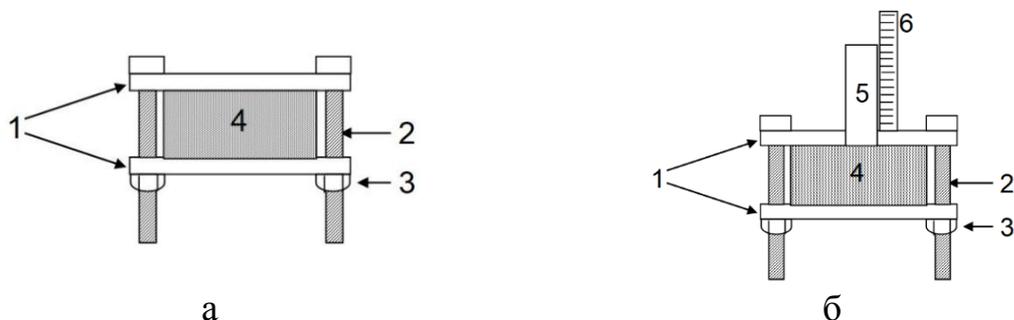


Рисунок 1. Схематическое изображение устройства для сжатия образца: а – по всей плоскости, б – для локального сжатия образца: 1 – прозрачные пластинки из оргстекла, 2 – винт, 3 – гайка, 4 – исследуемый слой, 5 – лазер, 6 – шкала.

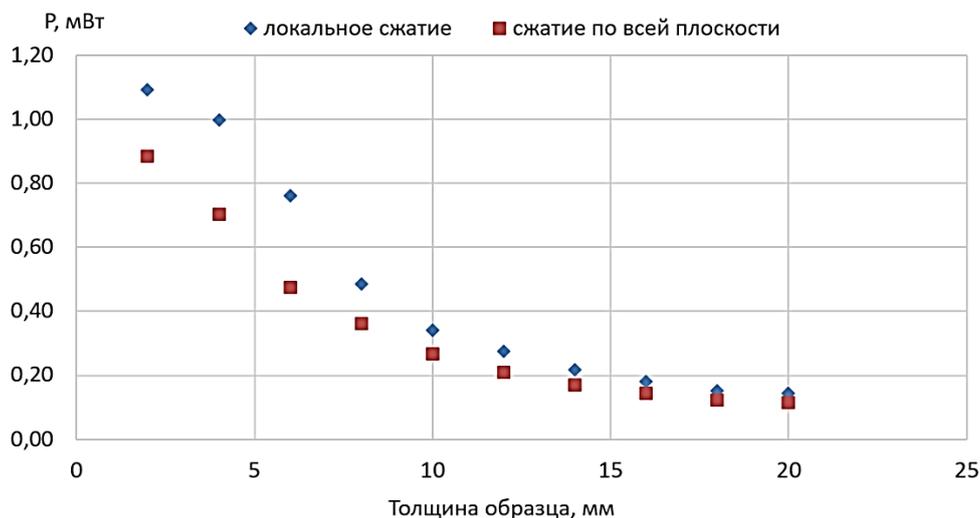


Рисунок 2. Зависимость мощности прошедшего излучения от толщины оранжевой поролоновой губки.

Распределение излучения в толще образцов при разных способах сжатия фиксировалось с помощью фотоаппарата.

Полученные результаты по изучению прохождения излучения через рассеивающие среды в виде графиков зависимости мощности прошедшего излучения от толщины образца при разных способах сжатия представлены на рисунках 2, 3.

Из анализа полученных результатов видно, что в случае локального сжатия с уменьшением толщины через образцы проходит больше излучения, чем при сжатии образцов по всей плоскости. Также видно, что при малом сжатии различие в мощности проходящего излучения минимально, но с увеличением степени сжатия, разность в мощности прошедшего излу-

чения увеличивается. Стоит отметить, что в случае биоткани различие в прохождении в зависимости от способа сжатия выражено сильнее.

Результаты наблюдения распределения излучения в объеме образца биологического происхождения представлены на рисунке 4.

Экспериментальные результаты по наблюдению за распределением излучения в объеме образца показывают отличия в профиле распределения рассеянного излучения при разных способах сжатия. Как видно из рис. 4 при сжатии по всей площади, распределение интенсивности рассеянного излучения в объеме образца сохраняет форму, близкую к сферической. При локальном сжатии распределение рассеянного излучения меняется, что приводит к формированию характерной «грибовидной» формы.

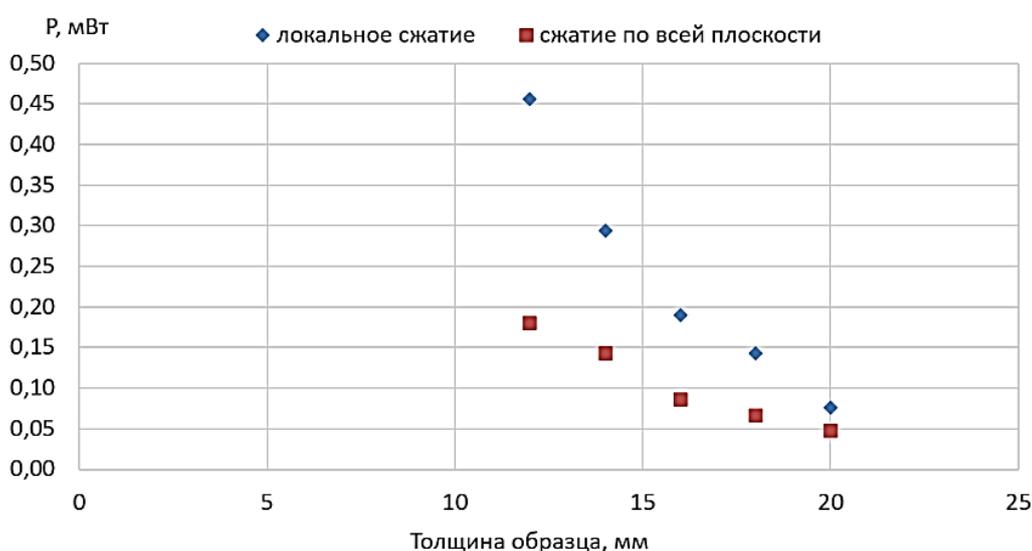


Рисунок 3. Зависимость мощности прошедшего излучения от толщины биоткани.

На наш взгляд, такая зависимость пропускания излучения средой от способа сжатия связана с неоднородной деформацией среды при локальном механическом воздействии. В этом случае в направлении сжатия среда становится более однородной, за счет чего волна распространяется с меньшими потерями интенсивности.

При равномерном сжатии свойства среды равномерно изменяются по всем направлениям, за счет чего распределение интенсивности рассеянного излучения остается близким к сферическому.

Более ярко выраженное отличие для биологической ткани, по всей видимости, связано с строением биоткани, которая обладает большей плотностью, нежели поролон. При этом при локальном сжатии, возможно, происходит вытеснение крови и ткани в стороны, что уменьшает поглощение в центре (приосевой области пучка) и увеличивает в радиальном от пучка направлении.

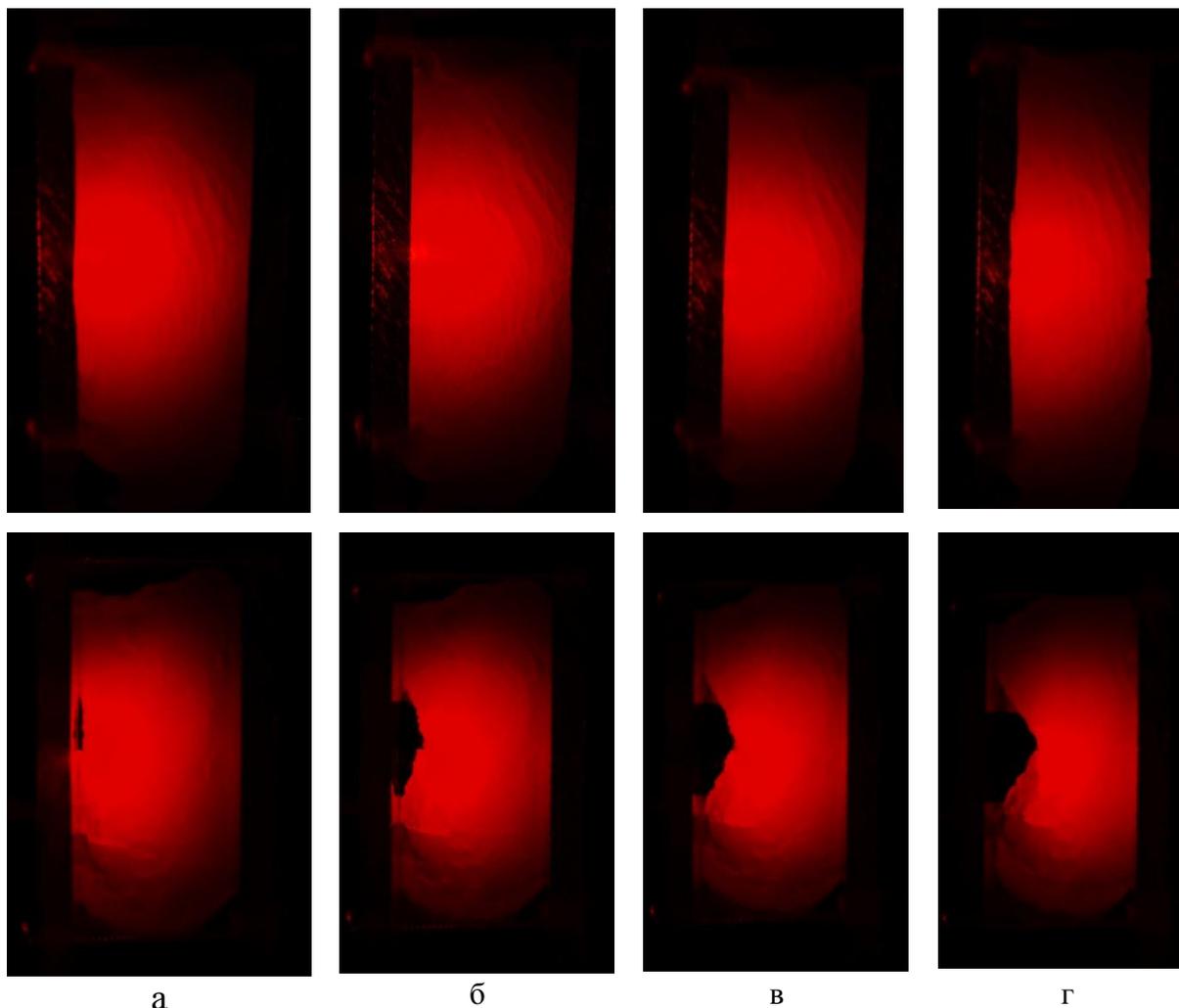


Рисунок 4. Профиль распределения излучения в объеме образца: верхний ряд – сжатие по всей площади; нижний ряд – локальное воздействие: а – 20 мм, б – 18 мм, в – 16 мм, г – 14 мм.

Таким образом, в результате проведенных экспериментов было показано, что в случае локального сжатия через исследуемые нами объекты проникает больше излучения, чем при сжатии их по всей плоскости. Наиболее выражено это отличие в случае биологической ткани, что вероятно, связано с оттоком крови и вытеснения ткани от места сжатия. Поэтому для достижения максимальной глубины проникновения можно рекомендовать локальное сжатие.

#### Библиографический список

1. Голуб И.Е., Малов А.Н., Неупокоева А.В., и со авт. Лазерные медицинские технологии: от наномасштабов до организма в целом // Иркутск: ИГМУ, 2007, 148 с.
2. Malov A.N., Vaychas A.A., Novikova E.N. On the mechanism of the gallstone nucleus formation and the impact of laser radiation on its growth // Journal of Biomedical Photonics & Engineering, 2017, V. 3, № 2.

3. Аскарьян Г. А. Увеличение прохождения лазерного и другого излучения через мягкие мутные физические и биологические среды // Квантовая электроника, 1982, Т. 9, №7, С. 1379–1383.
4. Chan E. K., Sorg B., Protsenko D., O'Neil M., Motamedi M., Welch A. J. Effects of compression on soft tissue optical properties // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, 1996, V. 2 – 4, P. 943–950.
5. Kang H., Son T., Yoon J., Kwon K., Nelson J. S. and Jung B. Evaluation of laser beam profile in soft tissue due to compression, glycerol, and micro-needling // Lasers Surg.Med., 2008, V. 40 – 8, P. 570–575.
6. Shangguan H, Prah S. A., Jacques S. L., and Casperson L. W. Pressure effects on soft tissues monitored by changes in tissue optical properties // Laser-Tissue Interaction IX, S. L. Jacques Ed. Proc. SPIE 3254.,1998, P. 366–371.
7. Yeo C., Kang H., BaeY., Park J., Nelson J. S., Lee K-J,4, and Jung B. Development of an Optical Tissue Clearing Laser Probe System // Journal of the Optical Society of Korea, 2013, V. 17, № 4, P. 289–295.

## СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОСВЕТЛЕНИЯ КОЖИ ЧЕЛОВЕКА IN VIVO С РАЗЛИЧНОЙ СТЕПЕНЬЮ ПИГМЕНТАЦИИ

*И.А. Серебрякова<sup>1</sup>, Ю.И. Сурков<sup>1</sup>, Э.А. Генина<sup>1,2</sup>, А.Н. Башкатов<sup>1,2</sup>, В.В. Тучин<sup>1-3</sup>,  
В.П. Жаров<sup>4</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет

<sup>3</sup>Институт проблем точной механики и управления РАН, г. Саратов

<sup>4</sup>Арканзасский Центр Наномедицины,

Арканзасский Университет Медицинских Наук, г. Литл-Рок, США

E-mail: s.izabell2014@gmail.com

В работе представлены результаты экспериментального исследования воздействия олеиновой кислоты (ОК), микродермабразии, ультразвукового облучения и их комбинации на глубину зондирования оптической когерентной томографии кожи человека II и VI фототипов. Полученные результаты мониторинга свидетельствуют о значительном увеличении глубины оптического зондирования как для светлой, так и для сильнопигментированной кожи при применении ОК в сочетании с микродермабразией и сонофорезом. Эффективность оптического просветления при данном подходе составила для кожи II и VI фототипов  $32 \pm 1.8\%$  и  $20.7 \pm 1.6\%$ , соответственно.

**Ключевые слова:** оптическое просветление, микродермабразия, сонофорез, оптическая когерентная томография, меланин.

Управление рассеивающими свойствами биологических тканей является одним из интенсивно развивающихся методов увеличения глубины зондирования и повышения качества изображений внутритканевых структур глубоких слоёв биотканей и крови, представляющий интерес для биофизиков, биологов и медиков, работающих над созданием оптических медицинских технологий визуализации, диагностики различных заболеваний

с использованием оптических методов, и дозиметрии лазерного излучения [1].

Серьезной проблемой современной медицины продолжает оставаться транспорт зондирующего излучения через поверхностные слои биоткани. Оптическое иммерсионное просветление позволяет временно уменьшить светорассеяние в сложных гетерогенных средах, таких как кожа, путем выравнивания показателей преломления рассеивателей и внутритканевой жидкости. При этом важной задачей также является снижение барьерной функции эпидермиса для облегчения проникновения в ткань биосовместимых иммерсионных веществ — оптических просветляющих агентов (ОПА) [2]. Помимо упомянутых проблем, пигментация кожи является причиной ослабления светового луча. К сожалению, в литературе практически отсутствуют какие-либо данные (за исключением работы [3]) о возможности оптического просветления темной кожи человека, в частности VI фототипа (глубоко пигментированной темно-коричневой или черной кожи в соответствии с классификационной шкалой типов кожи Фитцпатрика [4]).

Целью данного исследования является сравнение эффективности оптического просветления кожи человека II и VI фототипов при воздействии олеиновой кислоты и мультимодального метода повышения проницаемости эпидермиса *in vivo*.

Объектом исследования служила кожа тыльной стороны кисти руки шести добровольцев в возрасте 20 - 26 лет, трое из которых имели II фототип и трое – VI фототип кожи.

Определение индекса меланина в коже проводилось с помощью эритемо/меланинометра 002E (Palomar, США) [5].

Измерение спектров диффузного отражения кожи проводилось с помощью спектрометра USB4000-Vis/NIR (Ocean Optics, США) в диапазоне длин волн 880 – 980 нм.

В качестве иммерсионного агента была выбрана олеиновая кислота (ОК) (Radiacid® 0212, Oleon, Бельгия). ОК является мононенасыщенной жирной кислотой и хорошо проникает в эпидермис благодаря её липофильности. Показатель преломления, измеренный на длине волны 930 нм и при температуре 36 °С с использованием многоволнового рефрактометра DR-M2/1550 (ATAGO, Япония), составил 1.45.

Для увеличения проницаемости эпидермиса использовались микродермабразия и сонофорез. Микродермабразия проводилась с помощью специализированного косметического устройства с сапфировым наконечником и вакуумным массажем Gézatone MD-3a 933 (Gézanne I.T.C., Франция). Время обработки кожи составляло 1 минуту при легком надавливании без боли.

Для сонофореза использовалось ультразвуковое (УЗ) устройство Dynatronics 125 (Dynatrone, США), оборудованное зондом диаметром 2 см, работающее в режиме непрерывного облучения с частотой 1 МГц и плот-

ностью мощности  $1 \text{ Вт/см}^2$ . Облучение проводилось шесть раз по 1 мин. Четырехминутные паузы между УЗ воздействиями обеспечивали охлаждение головки зонда. Данный процесс продолжался в течение 30 минут.

Обработка участка кожи в эксперименте осуществлялась одним из четырех способов: 1 – нанесение ОК на интактную кожу; 2 – микродермабразия, а затем нанесение ОК; 3 – сонофорез с ОК; 4 – комплексное действие микродермабразии, ОК и УЗ. Каждый способ обработки исследовался на двух участках кожи каждого из добровольцев.

Мониторинг состояния кожи проводился с помощью оптического когерентного томографа (ОКТ) SpectralRadar OCT System OCP930SR 022 (Thorlabs Inc., США) с центральной длиной волны источника излучения  $930 \text{ нм} \pm 5 \text{ нм}$ , максимальной глубиной зондирования на воздухе  $1.6 \text{ мм}$ , поперечным и продольным разрешением  $9.6 \text{ мкм}$  и  $6.2 \text{ мкм}$ , соответственно. ОКТ сигнал регистрировался от интактной кожи и затем каждые 5 минут в течение 30 минут. Оптическая глубина зондирования определялась как расстояние между первым пиком, возникающим на границе воздух-эпидермис, и глубиной, на которой отношение усреднённого полезного сигнала от кожи и усреднённого фонового сигнала составляло 1.1. Для оценки эффективности оптического просветления (ЭОП) была применена следующая формула:

$$\text{ЭОП} = \frac{H_t - H_0}{H_0} \times 100\% , \quad (1)$$

где  $H_0$  – среднее значение оптической глубины зондирования в начале эксперимента;  $H_t$  – среднее значение оптической глубины зондирования в течение эксперимента.

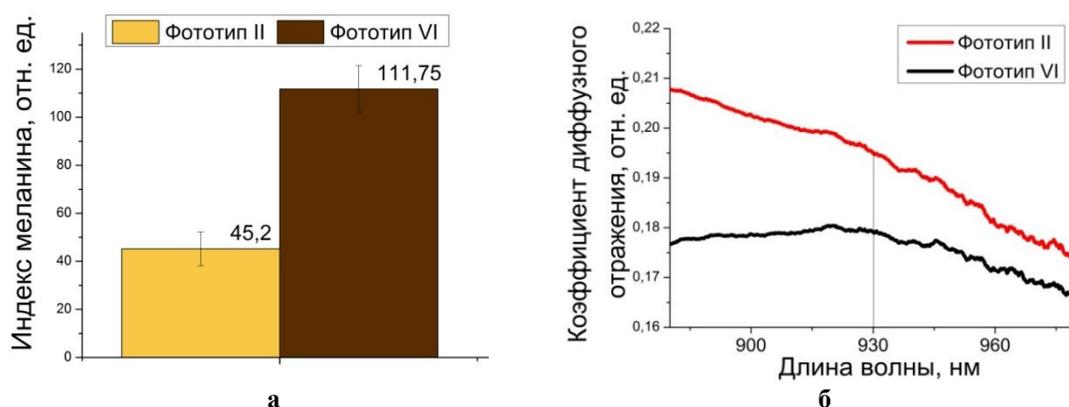


Рисунок 1. Оптические характеристики кожи человека II и VI фототипов: а) индекс меланина, б) коэффициент диффузного отражения кожи.

Результаты определения индекса меланина и спектры отражения кожи, усреднённые по группам добровольцев с II и VI фототипами кожи (до оптического просветления), переставлены на рисунке 1.

Из рисунка 1 следует, что увеличение степени пигментации кожи приводит к снижению коэффициента диффузного отражения за счёт поглощения части зондирующего светового пучка меланином. Рисунок 2 демонстрирует ОКТ изображения исследуемой области кожи до оптического просветления и через 30 мин после начала воздействия. На ОКТ изображениях темной кожи эпидермис выглядит ярче, чем светлой, что, по-видимому, связано с сильным рассеянием света на меланиновых гранулах в данном спектральном диапазоне.

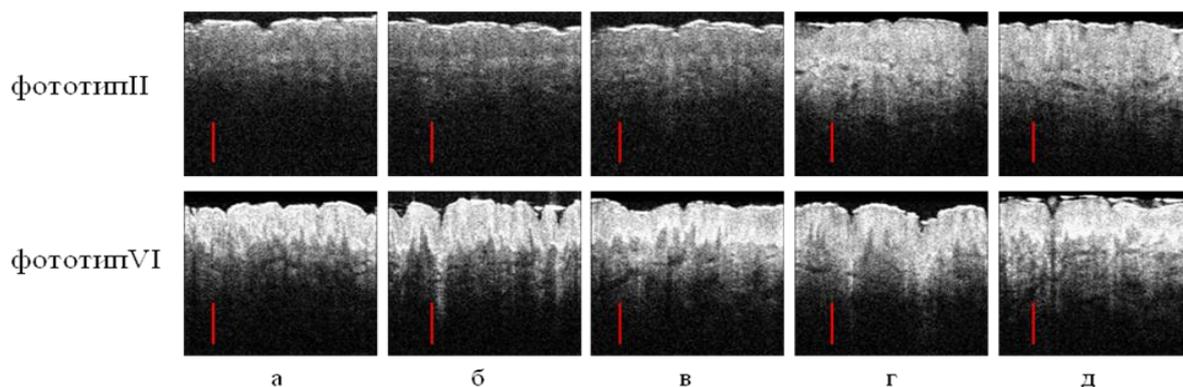


Рисунок 2. Примеры ОКТ-изображений участков кожи человека (1 и 2 строка – II и VI фототипы, соответственно): а) интактная кожа, через 30 минут после: б) нанесения ОК, в) микродермабразии с последующим нанесением ОК, г) сонофореза с ОК, д) комбинации микродермабразии, ОК и УЗ. Масштабная метка соответствует 300 мкм.

Также хорошо видно, что оптическое просветление наблюдается не только в слабо, но и в сильно пигментированной коже. Это подтверждается результатами оценки оптической глубины зондирования, представленными на рисунке 3. И в том, и в другом случае наблюдается рост ЭОП с течением времени.

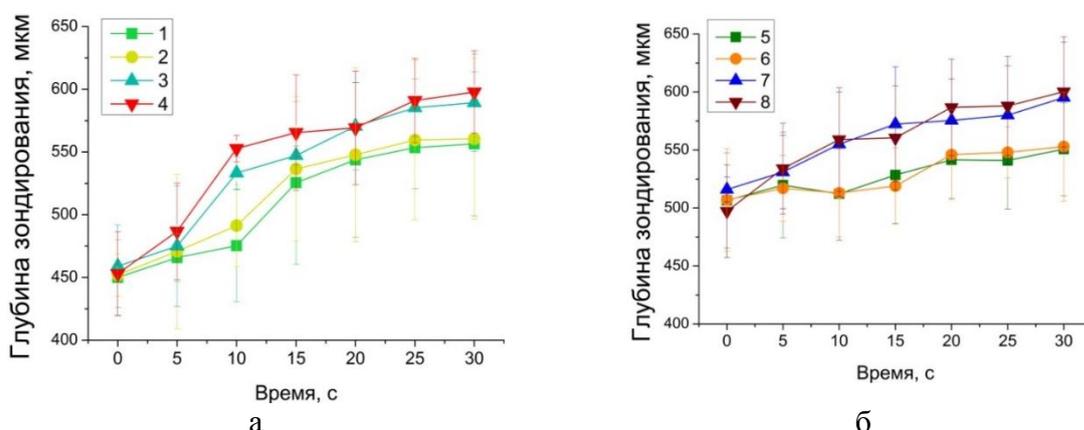


Рисунок 3. Временная зависимость оптической глубины зондирования кожи с помощью ОКТ: а) II фототип, б) VI фототип. Цифрами обозначены способы воздействия на кожу в ходе проведения эксперимента: 1 и 5 – ОК; 2 и 6 – микродермабразия и ОК, 3 и 7 – сонофорез с ОК, 4 и 8 – комбинация микродермабразии, ОК и УЗ.

Рисунок 4 демонстрирует результаты расчета ЭОП через 30 мин после начала экспериментов.

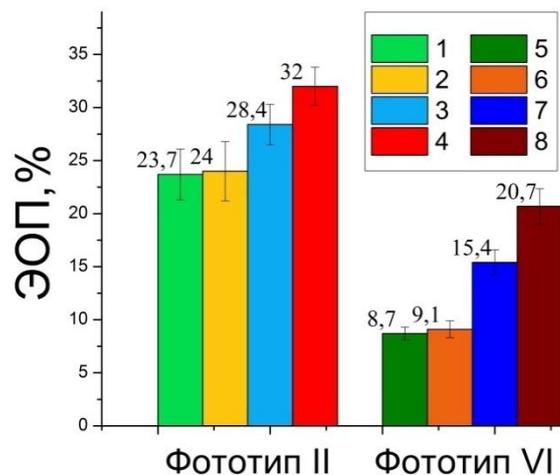


Рисунок 4. Эффективность оптического просветления: Цифрами обозначены способы воздействия на кожу в ходе проведения эксперимента: 1 и 5 – ОК; 2 и 6 – микродермабразия и ОК, 3 и 7 – сонофорез с ОК, 4 и 8 – комбинация микродермабразии, ОК и УЗ.

Полученные результаты ОКТ мониторинга свидетельствуют о значительном увеличении глубины оптического зондирования как для слабо, так и для сильнопигментированной кожи при применении ОК в сочетании с микродермабразией и сонофорезом. Эффективность оптического просветления при данном подходе составила для кожи II и VI фототипов  $32 \pm 1.8$  % и  $20.7 \pm 1.6$  %, соответственно.

#### Библиографический список

1. *Costantini I., Cicchi R., Silvestri L., Vanzi F., Pavone F. S.* In-vivo and ex-vivo optical clearing methods for biological tissues: review // *Biomed. Opt. Express*, 2019, V. 10, №10, P. 5251-5267.
2. *Генина Э.А.* Управление оптическими свойствами биологических тканей: диссертация доктора физико-математических наук: 03.01.02, 2017, 388 с.
3. *Genina E.A., Surkov Yu.I., Serebryakova I.A., Bashkatov A.N., Tuchin V.V., Zharov V.P.* Rapid ultrasound optical clearing of human light and dark skin // *IEEE Transactions on Medical Imaging*, 2020.
4. Интернет-ресурс: Australian Radiation Protection and Nuclear Safety Agency. Fitzpatrick skin phototype. <https://www.arpansa.gov.au/sites/g/files/net3086/f/legacy/pubs/RadiationProtection/FitzpatrickSkinType.pdf>. Обращение к ресурсу 28.03.2020
5. *Синичкин Ю.П., Долотов Л.Е., Зимняков Д.А.* Специальный практикум по оптической биофизике. *In vivo* отражательная и флуоресцентная спектроскопия кожи человека // Учеб. пособие для студентов вузов – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2003, 159 с.

## РАДИОФОТОННАЯ СИСТЕМА СБОРА ИНФОРМАЦИИ О ПОЛОЖЕНИИ ПАЦИЕНТА В ИНВАЛИДНОЙ КОЛЯСКЕ

*М.А. Салихова, О.А. Степущенко, Р.А. Эшпай, А.А. Тяжелова, О.Г. Морозов,  
А.Ж. Сахабутдинов, И.И. Нуреев, Л.М. Сарварова*  
Казанский национальный исследовательский  
технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ  
E-mail: OGMorozov@kai.ru

В основе сенсорной части системы сбора информации, предназначенной для предотвращения пролежней у неподвижных пациентов, находящихся в инвалидной коляске, впервые используются датчики давления на основе адресных линейно-чирпированных волоконных брэгговских решеток с двумя фазовыми  $\pi$ -сдвигами. Применение таких систем позволит решить проблемы адресности получаемой информации от конкретных датчиков коляски.

**Ключевые слова:** линейно-чирпированная волоконная брэгговская решетка; фазовый сдвиг; адресность; пролежни; инвалидная коляска; датчик давления; компенсация температуры, система опроса датчиков.

Пролежни являются серьезной проблемой для людей с травмами спинного мозга (ТСМ). Статистика показывает, что более 50% людей с ТСМ страдают от пролежней в период их жизни [1]. Снизить стоимость лечения и улучшить качество жизни людей с ТСМ, можно с помощью профилактических и мониторинговых мероприятий.

Для создания мониторинговых систем используются различные технологии, при этом практически все они высокочувствительны – видеоаналитика, массив датчиков от 128 до 2056 для контроля рельефа давления и т.д. К этому же классу систем относятся и волоконно-оптические системы на волоконных брэгговских решетках, стоимость системы интеррогации которых достигает десятков тысяч долларов. Более дешевые интеррогаторы не обладают требуемым разрешением для проведения профилирования [2].

Предложенные недавно системы на двух линейно-чирпированных волоконных брэгговских решетках (ЛЧВБР) без и с одним фазовым сдвигом позволяют частично решить указанные проблемы. Однако, в их арсенале отсутствует аппарат обеспечения адресности измерений. Даже для шести датчиков, установленных в зонах лопаток, сидалища, пяток с обеих сторон тела, требуется применение 12, а то и большего количества датчиков, соединенных отдельными волокнами снижения [3-4].

В данной статье будут использованы принципы построения и работы адресных волоконных брэгговских решеток (АВБР), представленные в [5]. Ключевым свойством АВБР является возможность переноса информации о воздействии на датчик, формируемой в оптическом диапазоне, в радиочастотный микроволновый диапазон. Обработка информации в микроволновом диапазоне существенно выигрывает по точности и разрешающей спо-

способности у оптического. Кроме того, создание радиотонного интеррогатора позволит снизить стоимость системы.

Для реализации в датчиках давления радиотонных адресных принципов при записи а-ЛЧВБР необходимо предусмотреть запись двух фазовых сдвигов с разностной частотой между ними, лежащей в микроволновом диапазоне. Величина этой разностной частоты может отличаться от датчика к датчику или внутри одного датчика, формируя при обработке адресные свойства принимаемой информации (рис. 1).

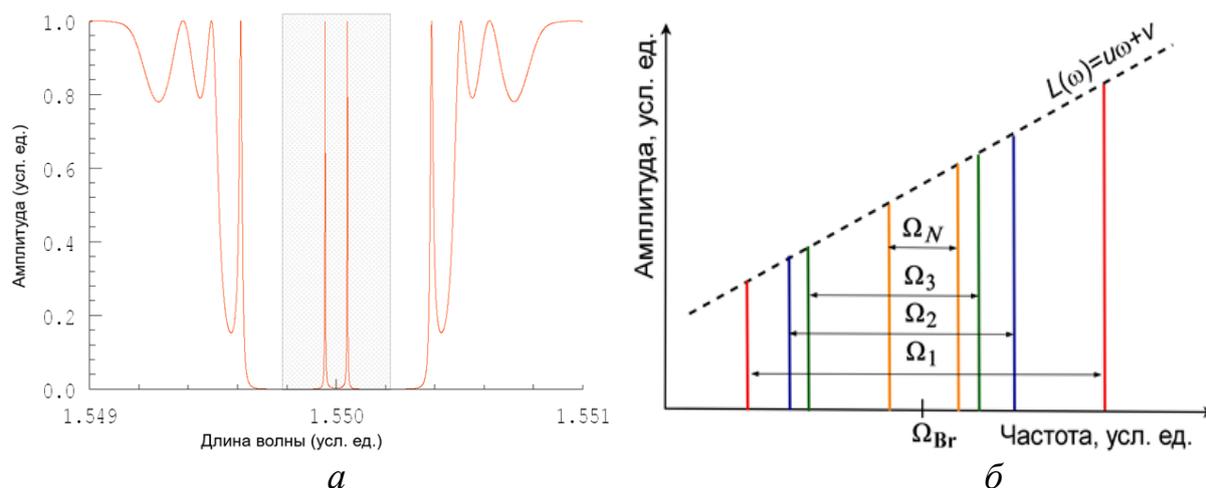


Рисунок 1. Спектр а-ЛЧВБР (а) и набор адресных частот для  $N$  таких решеток

На рис. 2 приведена оптико-электронная схема системы сбора информации о положении пациента, включающего в себя внешний модуль, устанавливаемые под сиденьем коляски, и сенсорную часть измерительного зонда с датчиками. Датчики по два объединены в три группы по месту их расположения – в области лопаток, седалища и пятки.

Определим диапазон изменения центральной длины волны оптоволоконного датчика в 2 нм (диапазон хождения по температуре), получим, что требуемая разрешающая способность определения центральной длины волны составит 0,3–1,5 пм или 37,5–187,5 МГц для определения центральной частоты, что является вполне достижимой величиной для радиотонных методов измерений с а-ЛЧВБР [6].

Лазерный источник ЛИ (рис. 2) направляет широкополосное лазерное излучение, которое проходя через а-ЛЧВБР1, формирует излучение эквивалентное частотным диапазонам смещения центральных частот, входящих в измерительную систему а-ЛЧВБР2 датчиков. Сформированное излучение делится делителем СД на три оптических канала, в каждом из которых располагаются по два а-ЛЧВБР датчика (Д1.х, Д2.х и Д3.х). В каждом оптическом канале лазерное излучение, проходит через два а-ЛЧВБР датчика и проходит через фильтр с наклонной АЧХ, который асимметрично меняет амплитуды частотных компонент, формирующих адресные частоты (рис. 1,б), после чего принимается на фотоприемнике.

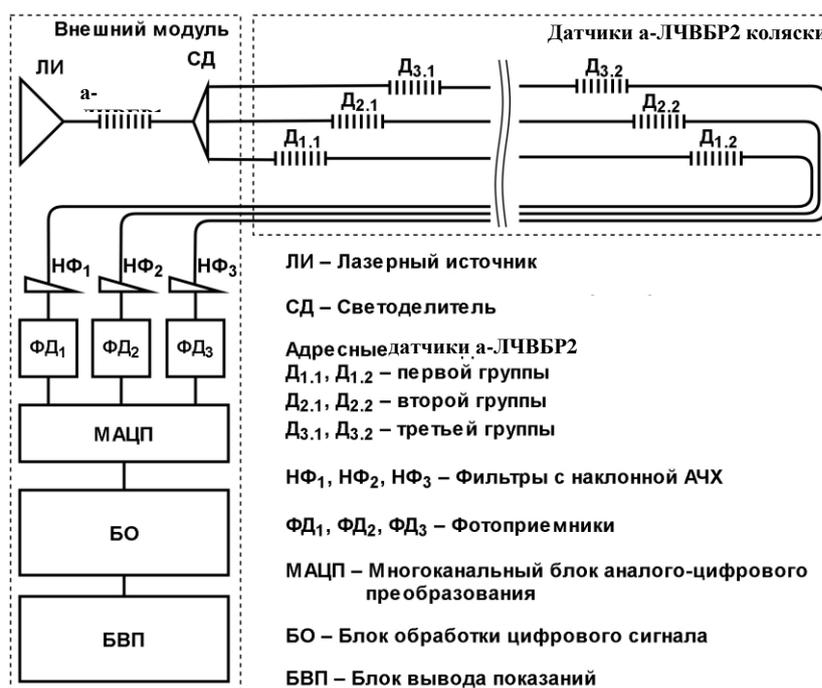


Рисунок 2. Оптико-электронная схема системы сбора информации

Электрический сигнала на выходе фотоприемника для двух датчиков в одном канале пропорционален:

$$P(t) = \left( \frac{A_1^2 + B_1^2 + A_2^2 + B_2^2}{2} \right) + (A_1 B_1 \cos(\Omega_1 t) + A_2 B_2 \cos(\Omega_2 t)) + \left[ \begin{array}{l} A_1 A_2 \cos(\omega_1 - \omega_2)t + A_1 B_2 \cos(\omega_1 - \omega_2 - \Omega_2)t + \\ B_1 A_2 \cos(\omega_1 - \omega_2 + \Omega_1)t + B_1 B_2 \cos(\omega_1 - \omega_2 + \Omega_1 - \Omega_2)t \end{array} \right]. \quad (1)$$

Выражение (1) позволяет однозначно определить положение а-ЛЧВБР<sub>1</sub> и а-ЛЧВБР<sub>2</sub> по коэффициенту модуляции огибающей биений между адресными компонентами соответствующего датчика. Адрес датчика определяется уникальной для него частотой биений, равной адресной.

Электрический сигнал с каждого фотоприемника независимо оцифровывается на многоканальном АЦП (МАЦП) и поступает в блок обработки, где осуществляется фильтрация сигналов в каждом канале на адресных частотах а-ЛЧВБР. После фильтрации сигнала на адресных частотах в режиме реального времени производится определение центральных частот а-ЛЧВБР датчиков согласно методике измерительного преобразования и вычисление показаний давления с выводом данных на монитор исследователя БВП [5].

Центральные и адресные частоты а-ЛЧВБР датчиков в каждом оптическом канале подбираются таким образом, чтобы, во-первых, исключить

совпадение адресных частот, во-вторых, исключить пересечение спектров а-ЛЧВБР, так, чтобы их можно было включать последовательно вдоль одного участка волокна и одновременно избежать возникновения после фотоприемника частот, совпадающих с адресными (рис. 1,б). Заметим, что в качестве наклонного фильтра, входящего в измерительную систему, может быть использованы специальным образом структурированные волоконные брэгговские решетки. Кроме того, установленный термостат позволит стабилизировать а-ЛЧВБР1 по температуре и сделать ее опорной для всей системы с реализацией функции компенсации датчиков давления.

В работе представлены результаты проектирования адресной системы сбора информации, предназначенной для предотвращения пролежней у пациента, находящихся в инвалидной коляске. В основе сенсорной части системы впервые используются датчики давления на основе а-ЛЧВБР. Применение таких решеток и разработанных радиофотонных методов их опроса позволило как обеспечить адресный опрос каждого датчика в зонах лопаток, сидалища и пяток пациента, так и существенно снизить стоимость интеррогатора, при переходе на радиофотонные методы обработки. Кроме этого использование простейшей системы приема и обработки информации позволяет крепить ее непосредственно на коляске и обеспечить термостатирование а-ЛЧВБР1, сделав ее опорной для всей информационно-измерительной системы.

#### Библиографический список

1. *Tavares C., Domingues F.M., Paixao T., Alberto N., Silva H., and Antunes P.* Wheelchair pressure ulcer prevention using FBG based sensing devices // *Sensors*, 2020, V. 20, P. 212.
2. *Dai R. et al.* A robust wheelchair pressure relief monitoring system // *In Proceedings IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, 2012, P. 6107.
3. *Tosi D.* Review of chirped fiber Bragg grating (CFBG) fiber-optic sensors and their applications // *Sensors*, 2018, V. 18, P. 2147.
4. *Wang Y., Zhang J., Coutinho O., and Yao J.* Interrogation of a linearly chirped fiber Bragg grating sensor with high resolution using a linearly chirped optical waveform // *Opt. Lett.*, 2015, V. 40, P. 4923-4926.
5. *Морозов О.Г., Сахабутдинов А.Ж.* Адресные волоконные брэгговские структуры в квазираспределённых радиофотонных сенсорных системах // *Компьютерная оптика*, 2019, Т. 43, № 4, С. 535-543.
6. *Мисбахов Рус.Ш., Мисбахов Рин.Ш., Морозов О.Г., Нуреев И.И., Кузнецов А.А., Сахабутдинов А.Ж., Артемьев В.И., Куревин В.В., Пуртов В.В.* Волоконные брэгговские решетки с двумя фазовыми сдвигами как чувствительный элемент и инструмент мультиплексирования сенсорных сетей // *Инженерный вестник Дона*, 2017, № 2.

## ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЖИ

Ю.И. Сурков<sup>1</sup>, И.А. Серебрякова<sup>1</sup>, А.Н. Башкатов<sup>1,2</sup>, Э.А. Генина<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский государственный университет  
E-mail: surkov9898@gmail.com

В работе представлены результаты проведённых теоретических и экспериментальных исследований по влиянию ультразвукового излучения (на частотах 1 и 3 МГц) на теплофизические и оптические характеристики кожи человека *in vivo*. Определены параметры ультразвукового облучения кожи, необходимые для наблюдения эффективного просветления с помощью оптической когерентной томографии (ОКТ).

**Ключевые слова:** ультразвук, ОКТ, оптическое просветление.

В настоящее время неинвазивность и высокая точность оптических методов диагностики и терапии различных заболеваний способствовали тому, что эти методы сегодня всё более активно используются в медицине. Однако глубина доставки зондирующего излучения необходимой интенсивности ограничена рассеивающей способностью биотканей. Перспективным методом решения проблемы является оптическое просветление биологических тканей [1,2].

Для эффективного изменения оптических свойств биотканей используют, в частности, гиперосмотические растворы жидкостей, примерами которых являются глюкоза, глицерин, пропиленгликоль и пр., называемые оптическими просветляющими агентами (ОПА) [1,2].

Для увеличения проницаемости эпидермиса для ОПА используются различные физические подходы, в том числе низкочастотное ультразвуковое воздействие (УЗ), низко- и высокоинтенсивное лазерное облучение, микродермабразию и комбинации различных воздействий [2].

Широкое применение техники сонофореза для увеличения скорости и глубины проникновения ОПА [3] в кожу требует изучения его воздействия не только на поверхностный слой эпидермиса, но и на более глубокие слои биотканей. При изучении действия УЗ на биоткани наблюдались: нагрев облучаемого участка, тенденция к выравниванию концентраций растворённых веществ вне и внутри клетки, дестабилизация связей между молекулами коллагена и окружающим матриксом, тисотропный (разрыхление соединительной ткани) и тиксотропный (переход геля в золь) эффекты [4,5]. Однако влияние различных параметров УЗ воздействия на теплофизические и оптические характеристики кожи недостаточно исследовано.

Целью данной работы является исследование влияния УЗ излучения на частотах 1 и 3 МГц, использующихся для сонофореза, на теплофизические и оптические характеристики кожи человека *in vivo*.

Для решения данной задачи разработана двумерная модель воздействия УЗ излучения на многослойную структуру биологической ткани (срез ладони в области III и IV пястных костей).

Основные допущения, принимаемые при формировании математической модели: 1. УЗ поле одномерное, и распространение ультразвука рассматривается в виде гармонического процесса в плоской бегущей волне; 2. одномерные фронты плоских волн взаимодействуют с плоскими границами раздела слоев; 3. плоская УЗ волна затухает в слоях, в основном, в результате поглощения; 4. УЗ волна из источника падает перпендикулярно горизонтальной поверхности тела человека; 5. акустическая кавитация отсутствует; 6. волновые эффекты не учитываются. Простота такой модели делает ее удобной для описания связи между УЗ волной и средой, в которой она распространяется. На практике такие модели допустимы при определении особенностей и диапазонов изменения параметров УЗ при его взаимодействии с биологическими тканями [6].

Внутреннюю структуру исследуемого биообъекта зададим в виде набора двумерных элементов (ячеек), каждый из которых имеет свои акустические и теплофизические характеристики (коэффициент поглощения  $\alpha$ , скорость УЗ  $c$ , плотность  $\rho$ , теплоемкость  $C$ ) [5]. В базовом варианте построение внутренней структуры биообъекта производится на основе упрощенных схем геометрии биообъекта. Для построения модели среза ладони на основе общедоступных МРТ сканов и анатомического описания [7] построено растровое изображение. Элементы моделируемой среды формируются пикселями структурного изображения. Общее число элементов по какому-либо направлению  $N$  определяется, исходя из размеров исследуемого образца  $l$  по этому направлению:  $N = l/d$ , где  $d$  – размер ребра пикселя (рис. 1).

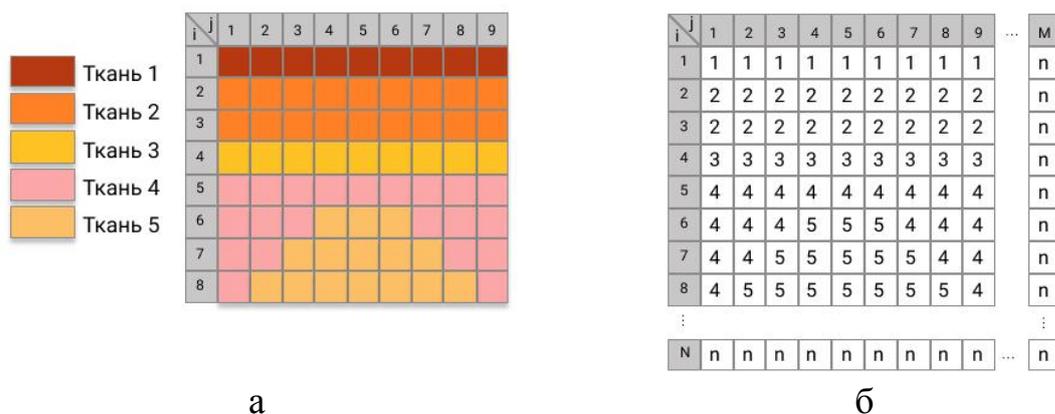


Рисунок 1. Схема построения внутренней структуры исследуемого биообъекта при моделировании. Участок изображения исследуемого биообъекта (а) является основой картограммы (б), в которой структуры биообъекта закодированы с учетом их геометрического расположения и акустических теплофизических характеристик.

По оси X и Y откладываются ширина и глубина системы по слоям. Источник излучает УЗ волну интенсивности  $I_{0,j}$ , которая падает перпендикулярно поверхности мягких тканей на первую ячейку  $n_{i=1,j}$  и затухает в ней до величины  $I_{1,j}$ , вычисляемой по формуле:  $I_{1,j} = I_{0,j} \exp(-\alpha_{1,j} \times d)$  (1), где  $\alpha_{1,j}$  – коэффициент поглощения ( $\text{см}^{-1}$ ) УЗ элементом биоткани  $n_{i=1,j}$  толщиной  $d$  (см). В связи с тем, что акустические сопротивления всех слоев ткани различные, на границах их разделов отражается часть энергии УЗ с коэффициентом отражения  $r_{i,j} = \left( \frac{z_{i+1,j} - z_{i,j}}{z_{i+1,j} + z_{i,j}} \right)^2$  (2), где  $z_{i,j}$  – акустическое сопротивление, вычисляемое по формуле  $z_{i,j} = \rho_{i,j} \times c_{i,j}$  (3), где  $\rho_{i,j}$  и  $c_{i,j}$  – плотность среды и скорость УЗ в среде  $n_{i,j}$  элемента, соответственно [4]. Таким образом, из (1-3) имеем  $I_{i+1,j} = (1 - r_{i,j})I_{i,j} \exp(-\alpha_{i+1,j} \times d)$  (4) – уравнение интенсивности для прошедших волн и  $I_{i-1,j}^{\text{отр}} = (1 - r_{i,j})(r_{i,j} \times I_{i,j} + I_{i,j}^{\text{отр}}) \exp(-\alpha_{i-1,j} \times d)$  (5) – уравнение интенсивности УЗ излучения, источником которого являются волны первичного отражения. Интенсивностями волн вторичного переотражения на всех границах пренебрегаем, так как расчеты показывают, что они не превышают 6 % от интенсивностей первичного отражения.

Предполагая, что поглощенная энергия полностью идёт на нагрев, считаем, что уравнение сохранения энергии для единичного объема ткани имеет вид:  $C\rho \frac{dT}{dt} = \alpha I$  (6), где  $C$  и  $\rho$  – теплоемкость и плотность среды,  $T$  – средняя температура элемента биоткани  $n_{i,j}$ ,  $I$  – интенсивность УЗ в этом-

элементе [6]. Откуда скорость нагрева  $n_{i,j}$  элемента:  $\frac{dT_{i,j}}{dt} = \frac{\alpha_{i,j} I_{i,j}^{\text{общая}}}{C_{i,j} \rho_{i,j}}$  (7), где  $I_{i,j}^{\text{общая}} = I_{i,j}^{\text{прошедшей}} + I_{i,j}^{\text{отраженной}}$ .

Облучение тыльной стороны кисти УЗ проводилось в течение 30 минут через каждые 5 минут по 1 минуте. Мониторинг проводился в течение 60 мин каждые 5 мин. Для мониторинга состояния кожи проводилось сканирование облученного участка с помощью спектрального ОКТ ОСР930SR (Thorlabs, США), работающего на центральной длине волны  $930 \pm 5$  нм. Максимальная глубина зондирования определялась по усредненному А-скану ОКТ как расстояние от первого пика, соответствующего поверхности кожи, до ближайшей точки, для которой отношение полезного сигнала к фоновому составляло 1.1. Все измерения повторялись пять раз. Результаты представлялись в виде среднего  $\pm$  стандартное отклонение.

На рисунке 2 (а) изображена упрощенная схема среза ладони человека и распределение интенсивности УЗ в облучаемом образце, рассчитанное по формуле (4). На глубинах 0.26, 0.37 и 0.62 см видны резкие падения интенсивностей, связанные с эффектом отражения энергии УЗ на границах разделов сред.

Сравнение градиентов температуры  $dT/dt$  при различных параметрах УЗ можно провести с помощью рисунка 3. На рисунке показано распределение скорости нагрева  $dT/dt$  вдоль системы слоев. Наибольшая скорость нагрева у костной ткани связана с высоким коэффициентом поглощения, низкой теплоемкостью и тонким слоем мягких тканей над костью.

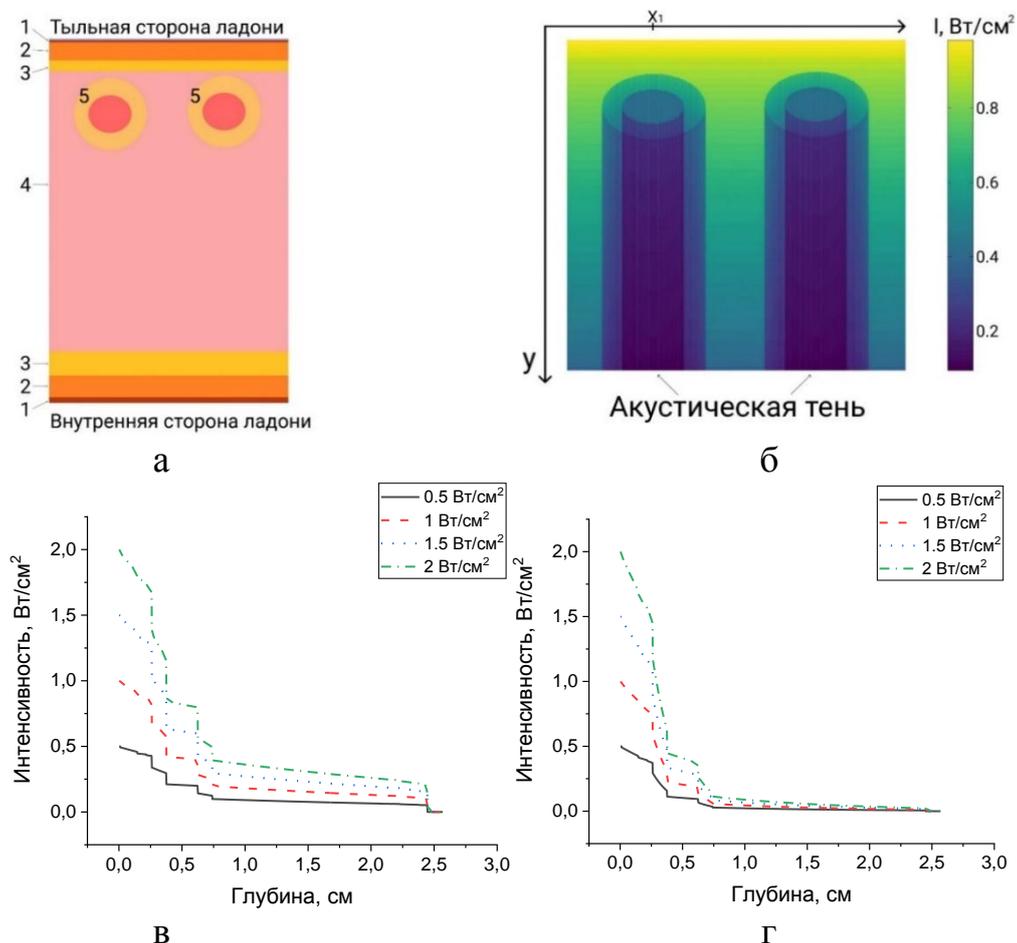


Рисунок 2. (а) Модельный срез ладони человека, 1 – эпидермис, 2 – дерма, 3 – подкожная жировая клетчатка, 4 – мышцы, 5 – трубчатая кость. (б) Распределение интенсивности прошедшей УЗ волны при облучении образца с частотой 1 МГц, 1 Вт/см<sup>2</sup>. Зависимости интенсивностей прошедшей УЗ волны от координаты  $Y$  при  $X=X_1$  на частотах (в) 1 МГц и (г) 3 МГц при разных начальных значениях интенсивностей.

Следует отметить, при локализации кости на большей глубине относительно поверхности, дошедшая до костной ткани интенсивность будет значительно меньше, поэтому уменьшится ее нагрев. Влияние частоты УЗ двоякое: с одной стороны, градиент температуры растёт пропорционально коэффициенту поглощения  $\alpha(f)$ , а, с другой стороны, он падает пропорционально  $\exp(-\alpha(f))$ . Известно, что температурный порог теплового повреждения тканей составляет 42-43°C [4]. Быстрее всех прогревается слой костной и верхний слой мягкой ткани. Результаты моделирования показали, что при увеличении плотности мощности или частоты УЗ температура возрастает быстрее.

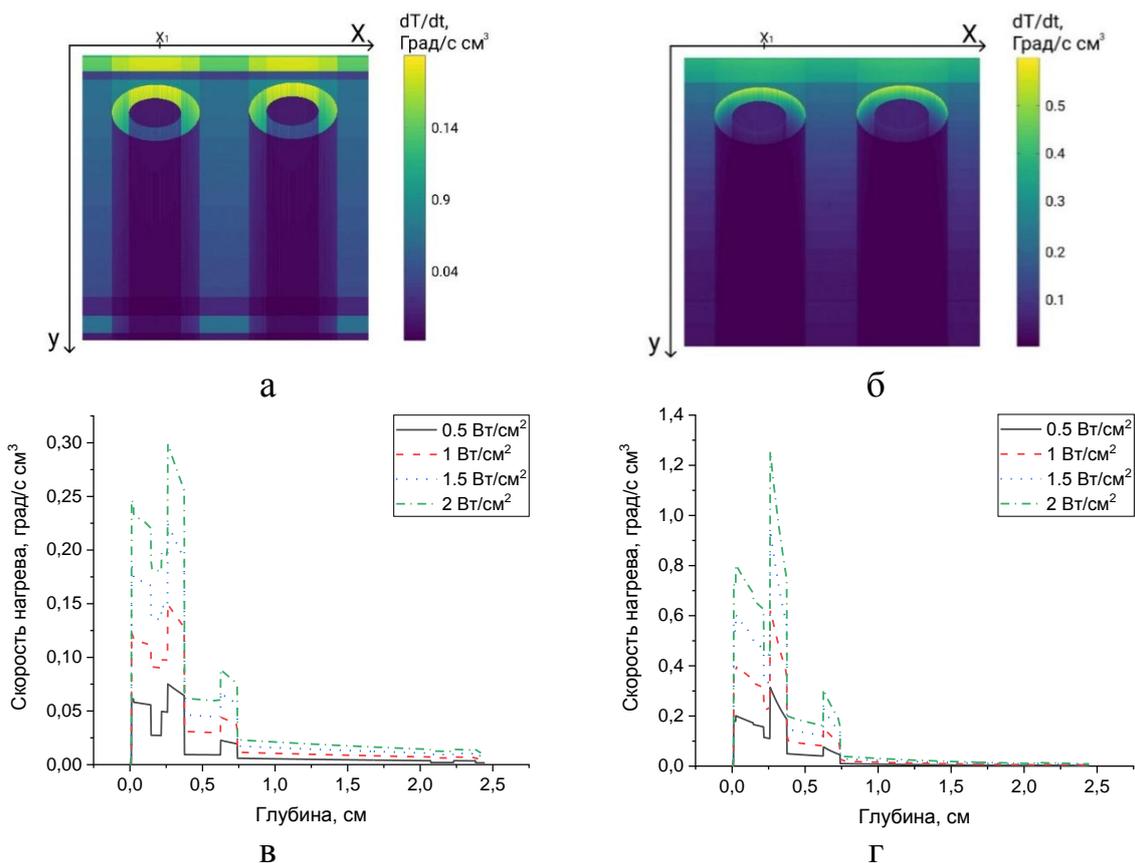


Рисунок 3. Зависимость скорости нагрева биоткани от глубины при различных параметрах УЗ облучения, (а) 1 МГц и 1 Вт/см<sup>2</sup> и (б) 3 МГц и 1 Вт/см<sup>2</sup>. При  $X=X_1$  (в) 1 МГц и (г) 3 МГц

На рисунке 4 представлена кинетика изменения глубины зондирования ОКТ. Видно, что эффект УЗ просветления сохраняется более чем 30 минут после окончания облучения. На рисунке 4б отсутствует режим УЗ воздействия 3 МГц и 2 Вт/см<sup>2</sup> в непрерывном режиме, поскольку он вызывал болезненные ощущения в течение уже первых 10 с облучения.

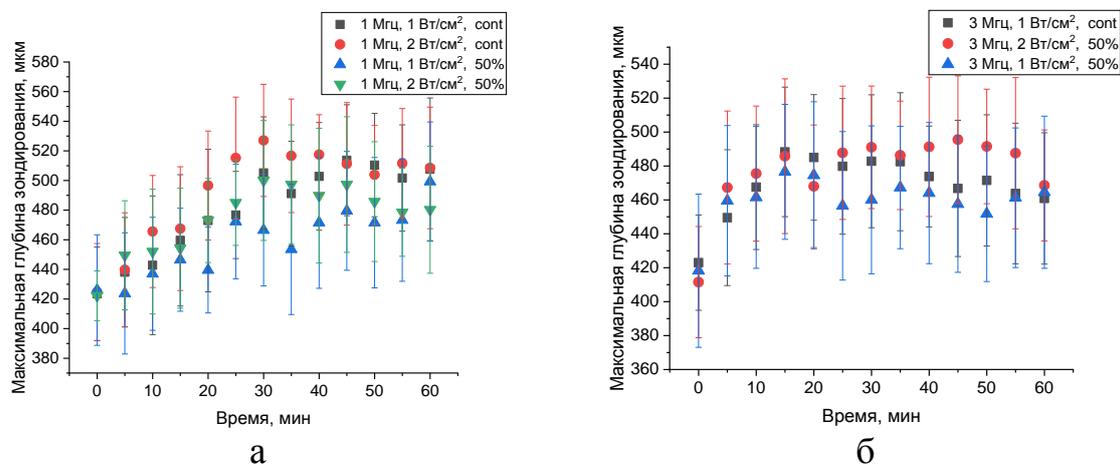


Рисунок 4. Зависимость оптической глубины зондирования от времени облучения образца УЗ с частотой (а) 1 МГц и (б) 3 МГц, cont соответствует непрерывному режиму облучения, 50% - импульсному режиму, при котором длительность импульса облучения составляет 0.5 с, период 1 с

На основе проведенного анализа влияния УЗ воздействия на многослойную систему тканей в области кисти с точки зрения теплового воздействия на биоткани получены рекомендуемые значения параметров для УЗ просветления ткани, которые представлены в таблице 1.

Таблица 1. Рекомендуемое время УЗ облучения при просветлении кожи человека *in vivo*

Частота УЗ 1 МГц	Допустимое время облучения, с	Частота УЗ 3 МГц	Допустимое время облучения, с
0.5 Вт/см <sup>2</sup>	160	0.5 Вт/см <sup>2</sup>	40
1 Вт/см <sup>2</sup>	80	1 Вт/см <sup>2</sup>	20
2 Вт/см <sup>2</sup>	40	2 Вт/см <sup>2</sup>	10

Таким образом, на данном этапе исследования разработана модель температурного воздействия УЗ на биоткань, рассчитано рекомендуемое время облучения при различных параметрах УЗ. Полученные результаты ОКТ мониторинга свидетельствуют о наличии просветляющего эффекта при облучении УЗ, сохраняющегося на более чем 30 минут. Оптическая глубина зондирования по истечении 30 мин наблюдения увеличилась на  $26 \pm 15\%$  и  $17 \pm 12\%$  при параметрах облучения 1 МГц, 2 Вт/см<sup>2</sup> в непрерывном режиме и 3 МГц 2 Вт/см<sup>2</sup> в импульсном режиме (50%) соответственно. Эффекты, достигаемые в результате облучения УЗ, могут быть связаны с уменьшением объемной доли рассеивателей из-за разрыхления эпидермиса и дермы.

#### Библиографический список

1. *I. Costantini, R. Cicchi, L. Silvestri, F. Vanzi, and F. S. Pavone.* In-vivo and ex-vivo optical clearing methods for biological tissues: review // *Biomed. Opt. Express*, 2019, V. 10, №10, P. 5251-5267.
2. *Genina E.A., Bashkatov A.N., Sinichkin Yu.P., Yanina I. Yu., Tuchin V.V.* Optical Clearing of Tissues: Benefits for Biology, Medical Diagnostics and Phototherapy // Chapter 10 in: *Handbook on Optical Biomedical Diagnostics, V. 2: Methods*, 2<sup>nd</sup> ed., Valery V. Tuchin, Bellingham, Washington: SPIE Press, 2016, P. 565-937.
3. *Polat B. E., Hart D., Langer R., and Blankschtein D.* Ultrasound-mediated transdermal drug delivery: mechanisms, scope, and emerging trends // *J. Control. Release*, 2011, V. 152, № 3, P. 330-348.
4. *Акопян В.Б., Ершов Ю.А.* Основы взаимодействия ультразвука с биологическими объектами. // М.: Изд-во МГТУ имени Н.Э. Баумана, 2005, 224 с.
5. *Duck F.A., et al.* Physical Properties of Tissue: A Comprehensive Reference Book. Chapter 4. // London: Academic Press, 1990, P. 73-135.
6. *Хилл К.* Применение ультразвука в медицине: Физ. основы // М.: Мир, 1989, 568 с.
7. *Борзяк Э. И., Путалова И. Н., Гунтер Х.* Анатомия человека. Фотографический атлас. // ГЭОТАР-Медиа, 2014, Т 1-3, 480 с.

# МОБИЛЬНЫЕ БРИЗЕРЫ В ГЕТЕРОГЕННОЙ МОЛЕКУЛЕ ДНК

*Е.И. Гераськин<sup>1</sup>, А.П. Четвериков<sup>1</sup>, А.С. Шигаев<sup>2</sup>, В.Д. Лахно<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский

государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Институт математических проблем биологии – филиал Института

прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва

E-mail: chetverikovap@info.sgu.ru

В рамках модели Пейярда-Бишопа-Доксуа исследовано возбуждение мобильных бризеров в гетерогенной молекуле ДНК с закрепленными концами. Установлено, что неоднородность молекулярной цепочки ухудшает условия движения бризеров. Определены критические для распространения бризеров соотношения параметров АТ и ГЦ фрагментов ДНК.

**Ключевые слова:** мобильный бризер, гетерогенная ДНК, модель Пейярда-Бишопа-Доксуа, АТ и ГЦ фрагменты.

Большой интерес к макромолекулярным ДНК обусловлен возможностью создания нанобиоэлектронных устройств [1–4]. Помимо поляронного механизма транспорта заряда в ДНК [5,6] все чаще рассматривают механизмы проводимости, связанные с нелинейностью комплементарных водородных связей в нуклеотидных парах [7,8].

В гомогенной цепочке изучена возможность переноса заряда мобильными дискретными бризерами в рамках квантово-классической модели Пейярда-Бишопа-Доксуа-Холстейна (ПБДХ) [9,10]. В гетерогенной же ДНК даже возможность реализации мобильных локализованных нелинейных волн исследована слабо [10].

В настоящей работе представлены результаты исследования посредством численного моделирования возбуждения дискретных бризеров в гетерогенной ДНК в рамках модели Пейярда-Бишопа-Доксуа (ПБД) [9].

В основе приближенной модели ПБД лежит гамильтониан

$$H_{lat} = \sum_n \left\{ \frac{1}{2} M (\dot{w}_n^2 + \dot{v}_n^2) + V_n(w_n, v_n) + W_n(w_{n,n-1}, v_{n,n-1}) \right\}, \quad (1)$$

где  $M$  – масса нуклеотида,  $w_n$  и  $v_n$  – смещения двух нуклеотидов в  $n$ -ой нуклеотидной паре от положений равновесия. Нелинейный on-site потенциал Морзе  $V_n$  определяет взаимодействие частиц в  $n$ -ой нуклеотидной паре. Потенциал межпарного взаимодействия  $W_n$  описывает взаимодействие смежных нуклеотидных пар с номерами  $n$  и  $n-1$ .

Безразмерные уравнения движения частиц в каждой нуклеотидной паре можно записать следующим образом [8]:

$$\ddot{q}_n + \Gamma \dot{q}_n = D_r \sigma_r (e^{-\sigma_r q_n} - 1) e^{-\sigma_r q_n} - \omega_b^2 \{ (q_n - q_{n-1}) [1 + \rho e^{-\alpha(q_n - q_{n-1})}] + (q_n - q_{n-1})^2 [-\alpha \rho e^{-\alpha(q_n - q_{n-1})}] - (q_{n+1} - q_n) [1 + \rho e^{-\alpha(q_{n+1} - q_n)}] + (q_{n+1} - q_n)^2 [-\alpha \rho e^{-\alpha(q_{n+1} - q_n)}] \} \quad , (2)$$

Здесь учтено, что движения нуклеотидов в каждой паре симметричны относительно продольной оси молекулы,  $q_n = \sigma y_n$  – безразмерное смещение  $n$ -го нуклеотида от положения равновесия  $y_{n0} = 0$ . Точка теперь обозначает производную по безразмерному времени  $\tau = \omega_M t$ ,  $\omega_M = (2\sigma^2 D \cdot M^{-1})^{1/2}$  – частота линейных колебаний нуклеотидов около положения равновесия, а  $\omega_{bond} = (k \cdot M^{-1})^{1/2} / \omega_M$  – безразмерная частота линейных колебаний нуклеотидов вдоль комплементарных водородных связей. Параметры  $D_r = D_{GC} / D_{AT}$ ,  $\sigma_r = \sigma_{GC} / \sigma_{AT}$  характеризуют степень неоднородности цепочки (в гомогенной  $D_r = \sigma_r = 1$ ),  $D$  и  $\sigma$  – глубина потенциальной ямы и коэффициент жесткости потенциала Морзе, коэффициент  $\alpha$  характеризует нелинейность потенциала связи,  $\Gamma \ll 1$  – коэффициент трения, характеризующий разного рода потери энергии в цепочке.

Решение нелинейных уравнений движения (2) проводилось численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка с шагом интегрирования 0.001-0.0001.

Значения параметров модели ПБД для одной из природной ДНК традиционно оцениваются следующим образом [11]:  $D_{AT} = 0.05$  эВ,  $\sigma_{AT} = 4.2 \text{ \AA}^{-1}$  для АТ-пар и  $D_{GC} = 0.075$  эВ,  $\sigma_{GC} = 6.9 \text{ \AA}^{-1}$  для ГЦ-пар. Отсюда следует, что неоднородность такой молекулы очень сильная, поскольку значения параметров неоднородности  $D_r = 1.5$  и  $\sigma_r \approx 1.64$  существенно отличаются от 1.

В компьютерных экспериментах изучалась динамика молекул с регулярно чередующимися фрагментами с одинаковыми парами оснований АТ- или ГЦ-пар, с увеличивающимися от единицы значениями параметров  $D_r$  и  $\sigma_r$ , чтобы определить, когда условия для распространения бризеров становятся неблагоприятными.

Сначала исследовалась молекула, представляющая собой последовательность 47 нуклеотидных пар, фрагментированная по пять пар с центральным фрагментом из 5 АТ-пар (рис. 1), а потом аналогичная молекула с центральным ГЦ фрагментом. Здесь буквы Z обозначают закрепленные концы, А – АТ-пары нуклеотидных оснований, G – ГЦ-пары оснований.

ZAAAAAGGGGGGAAAAAGGGGGGAAAAAGGGGGGAAAAAGGGGGGAAAAAZ

Рисунок 1. Последовательность нуклеотидных пар в гетерогенной ДНК с центральным АТ-фрагментом.

В обоих случаях значения параметров  $D_r$  и  $\sigma_r$  полагались для простоты равными и варьировались от 1, соответствующей гомогенной молекуле, в сторону увеличения.

В первой серии численных экспериментов бризер возбуждался начальным локальным «сжатием» молекулы в центре, т.е. отклонением нуклеотидов одной центральной пары от их положений равновесия к оси молекулы.

На рис. 2 представлены результаты моделирования переноса возбуждения в гомогенной и гетерогенной ДНК с невысокой степенью неодно-

родности (~10%) при возбуждении бризера с невысокой энергией. Видно, что в гомогенной цепочке (рис. 2а) из центра возмущения распространяются в обе стороны два мобильных бризера. В гетерогенной цепочке с центральной АТ-парой (рис. 2б) вначале опять формируются два мобильных бризера, которые потом успешно пересекают границы АТ фрагмента с границами ближайших ГЦ фрагментов, пересекают ГЦ фрагменты, но границы ГЦ-АТ фрагментов не преодолевают. Происходит разрушение мобильных бризеров, а потом формируется немобильный бризер, дислоцированный на центральном АТ-фрагменте. В случае, когда центральный фрагмент цепочки состоит из ГЦ-пар (рис. 2в) вначале опять формируются два мобильных бризера, которые потом успешно преодолевают ближайшие границы ГЦ-АТ фрагментов, потом преодолевают границы АТ-ГЦ фрагментов, но на следующих ГЦ-АТ границах опять рассеиваются, пройдя, таким образом, примерно по 12 межпарных расстояний от точки возникновения. После этого формируются несколько низкоэнергетических бризеров, в большей степени немобильных.

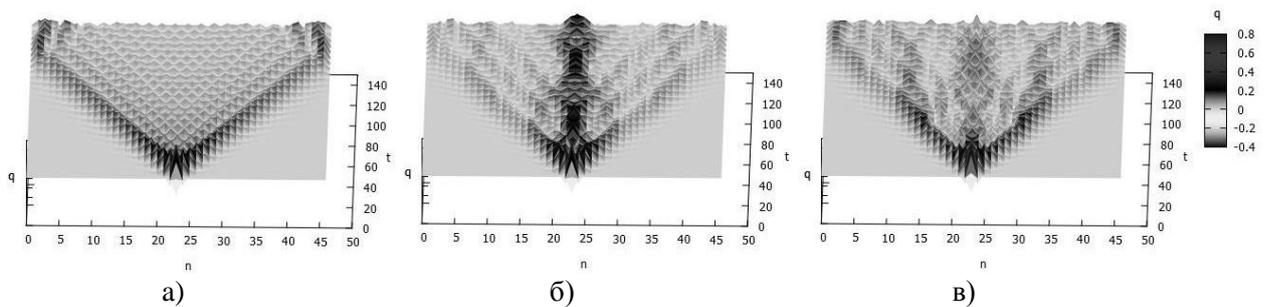


Рисунок 2. Бризеры в ДНК с закрепленными концами при  $q_{0,23} = -0.5$ ,  $q_{0n} = 0$ ,  $v_{0n} = 0$ . Эволюция распределений смещений  $q_n(t)$  в гомогенной (а), гетерогенных с центральным АТ-фрагментом (б) и центральным ГЦ-фрагментом (в) при слабой неоднородности.  $D_f = \sigma_f = 1.08$ ,  $\omega_{bond} = 0.4$ ,  $\rho = 0.5$ ,  $\alpha = 0.08$ ,  $\Gamma = 0.001$ ,  $N = 47$ .

С увеличением энергии начального возбуждения предельная длина траектории мобильных бризеров растет, а с ростом параметров неоднородности падает. В основном увеличение параметров неоднородности ведет к формированию немобильных бризеров (рис. 3).

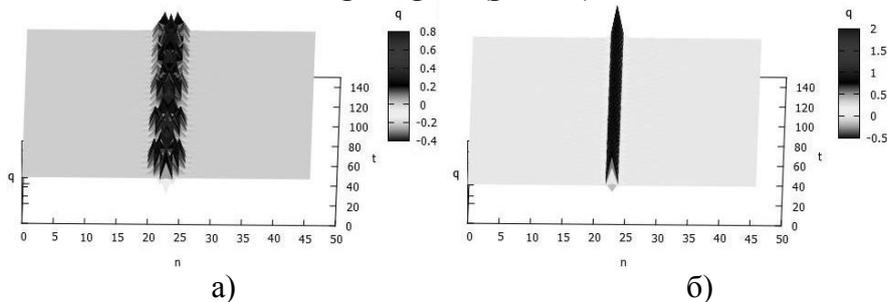


Рисунок 3. Немобильный бризер в ДНК с закрепленными концами при  $q_{0,23} = -0.5$ ,  $q_{0n} = 0$ ,  $v_{0n} = 0$ . Эволюция распределений смещений  $q_n(t)$  в гетерогенных ДНК с центральным АТ-фрагментом (а) и центральным ГЦ-фрагментом (б) цепочках при стандартных параметрах природной ДНК.

Если же бризеры возбуждать вблизи закрепленного конца, то при определенных условиях формируется мобильный бризер, который в гомогенной молекуле проходит очень большое расстояние до момента разрушения (рис.4 а) [7,8].

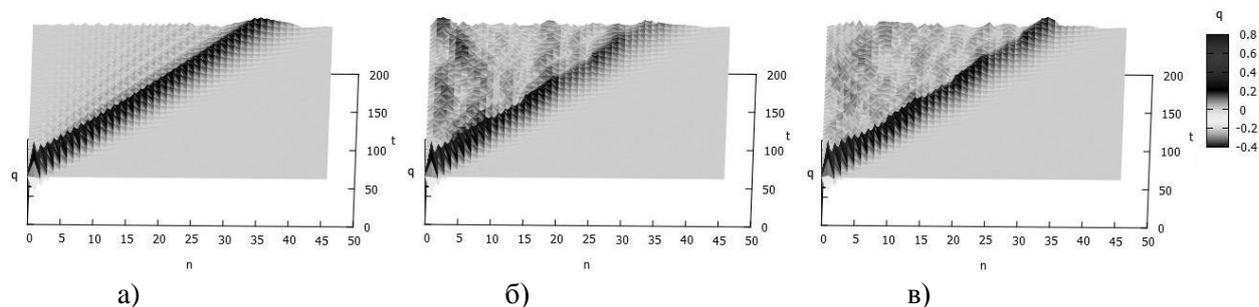


Рисунок 4. Мобильные бризеры в ДНК с закрепленными концами при  $q_{0,1} = -0.5$ ,  $q_{0n} = 0$ ,  $v_{0n} = 0$ . Эволюция распределений смещений  $q_n(t)$  в гомогенной (а), гетерогенных с начальным АТ-фрагментом (б) и начальным ГЦ-фрагментом (в) при слабой неоднородности:  $D_T = \sigma_T = 1.08$ .

В гетерогенных молекулах также можно сформировать мобильный бризер вблизи закрепленного конца молекулы (рис. 4 б,в), однако при распространении он на каждой границе АТ-ГЦ и ГЦ-АТ теряет энергию большую, чем в среднем в гомогенной молекуле. Поэтому длина траектории уменьшается с повышением параметров неоднородности, причем потери энергии больше, если бризер формируется в АТ-фрагменте. Бризер полностью локализуется вблизи конца молекулы при значениях параметра неоднородности, значительно меньших, чем в природной ДНК, параметры которой указаны выше как типичные.

Следовательно, в ДНК с существенной разницей параметров АТ и ГЦ фрагментов распространение бризеров при разумных значениях энергии начального возмущения кажется маловероятным.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект №16-11-10163) и РФФИ (проект №19-07-0046).*

#### Библиографический список

1. *Lakhno V.D.* DNA Nanobioelectronics // International Journal of Quantum Chemistry, 2008, V. 108, P. 1970–1981.
2. *Triberis G.P., Dimakogianni M.* DNA in the material world: electrical properties and nano-applications // Recent Patents on Nanotechnology, 2009, V. 3, P. 135–153
3. *Offenhauser A., Rinaldi R. (ed.)*. Nanobioelectronics-for Electronics, Biology, and Medicine // Springer Science & Business Media, 2009.
4. *Lakhno V.D., Sultanov V.B.* Baseline logical elements on the basis of DNA // International Journal of Quantum Chemistry, 2008, V. 108, P. 1913–1920.
5. *Lakhno V.D., Korshunova A.N.* Formation of stationary electronic states in finite homogeneous molecular chains // Math. Biol. Bioinf., 2010, V. 5, P. 1–29.
6. *Conwell E.M., Rakhmanova S.V.* Polarons in DNA // Proc. Natl. Acad. Sci., 2000, V. 97, P. 4556–4560.
7. *Четвериков А.П., Сергеев К.С., Лакно В.Д.* Захват и транспорт зарядов в ДНК мобильными дискретными бризерами // Мат. биол. и биоинф., 2018, Т. 13, С. 1-12.

8. *Chetverikov A.P., Ebeling W., Lakhno V.D., Velarde M.G.* Discrete-breather-assisted charge transport along DNA-like molecular wires // *Physical Review E.*, 2019, V. 100, P. 052203.
9. *Dauxois T., Peyrard M., Bishop A.R.* Entropy-driven DNA denaturation // *Physical Review E.*, 1993, V. 47, P. R44–R47.
10. *Шигаев А.С., Пономарёв О.А., Лахно В.Д.* Теоретические и экспериментальные исследования открытых состояний ДНК // *Мат. биол. и биоинф.*, 2013, Т. 8, С. 553–664.
11. *Campa A., Giansanti A.* Experimental tests of the Peyrard-Bishop model applied to the melting of very short DNA chains // *Physical Review E.*, 1998, V. 58, P. 3585–3588.

## **ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОБИЛЬНОГО БРИЗЕРА С ЭЛЕКТРОНОМ, ЛОКАЛИЗОВАННЫМ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ В МОЛЕКУЛЕ ДНК**

*А.П. Четвериков<sup>1</sup>, К.С.Сергеев<sup>1</sup>, Е.И. Казакова<sup>1</sup>, В.Д. Лахно<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>Институт математических проблем биологии – филиал Института  
прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, г. Москва

E-mail: chetverikovap@info.sgu.ru

Квантово-классическая модель Пейярда-Бишопа-Доксуа-Холстейна использована в компьютерных экспериментах для исследования процесса извлечения электрона, локализованного в энергетической ловушке неоднородного профиля энергии, мобильным дискретным бризером в молекуле ДНК, и транспорта захваченного электрона вдоль молекулы. Определен уровень энергии ловушки, необходимой для удержания электрона, и энергия бризера, способного извлечь электрон из ловушки.

**Ключевые слова:** мобильный дискретный бризер, ДНК, транспорт электрона, модель Пейярда-Бишопа-Доксуа-Холстейна, неоднородный профиль распределения энергии

Одним из ключевых элементов развивающейся нанобиоэлектроники являются молекулярные проводники на основе органических молекул [1–4]. Первенство среди них принадлежит молекуле ДНК, в которой наряду с традиционным поляронным механизмом перемещения заряженных частиц – электронов или дырок [5,6] – последнее время рассматривается механизм проводимости, обусловленный нелинейными свойствами водородных связей в нуклеотидных парах [7,8].

Возможность формирования долгоживущих мобильных бризеров и принципиальная возможность локализации волновой функции электрона в их движущихся потенциальных ямах была продемонстрирована, например, в [7,8]. При этом предполагалось, что в начальный момент времени волновая функция электрона локализуется в потенциальной яме бризера. Однако предпочтительной является ситуация, если электрон сначала локализуется в потенциальной яме-ловушке (доноре) профиля энергии электрона в молекуле и «ждет», когда набегающий бризер извлечет его из ямы донора и

захватит его в свою потенциальную яму. Мобильный бризер и электрон образуют заряженную квазичастицу, которая перемещается вдоль молекулы. Таким образом реализуется механизм транспорта электрического заряда вдоль молекулы ДНК без влияния электрического поля. При этом в начальный момент времени зоны локализации электрона и возбуждения бризера в общем случае оказываются разнесенными в пространстве.

В настоящей работе представлены результаты исследования в численных экспериментах возбуждения мобильного дискретного бризера в ДНК с закрепленными концами и его взаимодействия с электроном, первоначально локализованным в потенциальной яме его энергетического профиля. Анализ проводится на основе квантово-классической модели Пейярда-Бишопа-Доксуа-Холстейна (ПБДХ) [9,10], в рамках которой предполагается, что динамика нуклеотидных пар ДНК описывается классическими уравнениями движения, а динамика электрона подчиняется уравнению Шредингера, адаптированному для описания движения частицы в дискретной решетке.

Приближенная модель сильной связи ПБДХ основывается на гамильтониане

$$\hat{H} = \sum_n \alpha_n |n\rangle\langle n| - \sum_{n,m} v_{nm} |n\rangle\langle m| + \chi \sum_n (w_n - v_n) |n\rangle\langle n| + \sum_n \left[ \frac{1}{2} M (\dot{w}_n^2 + \dot{v}_n^2) + V_n(w_n, v_n) + W_n(w_{n,n-1}, v_{n,n-1}) \right], \quad (1)$$

где  $M$  – масса нуклеотида,  $w_n$  и  $v_n$  – смещения двух нуклеотидов в  $n$ -ой нуклеотидной паре от положений равновесия. Нелинейный on-site потенциал Морзе  $V_n = D(e^{-2\sigma y_n} - 2e^{-\sigma y_n})$  определяет взаимодействие частиц в  $n$ -ой нуклеотидной паре, а межпарный параболический потенциал с нелинейной добавкой  $W_n = \frac{K}{2}(y_n - y_{n-1})^2 [1 + \rho e^{-\alpha(y_n + y_{n-1})}]$  описывает взаимодействие смежных нуклеотидных пар с номерами  $n$  и  $n-1$ . Детальное описание гамильтониана, в частности, параметров его квантовой части, включая параметр взаимодействия электрона и молекулярной цепочки  $\chi$ , дано, например, в [8].

Безразмерные уравнения движения частиц в каждой нуклеотидной паре записываются следующим образом [8]:

$$\ddot{q}_n + \Gamma \dot{q}_n = D_r \sigma_r (e^{-\sigma_r q_n} - 1) e^{-\sigma_r q_n} - \omega_b^2 \{ (q_n - q_{n-1}) [1 + \rho e^{-\alpha(q_n - q_{n-1})}] + (q_n - q_{n-1})^2 [-\alpha \rho e^{-\alpha(q_n - q_{n-1})}] - (q_{n+1} - q_n) [1 + \rho e^{-\alpha(q_{n+1} - q_n)}] + (q_{n+1} - q_n)^2 [-\alpha \rho e^{-\alpha(q_{n+1} - q_n)}] \}, \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_n = i\tau_e (c_{n+1} + c_{n-1}) + i(\epsilon_n^0 + \chi_{el} q_n) c_n \quad (3)$$

Здесь учтено, что движения нуклеотидов в каждой паре симметричны относительно продольной оси молекулы,  $q_n = \sigma u_n$  – безразмерное смещение  $n$ -го нуклеотида от положения равновесия  $y_{n0} = 0$ . Точка теперь обозначает производную по безразмерному времени  $\tau = \omega_M t$ ,  $\omega_M = (2\sigma^2 D \cdot M^{-1})^{1/2}$  – частота линейных колебаний нуклеотидов около положения равновесия, а  $\omega_{bond} = (k \cdot M^{-1})^{1/2} / \omega_M$  – безразмерная частота линейных колебаний нуклеотидов вдоль комплементарных водородных связей. Потенциальный профиль энергии электрона  $\varepsilon_n^0$  содержит яму гауссовой формы с центром на  $n_a$ -ом нуклеотиде глубиной  $E_d$  и шириной  $\sigma_d$ .

Решение нелинейной системы связанных уравнений (2)-(3) проводилось численно методом Рунге-Кутты четвертого порядка. В начальный момент времени  $\tau=0$  возбуждался мобильный бризер за счет локального сжатия двух смежных нуклеотидных пар около зафиксированного конца молекулы, а волновая функция электрона полагалась локализованной в потенциальной яме донора. Безразмерные параметры модели выбирались на основании данных о типичных характеристиках ДНК [11]. На основе компьютерных экспериментов были определены параметры потенциальной ямы-ловушки, способной длительное время удерживать электрон, а также параметры мобильного бризера (в первую очередь, его энергия, определяемая степенью начального «сжатия» нескольких двух нуклеотидных пар), определялась скорость образованной квазичастицы «мобильный бризер-электрон», определяющая проводимость рассматриваемого молекулярного проводника, и предельная длина перемещения заряда. Типичные результаты моделирования приведены на рис. 1; представлены эволюция во времени смещений нуклеотидов ДНК от положений равновесия  $q_n(\tau)$  (а) и эволюция распределения вероятности обнаружить электрон на  $n$ -ом сайте  $|c_n(\tau)|^2$ .

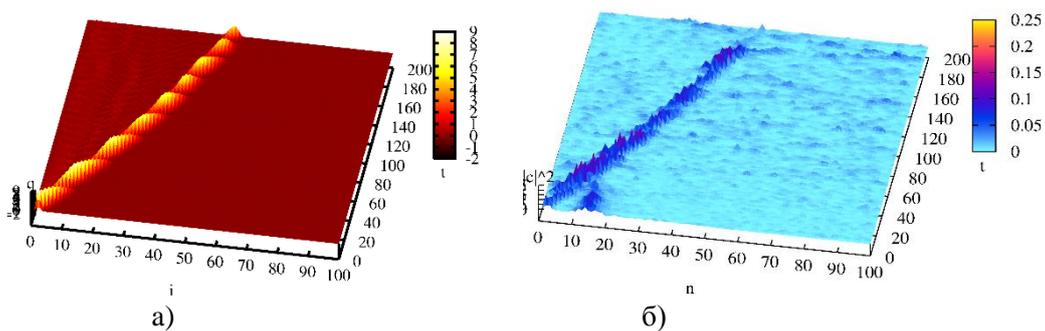


Рисунок 1. Захват и транспорт электрона мобильным бризером в ДНК с донором. Представлена эволюция распределений смещений  $q_n(t)$  (а) и вероятностей  $|c_n(\tau)|^2$  (б). Бризер возбуждается за счет начального локального «сжатия» молекулы ( $q_{0,1} = q_{0,2} = -1.5$ ,  $q_{0n} = 0$ ,  $v_{0n} = 0$ ), волновая функция вначале локализована в яме донора с центром на 15-ом сайте.  $N=100$ ,  $\omega_{bond} = 0.4$ ,  $\rho = 0.5$ ,  $\alpha = 0.08$ ,  $\Gamma = 0.001$ ,  $E_d=5$ ,  $\sigma_d = 5$ .

Можно видеть, что бризер, сформированный у левого конца молекулы захватывает электрон, находящийся в яме донора, центр которой находится на 15-ом сайте, и транспортирует его вдоль молекулы примерно до

45 сайта со скоростью 0.25 (скорости фонона). Неожиданным является то, что волновая функция начинает «перетекать» из ямы донора в яму бризера практически с момента его формирования. Таким образом, продемонстрирована возможность начального разделения дислокации мобильного бризера и электрона для реализации эффективного перемещения электрона вдоль молекулы ДНК.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект №16-11-10163).*

#### **Библиографический список**

1. *Lakhno V.D.* DNA Nanobioelectronics // International Journal of Quantum Chemistry, 2008, V. 108, P. 1970–1981.
2. *Triberis G.P., Dimakogianni M.* DNA in the material world: electrical properties and nano-applications // Recent Patents on Nanotechnology, 2009, V. 3, P. 135–153
3. *Offenhauser A., Rinaldi R. (ed.)*. Nanobioelectronics-for Electronics, Biology, and Medicine // Springer Science & Business Media, 2009.
4. *Lakhno V.D., Sultanov V.B.* Baseline logical elements on the basis of DNA // International Journal of Quantum Chemistry, 2008, V. 108, P. 1913–1920.
5. *Lakhno V.D., Korshunova A.N.* Formation of stationary electronic states in finite homogeneous molecular chains // Math. Biol. Bioinf., 2010, V. 5, P. 1–29.
6. *Conwell E.M., Rakhmanova S.V.* Polarons in DNA // Proc. Natl. Acad. Sci., 2000, V. 97, P. 4556–4560.
7. *Четвериков А.П., Сергеев К.С., Лахно В.Д.* Захват и транспорт зарядов в ДНК мобильными дискретными бризерами // Мат. биол. и биоинф., 2018, Т. 13, С. 1-12.
8. *Chetverikov A.P., Ebeling W., Lakhno V.D., Velarde M.G.* Discrete-breather-assisted charge transport along DNA-like molecular wires // Physical Review E., 2019, V. 100, P. 052203
9. *Dauxois T., Peyrard M., Bishop A.R.* Entropy-driven DNA denaturation // Physical Review E., 1993, V. 47, P. R44–R47.
10. *Шигаев А.С., Пономарёв О.А., Лахно В.Д.* Теоретические и экспериментальные исследования открытых состояний ДНК // Мат. биол. и биоинф., 2013, Т. 8, С. 553–664.
11. *Campa A., Giansanti A.* Experimental tests of the Peyrard-Bishop model applied to the melting of very short DNA chains // Physical Review E., 1998, V. 58, P. 3585–3588.

## **ДИАГНОСТИКА АРТЕРИАЛЬНЫХ СОСУДОВ ЮНЫХ СПОРТСМЕНОВ МЕТОДОМ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДОПЛЕРОГРАФИИ**

*Р.Т. Баатыров, А.С. Михайлова, А.Д. Усанов*  
Саратовский государственный национальный  
исследовательский университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: [rahim\\_baatyrov@mail.ru](mailto:rahim_baatyrov@mail.ru)

Приведены результаты обследования юных спортсменов, имеющих высокий спортивный разряд и интенсивные тренировки, при сканировании артериального русла на ультразвуковом приборе экспертного класса «HD 15 XE». По доплерограммам определялись пиковые систолические значения скорости кровотока. Получены зависимости, характеризующие состояние ремоделирования сосудистой системы спортсменов, проявляющееся в

увеличенных значениях пиковой скорости кровотока и более медленном восстановлении исходной скорости кровотока.

**Ключевые слова:** ремоделирование сосудистой системы, ультразвуковая доплерография, окклюзионная проба, спортивная медицина.

Многими сторонниками здорового образа жизни доказывается благоприятное воздействие физических упражнений на состояние организма и в первую очередь на сердечно-сосудистую систему, в связи с чем пропагандируются занятия физкультурой и спортом. Однако при несоответствии нагрузок и возможностей человека возможно нарушение функций сердечно-сосудистой системы. Это особенно очевидно, когда речь идет о спортсменах, которым необходимо достижение высоких результатов [1].

По данным ряда исследований, перетренированность приводит к серьезным нарушениям в работе сердца и сосудов. Это может вызвать развитие различных патологий. Адаптивные реакции организма на физическую активность в первую очередь связаны с изменениями в функционировании кардиореспираторной системы, что увеличивает работу аппарата кровообращения [2].

В настоящее время имеется достаточное количество исследований, подтверждающих, что спортсмены обладают увеличенными артериями, которые также имеют уменьшенную толщину стенки. Эти структурные изменения могут повлиять на артериальную функцию и способствовать ремоделированию артерий [3]. Изменения в толщине стенок могут носить системный, а не локальный характер, а ответственные механизмы недостаточно четко определены [4].

Целью данной работы явилось исследование изменения скорости кровотока юных спортсменов с помощью ультразвукового сканирования артериальных сосудов после проведения окклюзионной пробы плечевой артерии.

УЗИ доплерограммы получались при сканировании артериального русла в области на 5 см выше локтевого сгиба на ультразвуковом приборе экспертного класса «HD 15 XE» («Philips», Нидерланды) с помощью линейного датчика (частота 5-10 МГц).

Обследовались две группы пациентов: 17-20 лет группа норма, не страдающая сердечно-сосудистой патологией, и 15-16 лет группа спортсменов, имеющих высокий спортивный разряд и интенсивные тренировки. Исследовались доплерограммы плечевой артерий до и после окклюзионного теста с манжетой. При измерениях контролировалась скорость кровотока в максимуме систолы  $V_{max}$  (см/с).

На рис. 1 приведена доплерограмма плечевой артерии обследуемого из группы «норма» а – после 10 минутного отдыха, б – сразу после проведения окклюзионной пробы, продолжительностью 3 минуты, в – через 20 секунд после проведения окклюзионной пробы.

На рис.2 приведены зависимости пиковой скорости кровотока  $V_{max}$  от времени до и после проведения окклюзионного теста для спортсмена, зани-

мающего греблей на байдарках и каноэ и имеющего разряд кандидата в мастера спорта.

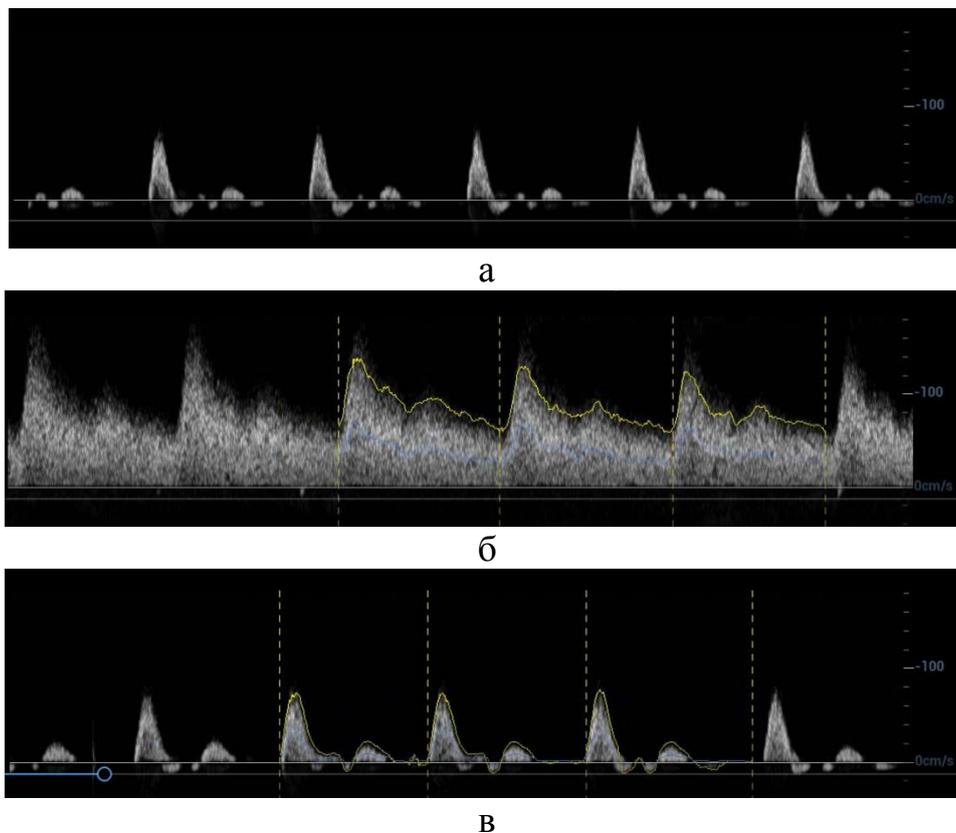


Рисунок 1. Допплерограмма плечевой артерии обследуемого из группы «норма»: а – после 10 минутного отдыха, б – сразу после проведения окклюзионной пробы, в – через 20 секунд после проведения окклюзионной пробы

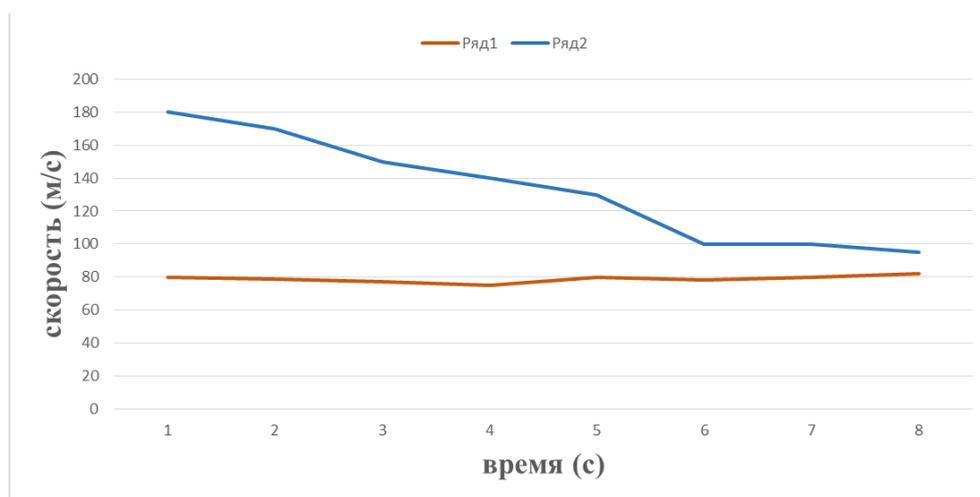


Рисунок 2. Зависимости пиковой скорости кровотока  $V_{max}$  о времени до и после проведения окклюзионного теста для спортсмена, занимающегося греблей на байдарках и каноэ и имеющего разряд кандидата в мастера спорта (Ряд1- до окклюзии, Ряд2- после окклюзии).

На рис.3 приведены зависимости пиковой скорости кровотока  $V_{max}$  от времени до и после проведения окклюзионного теста для обследуемого из группы норма спорта.

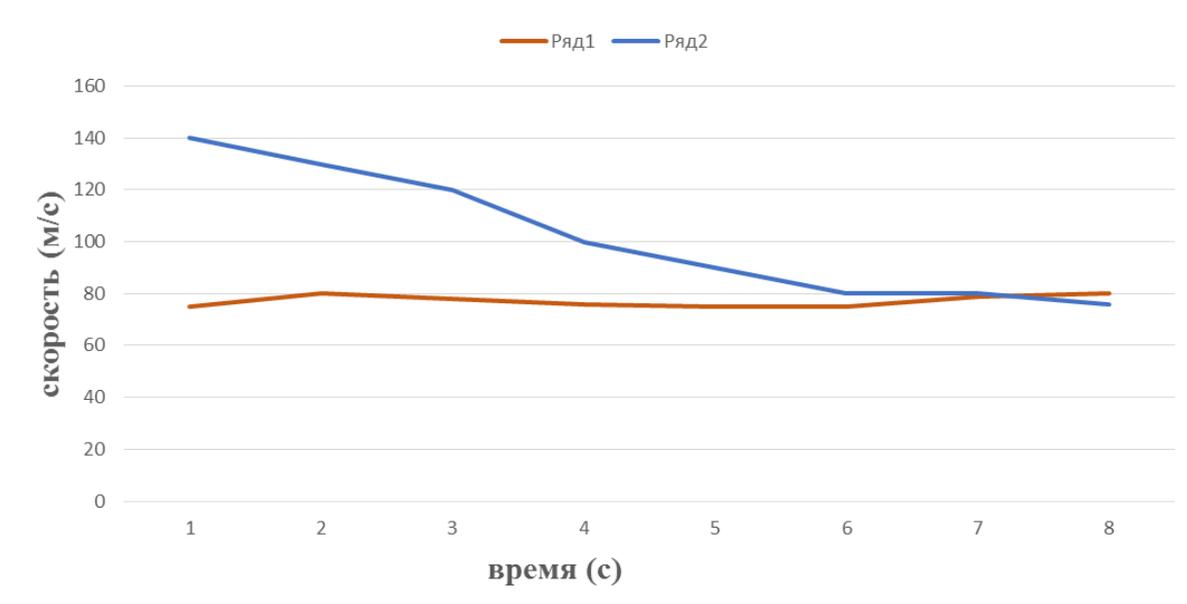


Рисунок 3. Зависимости пиковой скорости кровотока  $V_{max}$  от времени до и после проведения окклюзионного теста для обследуемого из группы норма спорта (Ряд1- до окклюзии, Ряд2- после окклюзии).

Результаты исследований пиковой скорости кровотока, определяемой в плечевой артерии с помощью ультразвуковой доплерографии, показали статистически значимые различия соотношения скоростей для группы из 10 нетренированных людей и 10 спортсменов только после проведения окклюзионной пробы. Количественная оценка кровотока плечевой артерии показывает, что в исходная величина пиковой скорости кровотока находится в диапазоне от 70 до 80 см/сек. Сразу после окклюзионной пробы величина пиковой скорости кровотока резко возрастает, причем у спортсменов пиковая скорость кровотока значительно превосходит аналогичную скорость пациентов из группы норма. Также наблюдается более медленное восстановление исходной скорости кровотока для спортсменов.

Таким образом, полученные зависимости отражают состояние ремоделирование сосудистой системы спортсменов, занимающихся интенсивными видами спорта и имеющих высокий спортивный разряд, проявляющееся в увеличенных значениях пиковой скорости кровотока и более медленном восстановлении исходной скорости кровотока.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №19-32-90072).*

### Библиографический список

1. *Sharma S., Merghani A., Mont L.* Exercise and the heart: the good, the bad, and the ugly // *Eur. Heart J.*, 2015, V. 36, № 23, P. 1445–1453.
2. *Green D.J., Spence A., Rowley N, Dick H. J. Thijssen D.H.J. and Naylor L.H.* Vascular adaptation in athletes: is there an ‘athlete’s artery’? // *Exp Physiol.*, 2012, V. 97, №3, P. 295–304.
3. *Скрипаль Ан. В., Бахметьев А. С., Бриленок Н. Б., Добдин С. Ю., Сагайдачный А. А., Баатыров Р. Т., Усанов А. Д., Тихонова А.С.* Индекс отражения пульсовой волны у юных спортсменов // *Изв. Саратов. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*, 2020, Т. 20, вып. 2, С. 125–133.
4. *Baumgartner L., Schulz T., Oberhoffer R., Weberruß H.* Influence of Vigorous Physical Activity on Structure and Function of the Cardiovascular System in Young Athletes-The MuCAYA-Study // *Front. Cardiovasc. Med.*, 2019, V. 6, № 148.

# 4 ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКА

## КАТОДНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ ПРИ СИЛЬНОТОЧНОЙ ПОЛЕВОЙ ЭМИССИИ В АЛМАЗОГРАФИТОВЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРОНОВ

*Р.К. Яфаров<sup>1,2</sup>, А.В. Сторублев<sup>2,3</sup>, П. Е. Новиков<sup>2,3</sup>*

<sup>1</sup>Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

<sup>2</sup>Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского.

<sup>3</sup>АО «НПП «Алмаз», г. Саратов

E-mail: pirpc@yandex.ru

Обнаружены и получили интерпретацию факторы, ограничивающие максимальный ток сильноточной автоэмиссии, а также стабильность и долговечность источников электронов на основе нанокompозитных алмазографитовых пленочных структур. Установлено, что при превышении в источнике определенной величины напряженности поля возникают катодное свечение и самопроизвольные увеличения полевого тока и остаточного давления. Процесс сопровождается распылением атомов углерода, которые ионизируются в сильном электрическом поле, образуя при рекомбинации в потоке полевых электронов светящиеся вакуумно-плазменные катодные факелы, вершинами которых являются наноалмазные эмиссионные центры композитной пленочной структуры.

**Ключевые слова:** сильноточная полевая эмиссия электронов, наноуглеродный композит, алмазные кристаллиты, катодный факел, катодное распыление.

Создание элементной базы вакуумной микроэлектроники и сильноточных автоэмиссионных катодов для устройств генерации сигналов СВЧ- и субтерагерцового диапазонов является в настоящее время актуальной задачей, поскольку устройства, работающие на принципах автоэлектронной эмиссии, являются радиационно стойкими и обладают сверхвысоким быстродействием. Одним из наиболее перспективных материалов для создания подобного типа устройств являются наноуглеродные пленочные структуры [1–4]. В работах [5,6] с использованием неравновесной микроволновой плазмы паров этанола низкого давления определены области режимов для получения нанокompозитных пленочных покрытий, содержащих наноалмазную и графитовую фазы в различных объемных соотношениях. Показано, что выбором режимов неравновесной конденсации алмазографитовых нанокompозитов может быть получено снижение порога полевой эмиссии электронов с 15...17 до 4...6 В/мкм и увеличение плотности автоэмиссионного тока в импульсе микросекундной длительности свыше 100 А/см<sup>2</sup>.

Работа автоэмиссионного катода (АЭК) сопровождается ионной бомбардировкой его поверхности, адсорбцией и десорбцией ионов и молекул остаточных газов, поверхностной миграцией атомов и др. Стабильность и долговечность его работы чрезвычайно чувствительна к изменению геометрии эмиссионных центров и к состоянию их поверхности. В зависимости от конкретной конструкции и режима эксплуатации АЭК, перечисленные процессы, порознь или в некоторой совокупности, приводят к ряду эффектов, изменяющих режим его работы. К ним относятся: катодное распыление материала эмиттера, изменение количества и расположения эмиссионных микровыступов, изменение работы выхода электронов, разогрев катода и электромеханические напряжения. Особенно важными эти изменения являются в случае сильноточных АЭК, которые, как правило, работают в условиях технического вакуума и высоких напряженностей электрических полей.

Целью работы являлось исследование фундаментальных факторов, ограничивающих максимальную величину тока сильноточной автоэмиссии и ее взаимосвязь со стабильностью и долговечностью полевых источников электронов на основе нанокompозитных алмазографитовых пленочных структур.

Исследования проводились в вакуумной камере при остаточном давлении  $(3-4) \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. с использованием полевых источников электронов на основе нанокompозитных алмазографитовых пленочных структур. Полевая эмиссия осуществлялась с торца алмазографитовой пленки толщиной 80-100 нм, осажденной разложением паров этанола в СВЧ плазме газового разряда низкого давления на поликоровой подложке [4-6]. В экспериментах использовался источник питания постоянного тока с пошаговым подъёмом напряжения и выдержкой на каждом напряжении по 5-10 мин в случаях, когда величина тока была нестабильной. Этого времени, как правило, хватало для протекания процессов формовки катода.

Установлено, что при превышении напряженности поля в зазоре между катодом и анодом 35 В/мкм наблюдалось появление свечения белого цвета. При увеличении напряжения и тока интенсивность свечения возрастала. На рис. 1 приведено изображение свечения при токе эмиссии 5,8 мА и напряженности поля около 45 В/мкм.



Рисунок 1. Катодное свечение при автоэмиссионном токоотборе  $900 \text{ А/см}^2$

После получения автоэмиссионного тока 5,8 мА наблюдался самопроизвольный его рост при неизменном напряжении. В начальный момент ток возрастал медленно, со временем скорость роста увеличивалась. За 5-7 мин. ток достигал величины около 10 мА. Одновременно с самопроизвольным ростом тока отмечалось повышение остаточного давления в измерительной камере с устройством. При росте тока от 5,8 до 10 мА давление увеличилось с  $3 \cdot 10^{-7}$  до  $7 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.

После достижения автоэмиссионного тока 5,8 мА, во избежание возникновения в измерительном устройстве дугового вакуумно-плазменного разряда и разрушения автокатода, путем поэтапного снижения напряжения была замерена вольтамперная характеристика (ВАХ) источника электронов (рис. 2).

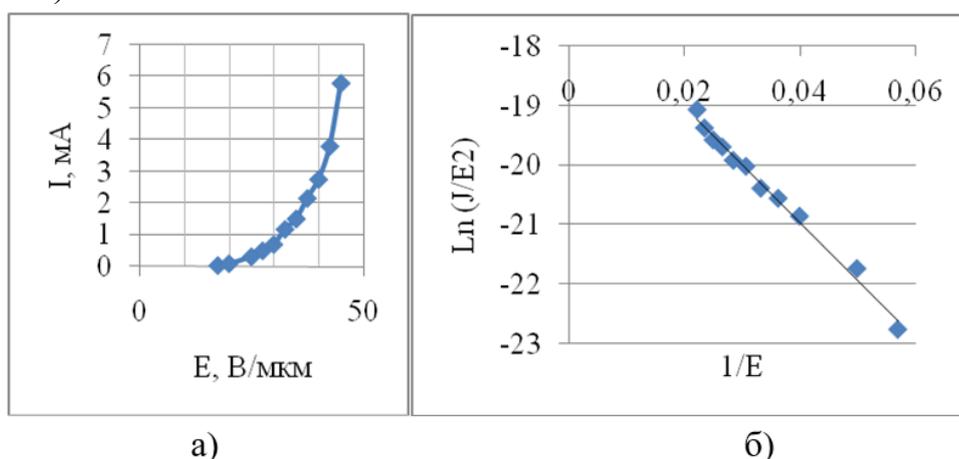


Рисунок 2. ВАХ торцевого автоэмиссионного катода на основе наноалмазграфитовой пленочной структуры: а) в линейных координатах; б) в координатах Фаулера-Нордгейма

Из приведенных на рис. 2 ВАХ можно заключить, что в исследованном диапазоне напряженностей электрических полей ток между катодом и анодом является автоэмиссионным, а термоэмиссионная составляющая, несмотря на появление катодного свечения, не вносит значимого вклада в измеренную токовую характеристику.

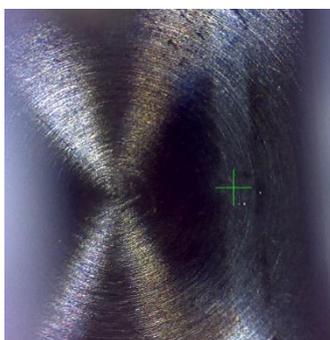


Рисунок 3. Изображение поверхности анода после проведения эксперимента по сильноточной автоэмиссии

С целью выяснения природы свечения после экспериментов и демонтажа вакуумного измерительного устройства проведены исследования поверхности металлического анода (рис.3- полоса чистого металла на поверхности анода соответствовала расположению торца поликоровой подложки, слева от нее, где наблюдалось наибольшее потемнение поверхности анода, располагалась сторона подложки с нанесённой пленкой алмазографита). Изучение элементного состава в областях потемнения поверхности анода показало наличие в них углеродной фазы.

Полученные результаты могут быть интерпретированы следующим образом. Как показано в работах [5,6] алмазографитовые пленочные композиты представляют собой графитовые матрицы с погруженными в них алмазными нанокристаллитами. Последние имеют размеры не только меньше длины дебаевского экранирования, что способствует улучшению поверхностной проводимости наноалмазов, но и обеспечивают их квантово-размерными свойствами. Возникающее квантовое ограничение в алмазных нанокристаллах увеличивает собственные (нулевые) энергии электронов и прозрачности потенциального барьера для их туннелирования при автоэлектронной эмиссии. Вместе с тем алмазные нанокристаллиты на поверхности графитовой матрицы устойчивы к разогреву и имеют очень малый радиус кривизны. Вследствие этого они являются естественными элементами, усиливающими напряженность электрического поля. Перепад между средним минимальным и максимальным радиусами кривизны эмитирующих выступов, полученных в одном технологическом цикле, не велик. Поэтому эффективная эмитирующая поверхность занимает большую часть поверхности пленки. Благодаря этим свойствам, в соответствии с представлениями Фаулера – Нордгейма, обеспечиваются высокие плотности токов автоэмиссии и их устойчивость, последняя из которых реализуется, как уже говорилось, в условиях интенсивных ионной бомбардировки и тепловыделений.

Наличие углеродной фазы на поверхности анода свидетельствует о распылении атомов углерода с поверхности алмазографитового катода. Вероятнее всего распылению подвергается графитовая компонента алмазографитовой матрицы. Об этом может свидетельствовать высокая устойчивость и непрерывность измеренной ВАХ, которая в предположении автоэмиссии не только с алмазных нанокристаллитов, но и графитовых микровыступов, могла бы претерпевать существенные трансформации. Преимущественное распыление графитовой фазы, находящейся в окружении алмазных нанокристаллитов, обусловлено более низкой теплопроводностью графита и, как следствие, более высокими температурой нагрева и коэффициентом ионного распыления. Распыленные атомы углерода ионизируются в сильном электрическом поле, образуя при рекомбинации в потоке

полевых электронов светящиеся вакуумно-плазменные катодные факелы, вершинами которых являются наноалмазные эмиссионные центры [7].

Полученные результаты могут быть использованы для прогнозирования долговечности и стабильности сильноточных полевых источников электронов на основе алмазографитовых пленочных структур в зависимости от их конструкции, электрофизических характеристик и вакуумных условий эксплуатации.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-38-90216).*

#### **Библиографический список**

1. Фурсей Г.Н., Поляков М.А., Кантонистов А.А. и др. Автоэлектронная и взрывная эмиссия из графеноподобных структур // ЖТФ, 2013, Т. 83, № 6, С. 71–77.
2. Panda K., Hyeok J.J., Park J.Y. et al. Nanoscale investigation of enhanced electron field emission for silver ion implanted/postannealed ultrananocrystalline diamond films // Scientific Reports, 2017, V. 7, P. 16325 (1-14).
3. Sobaszek M., Siuzdak K., Ryl J. et al. Diamond Phase ( $sp^3$ -C) Rich Boron-Doped Carbon Nanowalls ( $sp^2$ -C): Physicochemical and Electrochemical Properties // J. Phys. Chem. C., 2017, V. 121, № 38, P. 20821.
4. Яфаров Р.К., Новиков П.Е., Еремин В.П., Кочнев Д.О. Исследование возможности создания автоэмиссионного катода для безнакального магнетрона на основе алмазографитового нанокompозита // Вопросы электротехнологии, 2018, № 2, С.62- 71.
5. Яфаров Р.К., Шаныгин В.Я., Нефедов Д.В. Алмазографитовый нанокompозит для сильноточной полевой эмиссии электронов // Докл. VI Всерос. микроволновой конф. Москва. 28–30 нояб. 2018. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2018. С. 142
6. Яфаров Р.К. Микроструктурные модификации алмазографитовых нанокompозитов для сильноточных полевых источников электронов // Радиотехника и электроника, 2019, Т. 64, № 12, С. 1238–1243
7. Месяц Г.А. Взрывная электронная эмиссия // М.: Физматлит, 2011, 280 с.

## **АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ УСТАНОВКА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ARDUINO MEGA ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ КСВН И ПРОПУСКАНИЯ ДИЭЛЕКТРИКОВ**

*Е.А. Рябов, Н.В. Короневский, К.А. Зыков, Б.В. Сергеева*  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: semicond@yandex.ru

Для обеспечения автоматизации процесса измерений и сокращения времени эксперимента разработана установка, состоящая из панорамного измерителя КСВН и ослабления P2-61 и платы Arduino Mega.

**Ключевые слова:** растворы, СВЧ излучение, коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН).

В последние годы сформировалось новое научное направление – исследование метаматериалов, обладающих уникальными свойствами, отсутствующими в природных материалах. Растет число публикаций, посвященных этим материалам [1–2], в связи с перспективами их использования. Метаматериалы открывают новые возможности для разработки СВЧ и оптических устройств: нанолазеров, резонаторов и многих других устройств. Актуальны исследования физических (в основном волновых) процессов, происходящих в метаматериалах и разработка устройств на основе новых метаматериалов для их применения в радиоэлектронике и фотонике.

На факультете нано- и биомедицинских технологий Саратовского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского (СГУ) студенты исследуют свойства нано- и микрочастиц различной природы и технологии их получения [3, 4], коллоиды на их основе [5] и новые композитные материалы [6, 7]. Этой тематике уделяется большое внимание во многих лекционных курсах, читаемых в СГУ, а также при подготовке курсовых работ и дипломных проектов [8–11].

Экспериментально исследованы частотные зависимости коэффициентов отражения и пропускания электромагнитных волн для заполненных растворами диэлектриков волноводных секций, рассчитаны значения диэлектрической проницаемости в диапазоне 7,8 ГГц ÷ 10,2 ГГц [12].

Ранее для сокращения продолжительности эксперимента и автоматизации процесса измерения спектров отражения/пропускания СВЧ излучения была предложена установка, состоящая из панорамного измерителя КСВН и ослабления P2-61 через плату Arduino Nano подключенного к компьютеру [13–15].

Предложен альтернативный вариант установки по автоматизации процесса измерений спектров отражения и пропускания СВЧ излучения, состоящий из панорамного измерителя КСВН и ослабления P2-61 и платы Arduino Mega с модулем TFT\_320QVT\_9341, состоящим из TFT LCD дисплея, сенсорного экрана и разъема для подключения SD карты. Для работы модуля TFT\_320QVT\_9341 с Arduino Mega использовалась плата расширения TFT LCD Mega Shield V2.2 (рис. 1).

Данный модуль дает возможность проводить следующие действия: выбирать режим работы КСВН/ослабления; устанавливать максимальное значение КСВН/ослабления; выбирать рабочий диапазон частот; запускать и завершать считывание и обработку данных с измерителя P2-61; сохранять данных на SD карту.

Схема подключения панорамного измерителя КСВН и ослабления P2-61 к Arduino Mega показана на рисунке 2.



Рисунок 1. Arduino Mega (слева), плата расширения TFT LCD Mega Shield V2.2, TFT\_320QVT\_9341

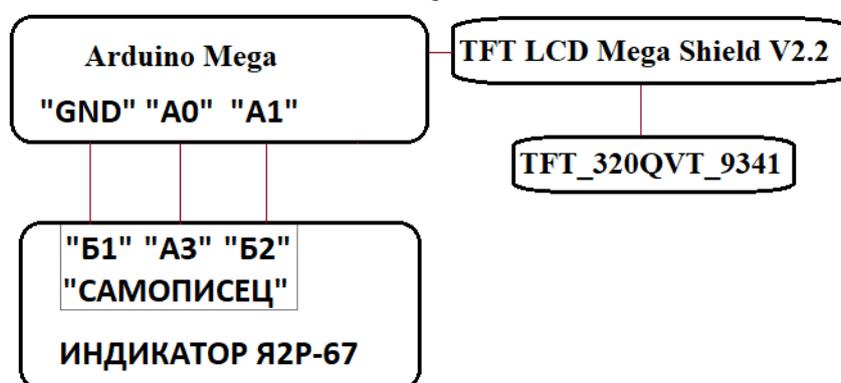


Рисунок 2. Схема подключения Arduino Mega к индикатору Я2Р-67

Плата Arduino Mega 2560 – большой и мощный микроконтроллер. Для Arduino Mega с модулем TFT\_320QVT\_9341 в среде Arduino IDE был написан скетч (имя, используемое Arduino для программы, единица разработанного авторами кода, которая загружается и запускается на плате Arduino) для считывания и обработки частотных спектров КСВН и коэффициентов отражения/пропускания СВЧ излучения с Я2Р-67 и передачи полученных данных на SD карту. Среда Arduino IDE – это кроссплатформенное приложение Java, содержащее текстовый редактор программного кода, компилятор AVR-GCC и программу avrdude для прошивки микроконтроллера. Через разъем «Самописец» Я2Р-67 на плату Arduino Mega передается два сигнала: пилообразный сигнал горизонтальной развертки для определения частотного диапазона и сигнал с выхода усилителя вертикального отклонения для определения значения КСВН и коэффициентов отражения/пропускания.

Arduino Mega обрабатывает полученные сигналы и преобразует один в заданные на генераторе значения частот, а другой – в соответствующие значения КСВН либо коэффициентов отражения/пропускания. Сигнал развертки имеет пилообразный вид, для выполнения измерений достаточно знать значения частот на границах исследуемого диапазона.

Для определения зависимости частоты от сигнала развертки была подобрана соответствующая линейная аппроксимация. Для сигнала соответствующего КСВН на выходе усилителя вертикального отклонения были подобраны различные зависимости (полиномы 6 степени) для каждого положения переключателя «Предел» на Я2Р-67. Для коэффициентов отражения/пропускания подобрана зависимость в положении переключателя «0», для других положений переключателя необходимо из полученных данных вычесть значение на переключателе «Предел».

Градуировка установки производилось следующим образом: сравнивались полученные частотные спектры с аналогичными спектрами, снятыми вручную, и подбирались коэффициенты аппроксимирующего полинома 6 степени. Погрешность аппроксимации – не более 1 %.

Разработанная установка позволила сократить время непосредственного измерения частотных спектров КСВН и коэффициентов отражения/пропускания до единиц секунд, что делает возможным исследование большего числа объектов. Большое число полученных значений в исследуемых спектрах позволяет производить их запись более подробно для последующего анализа.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-07-00603 А.*

#### **Библиографический список**

1. *Glybovski S.B., Tretyakov S.A., Belov P.A. et al. Metasurfaces: From microwaves to visible // Physics Reports, 2016, V. 634, P. 1–72.*
2. *Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А. Метаматериалы: фундаментальные исследования и перспективы применения // Вестник Российской академии наук, 2008, Т. 78, № 5, С. 438–457*
3. *Сергеев Р.С., Сергеева А.С., Ленгерт Е.В. и др. Формирование и исследование сферических пористых микрочастиц карбоната кальция, функционализированных магнитными наночастицами // Новые материалы и технологии: состояние вопроса и перспективы развития: мат. конф. – Саратов: Наука, 2014, С. 244–249.*
4. *Сергеев Р.С., Сергеева А.С., Ленгерт Е.В. и др. Формирование и исследование сферических пористых микрочастиц карбоната кальция, обладающих магнитными свойствами // Наноматериалы и нанотехнологии: проблемы и перспективы: мат. конф. – Москва: Прондо, 2014, С. 275–283*
5. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Горин Д.А. и др. Коллоиды магнетита: получение и исследование свойств в СВЧ диапазоне // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сб. ст. – Саратов: Наука, 2013, С. 214–228.*
6. *Короневский Н.В., Сергеев Р.С., Савельева М.В. и др. Синтез и исследование свойств микрочастиц  $\text{CaCO}_3$ , выращенных на неорганических волокнах и модифицированных наночастицами  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине: Мат. школы-семинара. – Саратов: Сарат. источник, 2017, С. 120–123.*
7. *Сергеев С.А., Михайлов А.И., Сергеева Б.В. Перспективные материалы для функциональных устройств на волнах пространственного заряда // Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: сб. статей. – Саратов: Наука, 2013, С. 154–170.*

8. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Физические основы твердотельной электроники: Учеб. пособие. – Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2007, 164 с.
9. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Глуховской Е.Г. Физические основы твердотельной электроники и микроэлектроники: Планы семинарских занятий: Учеб. пособие. – Саратов: Редакция журнала «Промышленность Поволжья», 2008, 116 с.
10. Портнов С.А., Иноземцева О.А., Горбачев И.А. и др. Физика и химия границ раздела фаз: учеб. пособие. – Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015, 132 с.
11. Сергеев С.А., Иноземцева О.А., Браташов Д.Н. и др. Физика и химия коллоидных систем: учеб. пособие. – Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2016, 168 с.
12. Sergeev S.A., Portnov S.A., Gorin D.A. et al. Investigation of absorption and reflection spectra of aqueous suspensions of nanoparticles in the X band of microwave bandwidth // В сб.: Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering Saratov Fall Meeting 2006. – Saratov, 2007, С. 653606.
13. Сергеев С.А., Михайлов А.И., Короневский Н.В. и др. Автоматизированная установка для измерения спектров КСВН и пропускания жидких диэлектриков // Электроника и микроэлектроника СВЧ, 2019, Т. 1, № 1, С. 439–444.
14. Рябов Е.А., Короневский Н.В., Зыков К.А. и др. Установка для измерения спектров КСВН и пропускания жидких диэлектриков // Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика: тез. докл. – Саратов: Изд-во «Техно-Декор», 2019, С. 214–216.
15. Рябов Е.А., Короневский Н.В., Зыков К.А. и др. Автоматизированная установка для измерения спектров КСВН и пропускания коллоидов микро- и наночастиц // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: сб. статей. – Саратов: Сарат. источник, 2019, С. 188–191.

## РАЗРАБОТКА ПРОТОТИПА УСТРОЙСТВА ГЕОПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕХНОЛОГИИ LoRaWAN

*К.А. Зыков, Н.В. Короневский, Е.А. Рябов, Б.В. Сергеева*  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: semicond@yandex.ru

Исследована технология пакетной передачи данных на большие расстояния с малым энергопотреблением LoRaWAN, разработана прошивка и печатная плата для устройства геопозиционирования, разработан промышленный дизайн устройства, разработана серверная часть, отвечающая за обработку данных от устройства.

**Ключевые слова:** геопозиционирование, СВЧ излучение.

Колебательным и волновым процессам уделяется внимание при подготовке студентов в Саратовском национальном исследовательском государственном университете имени Н.Г. Чернышевского (СГУ) в процессе изучения различных специальных дисциплин и при выполнении курсовых и дипломных работ [1–10]. В СГУ в течение многих лет активно изучаются волновые процессы различной природы. Интерес к таким исследованиям связан с фундаментальными проблемами науки в целом и твердотельной электроники в частности, а также имеет прикладное значение [11–17].

Знание особенностей волновых процессов дает возможность создания новых и совершенствования уже известных устройств СВЧ диапазона.

Применяемые для позиционирования на открытом воздухе спутниковые системы навигации изначально были разработаны для транспортных средств с питанием от бортовой сети. Как следствие: GPS-навигаторы весьма «прожорливы». К тому же, их цена довольно высока.

Технологии LoRaWAN позволяют определять расстояние с точностью 10-15 метров, что сопоставимо с точностью GPS. При этом стоимость конечных устройств существенно меньше, а главное – их энергопотребление чрезвычайно низкое. Немаловажно и то, что для сетей LoRaWAN не требуется получения частотного разрешения. Разрешенный частотный диапазон для работы по протоколу LoRaWAN – 864 ÷ 870 МГц.

Технология LoRaWAN перспективна для отслеживания транспорта (там, где транспорт работает не только в помещениях, но и на улице), вещей и для людей.

Были изучены существующие устройства позиционирования на рынке носимых электронных «гаджетов» в форм-факторе браслета и их свойства для создания прототипа устройства геопозиционирования, выполненного в аналогичном форм-факторе. Необходимо было подобрать необходимых комплектующие для прототипа, проанализировать их работоспособность в разных режимах работы с различными сочетаниями электронных компонентов, подготовить техническое задание для разработки промышленного дизайна устройства геопозиционирования, а также проанализировать имеющиеся на рынке аналоги. Характерным для изучаемых устройств является малый размер, работа в течение длительного времени (не менее 10 дней) без подзарядки, возможность отправки устройством на сервер данных о местоположении или о срабатывании тревожной кнопки.

К элементной базе предъявляются такие требования как компактность; надежность; доступность и наличие на складах поставщика; возможность модернизации и увеличения функционала; минимальная номинальная погрешность.

При подборе, тестировании и проектировании печатной платы определены удовлетворяющие задачам электронные комплектующие.

Разработана основная печатная плата устройства размером 10×30 мм с размещенными на ней основными элементами. На рисунке 1 показана данная плата без аккумулятора и пульсометра.

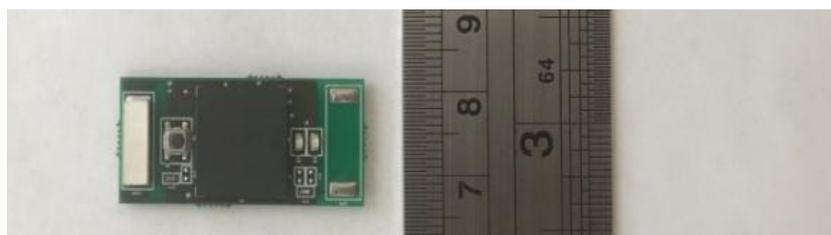


Рисунок 1. Внешний вид прототипа платы

На рисунке 2 показана монтажная схема, по которой выполняется сборка и монтаж элементов прототипа.

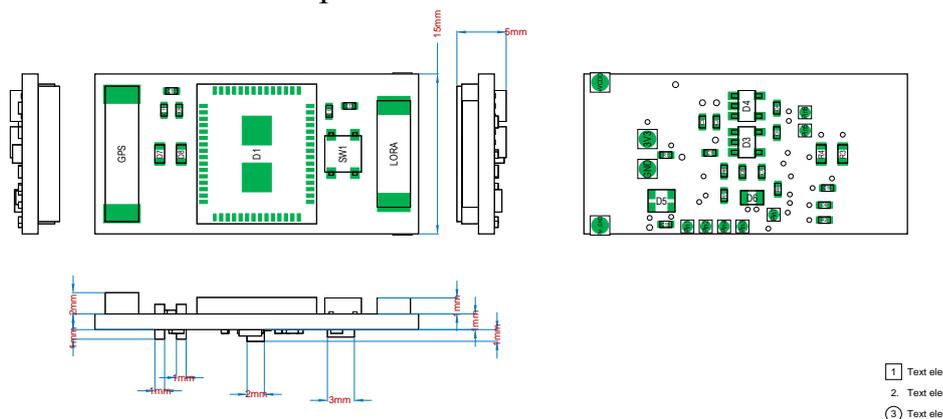


Рисунок 2. Центральная плата. Расположение и размер элементов

На рисунке 3 – 3D модель устройства и собранный тестовый образец.

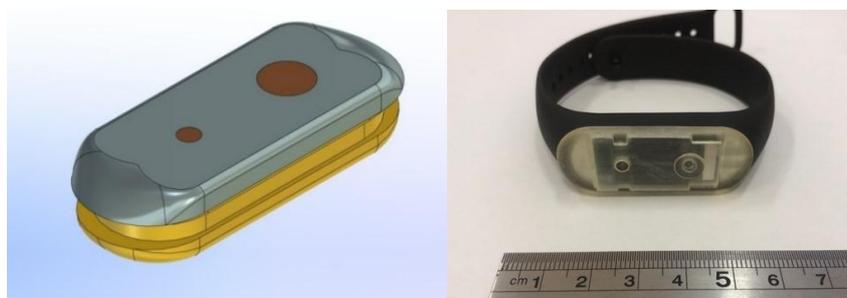


Рисунок 3. 3D модель и собранный прототип

Полученное устройство соответствует заявленным требованиям и может применяться в наручных браслетах, а также аналогичных проектах, где необходимо получение координат и дополнительных данных от пользователя, системы или аппаратуры.

Для корректной работы устройства и соответствия заявленным характеристикам, был разработан алгоритм работы, позволяющий получать достоверную информацию о местоположении объекта, оптимизируя при этом энергозатраты. Работает алгоритм следующим образом. Проверяется наличие сигнала от кнопки: если кнопка не нажата и сигнал отсутствует – таймер устанавливается на пять минут (энергозатраты за счёт отсутствия поиска сети и передачи данных снижаются). Через пять минут активируется поиск сети LoRaWAN: в отсутствии сигнала алгоритм возвращается в начало; если сеть найдена – запускается поиск GPS спутников, получение координат и передача данных на сервер (на две секунды загорается синий светодиод) и алгоритм возвращается в начало. Если нажата тревожная кнопка – происходит проверка для определения случайности срабатывания кнопки. Удерживание кнопки менее пяти секунд определяется как случайное нажатие, при этом алгоритм возвращается в начало; в противном слу-

чае загорается красный светодиод, таймер устанавливается на одну минуту и отправляется тревожный бит с пакетом данных о тревожном событии.

Исследованиями показана возможность создания на основе уже готовых систем аддитивного браслета с радиоканалом LoRaWAN с тревожной кнопкой и датчиком пульса для сервиса «Не теряйся!». Планируется доработка собственного ПО для определения местоположения объекта, добавления возможности снятия медицинских показаний для создания социально-ориентированного сервиса наблюдения за людьми с ограниченными возможностями.

*Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-07-00603 А*

### **Библиографический список**

1. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Физические основы твердотельной электроники: Учеб. пособие // Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2007, 164 с.
2. Михайлов А.И., Сергеев С.А., Глуховской Е.Г. Физические основы твердотельной электроники и микроэлектроники: Планы семинарских занятий: Учеб. пособие // Саратов: Редакция журнала «Промышленность Поволжья», 2008, 116 с.
3. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Феклистов В.Б., Вениг С.Б. Измерение параметров полупроводников, микро- и наноструктур на СВЧ: Лабораторный практикум: учеб. пос. // Саратов: Электр. издание Саратов. ун-та, 2012, 91 с.
4. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Феклистов В.Б., Вениг С.Б. Измерение параметров полупроводников, микро- и наноструктур на СВЧ: учеб. пособие // Саратов: Электронное издание Саратов. ун-та, 2012, 55 с.
5. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. СВЧ фотонные кристаллы – новая разновидность периодических структур в радиоэлектронике: учеб. пособие. // Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2016, 84 с.
6. Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Пономарев Д.В. Одномерные СВЧ фотонные кристаллы. Новые области применения // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2018, 184 с.
7. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысококачастотной электронике для физиков // М.: Физматлит, 2003, Т. 1, 495 с.
8. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по сверхвысококачастотной электронике для физиков // М.: Физматлит, 2004, Т. 2, 646 с.
9. Храмов А.Е., Баланов А.Г., Еремка В.Д. и др. Генерация и усиление сигналов терагерцового диапазона // Саратов: Саратов. гос. техн. ун-т, 2016, 460 с.
10. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. Нелинейные колебания Учебное пособие для вузов // М.: URSS, 2019, 292 с
11. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Параметрическое взаимодействие волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах с отрицательной дифференциальной проводимостью // Известия ВУЗов. Радиоэлектроника, 1995, Т. 38, № 10, С. 43–51.
12. Михайлов А.И., Сергеев С.А. Преобразование частоты при параметрическом взаимодействии волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах с отрицательной дифференциальной проводимостью // Письма в ЖТФ, 1996, Т. 22, вып. 24, С. 75–78.
13. Mikhailov A.I., Sergeev S.A. Frequency conversion by the parametric interaction of space-charge waves in thin-film semiconductor structures with negative differential conductivity // Technical Physics Letters, 1997, V. 23, Is. 1-2, P. 1–2.

14. *Mikhailov A.I., Sergeev S.A.* Efficiency of excitation of space-charge waves in a thin-film semiconductor structure with a single strip Schottky barrier // *Technical Physics*, 1999, V. 44, № 1, P. 117 – 119.
15. *Михайлов А.И., Сергеев С.А.* Влияние концентрации электронов в пленке арсенида галлия на граничную частоту усиления волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах // *Письма в ЖТФ*, 1999, Т. 25, вып. 4, С. 85.
16. *Mikhailov A.I., Sergeev S.A.* Influence of the electron density in a gallium arsenide film on the cutoff frequency for the amplification of space-charge waves in thin-film semiconductor structures // *Technical Physics Letters*, 1999, V. 25, № 2, P. 162–163.
17. *Михайлов А.И., Сергеев С.А., Игнатьев Ю.М.* Патент 2138116 РФ, МКИ H 03 D 7/00, 7/12, H 01 L 27/095. Преобразователь частоты СВЧ диапазона. № 98116381/09.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВОДНО-ЭТАНОЛЬНЫХ РАСТВОРОВ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ ВБЛИЗИ ТОЧКИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА**

*Ал.В. Скрипаль, Д.В. Пономарев, М.А. Трифонова*  
Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: skripala\_v@info.sgu.ru

Выполнены экспериментальные исследования частотных зависимостей комплексной диэлектрической проницаемости водно-этанольных растворов с концентрацией этанола 5%, 10%, 20% в диапазоне частот 0.1 – 26.5 ГГц вблизи точки фазового перехода. Для описания изменения частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости водно-этанольных растворов вблизи точки фазового перехода был использован подход, согласно которому диэлектрическая проницаемость в процессе кристаллизации раствора вода-этанол может быть описана с использованием модели композита вида «раствор вода-этанол в жидком состоянии – лёд». В результате решения обратной задачи с использованием частотных зависимостей мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости определено объёмное содержание твердой фазы в процессе кристаллизации раствора вода-этанол.

**Ключевые слова:** водно-этанольные растворы, диэлектрическая проницаемость, СВЧ-измерения, температурные исследования, фазовый переход.

Исследование поведения комплексной диэлектрической проницаемости веществ в зависимости от частоты и температуры имеет важное научное и техническое значение. Эти исследования позволяют выяснить некоторые закономерности строения молекул, недоступные другим методам, а также дают возможность получить дополнительные сведения, необходимые для разработки устройств на их основе.

Особый интерес представляет изучение полярных жидкостей и растворов в связи с тем, что в них особо отчетливо проявляется взаимодействие молекул друг с другом. К таким полярным жидкостям относятся вода, спирты и их растворы. Необходимо отметить, что наиболее сильная температурная зависимость диэлектрической проницаемости воды и её растворов наблюдается вблизи точки фазового перехода из жидкого состо-

яния в твердое. К настоящему моменту существует значительное число работ, посвященных температурным измерениям в широком диапазоне частот диэлектрических свойств воды и льда [1], спиртов вблизи точки фазового перехода, а также процессу охлаждения водно-спиртового раствора [2]. С целью описания процесса изменения диэлектрической проницаемости при переходе воды из жидкого в твердое состояние авторами [3] была предложена модель, согласно которой при фазовом переходе образуется композит вида вода–лед. Однако, исследования процесса изменения диэлектрической проницаемости при переходе водно-этанольного раствора из жидкого состояния в твердое проведено не было.

В связи с этим, является актуальным исследование диэлектрических свойств водно-этанольного раствора вблизи точки фазового перехода из жидкого состояния в твердое в широком диапазоне частот.

С использованием коаксиального зонда векторного анализатора цепей Agilent Microwave Network Analyzer N5242A PNA-X были измерены частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости водно-этанольных растворов с концентрацией этанола 5%, 10%, 20% в диапазоне частот 0.1 – 26.5 ГГц вблизи точки фазового перехода из жидкого состояния в твердое.

Для охлаждения раствора использовался жидкий азот. Температура контролировалась с помощью терморезистивного датчика.

Из результатов измерений частотных зависимостей диэлектрической проницаемости водно-этанольного раствора вблизи точки фазового перехода следует, что при охлаждении раствора частотная зависимость мнимой части диэлектрической проницаемости претерпевает значительные изменения. Можно выделить три характерных этапа охлаждения раствора. На первом этапе охлаждения (в диапазоне температур от комнатной до  $-12^{\circ}\text{C}$  для раствора с концентрацией этанола 20%) максимум на частотной зависимости  $\epsilon''$  сдвигается в низкочастотную область и максимальное значение  $\epsilon''$  увеличивается. На втором этапе понижение температуры сопровождается достаточно быстрым и монотонным уменьшением мнимой части диэлектрической проницаемости раствора во всем измеряемом частотном диапазоне (0.1 – 26.5 ГГц). На третьем этапе наблюдается резкое замедление скорости изменения мнимой части диэлектрической проницаемости с уменьшением температуры.

Для описания температурной зависимости диэлектрической проницаемости может быть использована модель, согласно которой на первом этапе раствор остается в жидком состоянии и изменение его характеристик может быть описано с использованием известных соотношений для раствора вода-этанол [4]. На втором этапе понижения температуры раствора вода-этанол происходит фазовый переход воды из жидкого состояния в твердое (лёд). Во время этого фазового перехода возникает композит вида «раствор вода-этанол в жидком состоянии – вода в твердом состоянии (лёд)» с непрерывно возрастающей долей твердой фазы. Отметим, что при

кристаллизации наблюдается быстрое, но не скачкообразное изменение величины комплексной диэлектрической проницаемости.

Для описания диэлектрической проницаемости композита была использована модель Бруггемана. При этом в качестве значений мнимой части диэлектрической проницаемости композита в диапазоне частот 0.1–26.0 ГГц при объемном содержании жидкой фазы, равном единице, выбирались значения  $\varepsilon''(\omega)$ , измеренные в начальный момент второго этапа. В качестве значений мнимой части диэлектрической проницаемости композита при объемном содержании твердой фазы воды, равном единице, выбирались значения  $\varepsilon''(\omega)$ , измеренные в конечный момент второго этапа.

С использованием экспериментальных результатов была решена обратная задача по определению объемного содержания жидкой и твердой фаз композита, в различные моменты второго этапа охлаждения.

Обратная задача решалась для следующих концентраций этанола в растворах с концентрацией этанола 5%, 10%, 20%. Для больших концентраций этанола экспериментально не удалось перейти ко второму этапу охлаждения, т.к. температура замерзания раствора значительно понижалась.

На рис. 1 представлены частотные зависимости мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости композита вида «раствор вода-этанол в жидком состоянии – вода в твердом состоянии (лёд)», рассчитанные с использованием модели Бруггемана при значениях объемных долей раствора вода-этанол в жидком состоянии и льда в композите вида «раствор вода-этанол в жидком состоянии – лёд», найденных из решения обратной задачи.

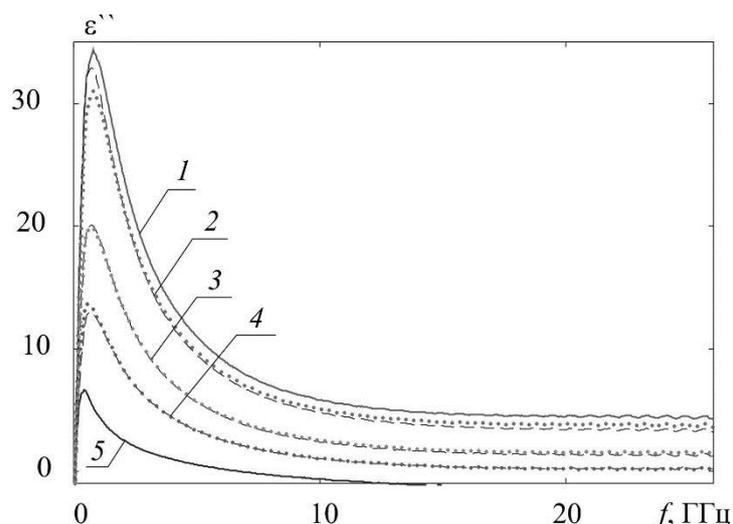


Рисунок 1. Частотные зависимости мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости раствора вода-этанол с концентрацией этанола 20%: 1, 5 – начало и окончание второго этапа кристаллизации раствора вода-этанол, 2 – 4 – экспериментально измеренные (точечные кривые) и рассчитанные с использованием результатов решения обратной задачи (пунктирные кривые) при объемном содержании льда, равном 0,085, 0,415 и 0,655, соответственно

В результате решения обратной задачи для кривых, соответствующих процессу кристаллизации раствора вода-этанол с концентрацией этанола 20% получены объёмные содержания льда, равные 0,085, 0,415 и 0,655 (см. кривые 2–4 на рис 1).

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета свидетельствуют о хорошем качественном и количественном совпадении.

Таким образом, экспериментально исследованы частотные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости водно-этанольных растворов с концентрацией этанола 5%, 10%, 20%. в диапазоне частот 0.1 – 26.5 ГГц вблизи точки фазового перехода. Показано, что для описания температурной зависимости диэлектрической проницаемости водно-этанольных растворов вблизи точки фазового перехода может быть использована модель, согласно которой диэлектрическая проницаемость в процессе кристаллизации раствора вода-этанол описывается с использованием модели Бруггемана для композита вида «раствор вода-этанол в жидком состоянии – лёд».

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005) и стипендии Президента РФ (СП-3301.2018.3).*

#### **Библиографический список**

1. Artemov V.G., Volkov A.A. Water and Ice Dielectric Spectra Scaling at 0°C // *Ferroelectrics*, 2014, V. 466, N 1, P. 158–165.
2. Кочеткова Т.Д. Температурные зависимости спектров диэлектрической проницаемости воды и водных растворов спиртов в области релаксации: автореф. Дис. канд. ф.-м. наук / Т. Д. Кочеткова. Томск, 2003, 12 с.
3. Скрипаль А.В., Пономарев Д.В., Трифонова М.А., Усанов Д.А. Исследование диэлектрических свойств композита вода-лед вблизи точки фазового перехода // В сборнике: Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2018. Сборник статей Всероссийской школы-семинара. Под редакцией Д.А. Усанова, 2018, С. 171-173.
4. Sato T., Buchner R. Dielectric Relaxation Processes in Ethanol/ Water Mixtures // *J. Phys. Chem. A*, 2004, V. 108, № 23, P.5007–5015.

# РЕШЕНИЕ ВНУТРЕННЕЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ДЛЯ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ АППРОКСИМАЦИИ ЗАДАЧИ НА СОБСТВЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

*Д.П. Табаков, А.Г. Майоров, С.К. Горбунов*

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики,  
г. Самара,

E-mail: andrey.mayorov.92@yandex.ru

В статье рассмотрен метод решения внутренней задачи электродинамики путем аппроксимации собственных функций и собственных значений интегрального оператора вибраторной антенны.

**Ключевые слова:** вибраторная антенна, метод коллокаций, собственные числа, собственные функции, аппроксимация.

Внутренняя задача электродинамики для излучающей структуры, как правило, формулируется в виде интегрального уравнения (ИУ), записанного относительно тока на поверхности излучающей структуры. Решение ИУ осуществляется с помощью различных вариантов метода моментов [1]. В результате, задача сводится к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), размерность которой определяется числом проекционных функций.

Решение внутренней задачи так же может быть получено методом собственных функций [2]. Суть метода заключается в решении задачи на собственные значения и собственные векторы для матрицы СЛАУ, после чего решение получается обращением ортогонального преобразования диагональной матрицы собственных значений. Необходимо отметить, что если взять в качестве базисных и тестовых функций метода моментов собственные функции интегрального оператора, то матрица СЛАУ будет представлять собой диагональную матрицу собственных значений [3], [4], [5].

Метод собственных функций не менее требователен к вычислительным ресурсам, чем решение СЛАУ. Поэтому предложено при решении внутренней задачи электродинамики использовать приближенные собственные значения и собственные функции, полученные путем анализа их зависимости от частоты и геометрии структуры.

Данный подход к решению внутренней задачи электродинамики продемонстрирован на примере вибраторной антенны. Полное описание математической модели трубчатого вибратора в форме сингулярного интегрального уравнения (СИУ) есть в [6]. Геометрия задачи показана на рисунке 1.

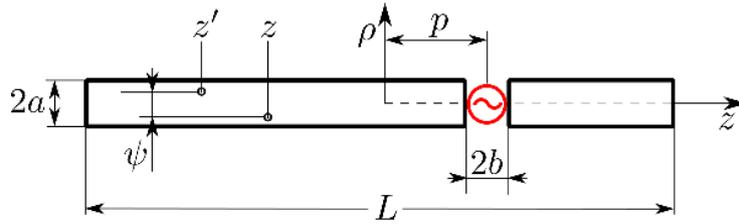


Рисунок 1. Геометрия трубчатого вибратора.

Здесь  $L$  – длина вибратора,  $a$  – радиус трубки,  $2b$  – ширина зазора,  $p$  – смещение центра зазора вдоль оси  $Oz$ .

СИУ трубчатого вибратора связывает  $z$ -компоненту неизвестной функции распределения плотности тока  $\eta(z)$  с  $z$ -компонентой распределения стороннего электрического поля  $E_z^{(cm)}(z)$ . Данные функции азимутально-независимы. Запишем СИУ в операторном виде [6]:

$$\bar{Z}\eta(z') = \frac{1}{Z_m} E_z^{(cm)}(z), \quad z \in [-L/2; L/2], \quad (1)$$

где  $Z_m$  – волновое сопротивление вакуума.

Задача на собственные значения и собственные функции записывается в стандартном виде:

$$\bar{Z}\phi_k(z') = \xi_k \phi_k(z), \quad z \in [-L/2; L/2], \quad k = 1, 2, \dots, \infty. \quad (2)$$

Здесь  $\xi_k$  –  $k$ -е собственное значение интегрального оператора,  $\phi_k(z)$  – соответствующая ему собственная функция.

Если разложить стороннее поле и распределения тока в ряд по собственным функциям:

$$\eta(z') = \sum_{k=1}^{\infty} \eta_k \phi_k(z'), \quad E^{(cm)}(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon_k \phi_k(z), \quad (3)$$

тогда коэффициенты  $\eta_k$  могут быть определены следующим образом:

$$\eta_k = \varepsilon_k \xi_k^{-1} / Z_m. \quad (4)$$

В результате при известных или заранее определенных функциях  $\phi_k(z)$  и собственных числах  $\xi_k$  решение внутренней задачи может быть получено без решения СЛАУ. В результате дискретизации методом коллокаций [3], задача на собственные значения (2) запишется в матричном виде:

$$\mathbf{Z}\boldsymbol{\phi}_k = \xi_k \boldsymbol{\phi}_k, \quad k = 1 \dots N. \quad (5)$$

где  $\boldsymbol{\phi}_k$  – собственные векторы, содержащие значения собственных функций в точках коллокации  $z_j$ . Таким образом, значения плотности тока  $\boldsymbol{\eta} = \{\eta_1, \eta_2 \dots \eta_N\}$  в точках коллокации могут быть вычислены по формуле:

$$\boldsymbol{\eta} = \mathbf{Z}_m \boldsymbol{\Phi}^T \boldsymbol{\xi}^{-1} \boldsymbol{\Phi} \mathbf{e}. \quad (6)$$

Здесь  $\Phi$  – матрица,  $k$ -я строка которой содержит  $\phi_k$ ;  $\xi$  – диагональная матрица собственных значений  $\xi_k$ ;  $\mathbf{e}$  – вектор стороннего поля в точках коллокаций.

В работе [2], путем решения задачи (5), были вычислены массивы собственных значений  $\xi_k$  и собственных векторов  $\phi_k$  для параметров  $L/\lambda \in [10^{-4}; 10]$ ,  $a/\lambda \in 4 \cdot [10^{-4}; 10^{-3}]$ . Там же показано, что собственные функции инвариантны относительно  $a/\lambda$ . Их вид представлен на рисунке 2.

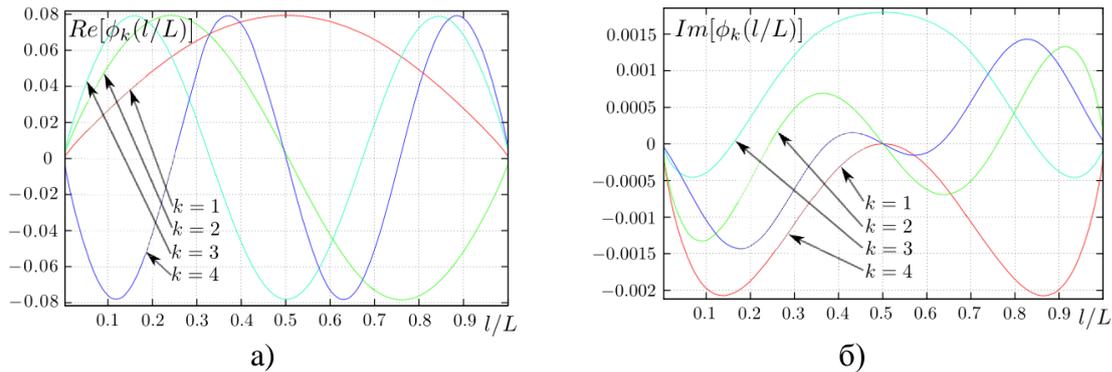


Рисунок 2. Вид первых 4-х собственных функций; а)- действительная части, б)- мнимая часть.

Зависимость собственных чисел от частоты при фиксированном соотношении  $y \equiv a/\lambda = 4 \cdot 10^{-3}$ , при котором вибратор считается тонким, представлена на рисунке 3, в виде графика зависимости от параметра  $x \equiv L/\lambda$ .

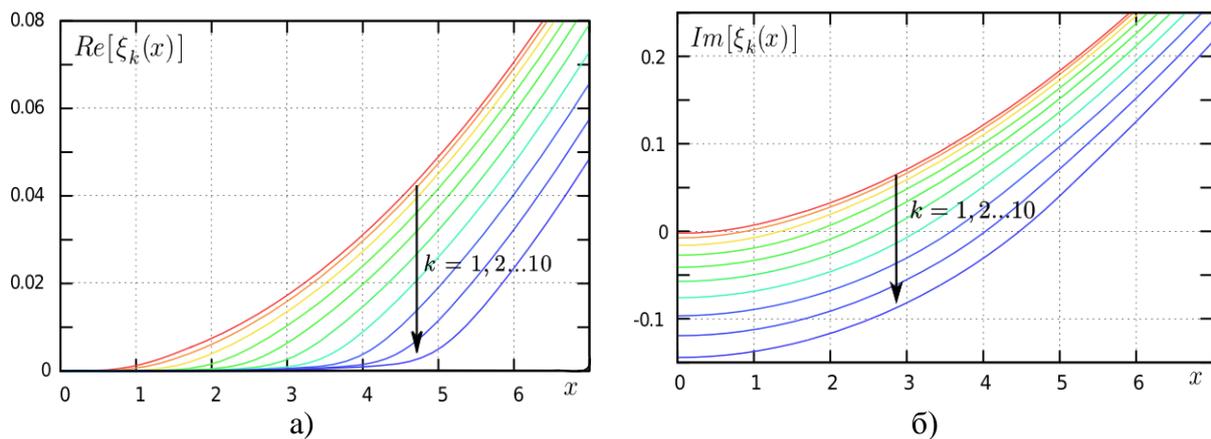


Рисунок 3. График зависимости собственных значений  $\xi_k$  от параметра  $L/\lambda$ ; а) - действительная часть, б) - мнимая часть.

Из рисунка 2 очевидно, что собственные функции допускают достаточно простую тригонометрическую аппроксимацию:

$$\tilde{\phi}_k(t) = \sqrt{2} \begin{cases} \cos(\pi(2t-1)k/2), & \text{если } k \text{ – нечет.;} \\ -\sin(\pi(2t-1)k/2), & \text{если } k \text{ – четн.;} \end{cases} \quad (7)$$

Зависимости представленные на рисунке 3, согласно исследованиям произведенным в работе [2], допускают аппроксимацию полиномами невысокого порядка в широком диапазоне  $x \equiv L / \lambda$ :

$$\operatorname{Re}[\xi_k(x, y = \text{const})] \approx \sum_{i=1}^P b_{k,i} x^{(i-1)}; \quad \operatorname{Im}[\xi_k(x, y = \text{const})] \approx \sum_{i=1}^P c_{k,i} x^{(i-1)}. \quad (8)$$

Таким образом, при  $y = \text{const}$  функциональные зависимости собственных значений для заданного диапазона значений  $x$  можно восстановить из таблиц коэффициентов  $b_{k,i}$ ,  $c_{k,i}$  число которых равно  $2 \times N \times P$ .

Для рассматриваемого вибратора определение коэффициентов осуществлялось в трех диапазонах:  $x \in [0; 0.5] \cup [0.5; 1] \cup [1; 1.5]$ . При их вычислении применялся метод квадратичной интерполяции ( $P = 3$ ), поэтому число коэффициентов в каждом диапазоне составило  $6 \times N$ . На рисунке 4 приведен график решения для полуволнового вибратора, полученный из приближенных собственных функций и собственных значений, вычисленных на основе полученных коэффициентов аппроксимации.

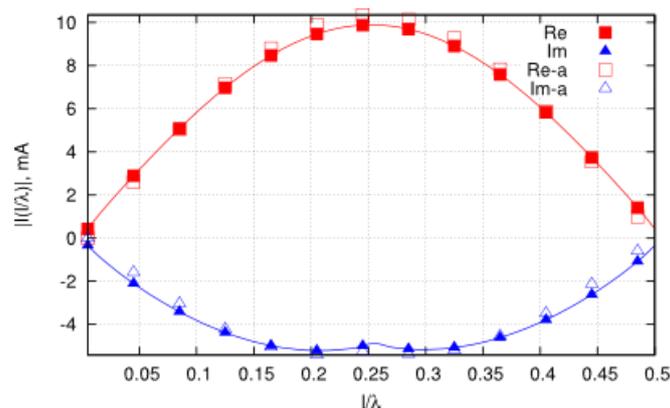


Рисунок 4. Сравнение решения внутренней задачи с решением для аппроксимированных собственных функций и собственных значений.

Очевидно, что решение на основе аппроксимации, хорошо совпадает с решением СЛАУ. Это означает, что частотные зависимости собственных значений хорошо аппроксимируются полиномами третьего порядка, а собственные функции аппроксимируются тригонометрическими формулами. В дальнейшем предполагается произвести аппроксимацию поведения коэффициентов в зависимости от толщины вибраторной антенны. Таким образом обладая базой данных коэффициентов аппроксимации собственных значений и собственных функций, может быть получено решение внутренней электродинамической задачи на любой частоте.

### Библиографический список

1. *Harrington R.F.* Field Computation by Moment Method // Macmillan, New York, 1968, 150 p.
2. *Табачков Д.П., Майоров А.Г.* О собственных значениях интегрального оператора сингулярного интегрального уравнения тонкого трубчатого вибратора // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2019, Т. 22, №1, С.26-31.
3. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. *Р.Митры* // М.: Мир, 1977, 487 с.
4. *Garbacz R.* Modal expansions for resonance scattering phenomena // Proc.IEEE, 1965, V. 53, P. 856-864.
5. *Harrington R., Mautz J.* Theory of characteristic modes for conducting bodies // IEEE Trans. Antennas Propag., 1971, V. 19, №5, P. 622-628.
6. *Неганов В.А.* Физическая регуляризация некорректных задач электродинамики // М.: Сайнс-Пресс, 2008, 450 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОКОАКСИАЛЬНОГО ЗОНДА БЛИЖНЕПОЛЕВОГО СВЧ-МИКРОСКОПА С РЕЗОНАТОРОМ В ВИДЕ ШТЫРЕВОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И КОАКСИАЛЬНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

*А.В.Скрипаль<sup>1</sup>, А.П. Фролов<sup>1</sup>, О.М. Рузанов<sup>1,2</sup>*

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского

<sup>2</sup>АО «НПП «Алмаз», г. Саратов

E-mail: skripala\_v@info.sgu.ru

Исследованы резонансные характеристики микрокоаксиального зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа с резонатором в виде отрезка волновода, ограниченного штыревой металлической структурой. Определены оптимальный угол наклона медных стержней в штыревой металлической структуре и её расположение относительно центрального проводника микрокоаксиального зонда, при которых на АЧХ микрокоаксиального зонда проявляется наиболее ярко выраженная резонансная особенность. Рассмотрен резонатор микрокоаксиального зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа в виде КФК с нарушением периодичности.

**Ключевые слова:** микрокоаксиальный зонд, ближнеполевого СВЧ-микроскоп, штыревая металлическая структура, коаксиальный фотонный кристалл.

В ближнеполевых СВЧ-микроскопах в качестве зондирующего используют поле нераспространяющегося типа волн. Именно такое поле образуется, если центральный проводник коаксиальной линии выходит за пределы внешнего проводника [1–4]. Достоинством использования волн нераспространяющегося типа является то, что они затухают на малом расстоянии, что как раз и позволяет получить высокое пространственное разрешение.

Модель микрокоаксиального зонда СВЧ-микроскопа создавалась по параметрам уже существующего микрокоаксиально-волноводного перехода с отрезком микрокоаксиала, центральный проводник которого выступает за пределы внешнего проводника микрокоаксиала на величину ~560 мкм. Конец центрального проводника микрокоаксиального зонда выполнялся заострен-

ным с постепенно уменьшающимся диаметром до величины 2,5 мкм. Внутренняя (невывступающая) часть центрального проводника помещалась в диэлектрический конус.

С целью создания резонансной моды колебаний в спектральной характеристике коэффициента отражения в волноводную часть конструкции помещалась структура, состоящая из медных штырей диаметром 1 мм, и находящихся друг от друга на расстоянии 2 мм. Штыри закреплялись на поверхности прямоугольного параллелепипеда, выполненного из СВЧ-материала с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 1,05$  и толщиной 10 мм, в плоскости перпендикулярной направлению распространения электромагнитного излучения. Штыревая система полностью заполняла волновод по поперечному сечению (см. рисунок 1). В дальнейшем металлические штыри поворачивались на угол  $\alpha$  относительно вертикальной оси.

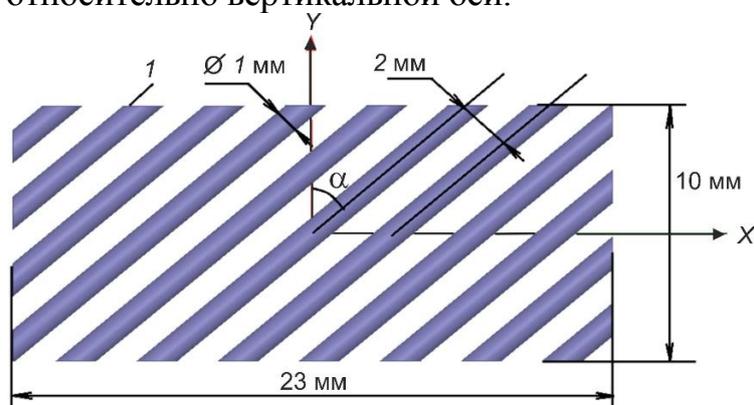


Рисунок 1. Штыревая структура, состоящая из медных стержней 1, диаметром  $\varnothing 1$  мм расположенных под углом  $\alpha$  относительно вертикальной оси  $Y$  и расположенных на расстоянии друг от друга 2 мм

Помещенная внутри волновода штыревая структура была расположена на расстоянии  $l$  между плоскостью, в которой лежат медные стержни, и плоскостью, содержащей ось симметрии коаксиальной части зонда (см. рисунок 2).

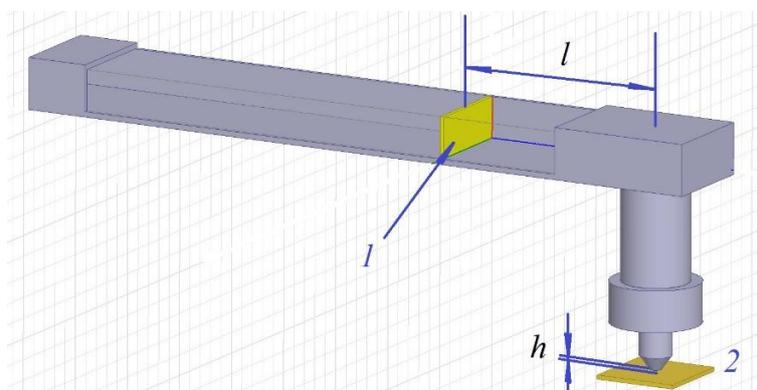


Рисунок 2. Конструкция зонда на основе микрокоаксиально-волноводного перехода, содержащего: 1–плоскость штыревой структуры (см рис. 1), 2– исследуемый образец,  $l$ – расстояние между плоскостью штыревой структуры и плоскостью, содержащей ось симметрии коаксиального зонда,  $h$ – расстояние между исследуемым образцом и центральным проводником микрокоаксиального зонда

С целью определения угла  $\alpha$ , при котором в спектре коэффициента отражения исследуемой модели возникает наиболее выраженная резонансная мода колебаний, был проведен параметрический анализ зависимости частотного положения резонансной особенности в спектре коэффициента отражения. В качестве задаваемого параметра выступал угол  $\alpha$  между штырем и вертикальной осью  $Y$ . Данный угол варьировался в диапазоне от  $10^\circ$  до  $80^\circ$  с шагом  $10^\circ$ .

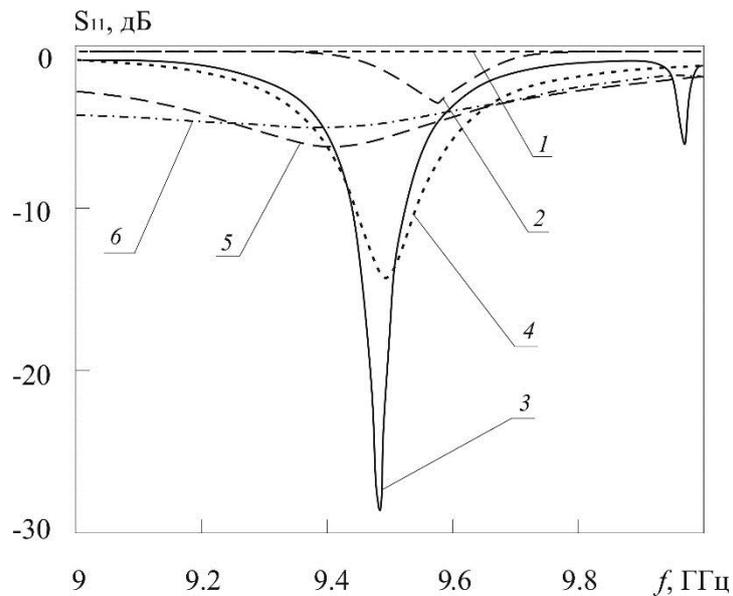


Рисунок 3. Амплитудно-частотные зависимости коэффициента отражения  $S_{11}$  микрокоаксиального зонда, центральный проводник которого выступает за пределы внешнего проводника микрокоаксиала, при помещенной внутрь волновода структуре и при различном угле поворота стержней этой структуры. 1- $\alpha=10^\circ$ , 2- $\alpha=40^\circ$ , 3- $\alpha=50^\circ$ , 4- $\alpha=60^\circ$ , 5- $\alpha=70^\circ$ , 6- пустой волновод;  $h=100$  нм

На рисунке 3 представлены амплитудно-частотные зависимости коэффициента отражения  $S_{11}$  микрокоаксиального зонда, центральный проводник которого выступает за пределы внешнего проводника микрокоаксиала, «нагруженного» на золотую пленку, для различного угла поворота стержней относительно горизонтальной оси  $Y$ .

Как следует из результатов расчета наиболее ярко выраженная резонансная особенность на АЧХ микрокоаксиального зонда проявляется при величине расстояния между плоскостью штыревой структуры и плоскостью, содержащей ось симметрии коаксиальной части зонда  $l=30$  мм и угле наклона медных стержней  $\alpha=50^\circ$ .

На рисунке 4 представлены амплитудно-частотные зависимости коэффициента отражения  $S_{11}$  микрокоаксиального зонда, центральный проводник которого выступает за пределы внешнего проводника микрокоаксиала, «нагруженного» на золотую пленку, для различных положений штыревой структуры в отрезке волноводной части микрокоаксиально-волноводного перехода.

Как следует из результатов расчета наиболее ярко выраженная резонансная особенность на АЧХ микроаксиального зонда проявляется при величине  $l=30$  мм и угле наклона медных стержней  $\alpha=50^\circ$ .

При выбранных параметрах микроаксиального зонда был выполнен расчет чувствительности АЧХ  $S_{11}$  зонда к величине зазора между зондом и поверхностью исследуемого образца. Чувствительность  $\partial S_{11}/\partial h$  на резонансной частоте составляла 60 дБ/мкм.

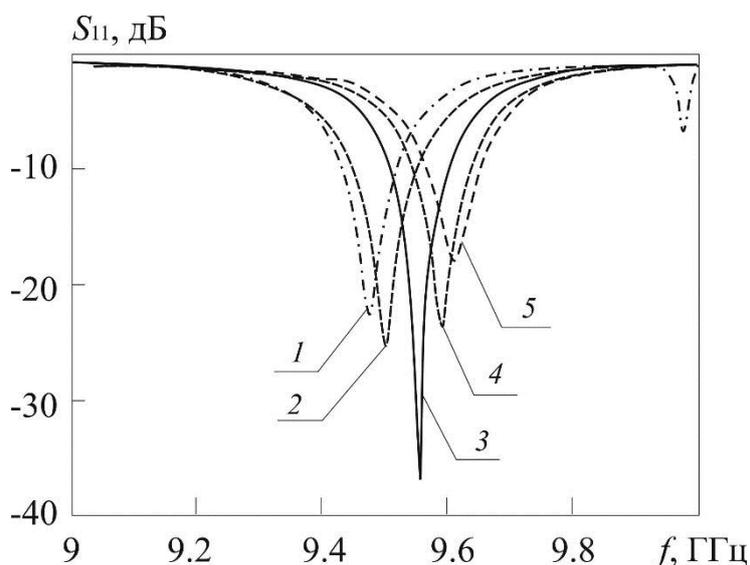


Рисунок 4. Амплитудно-частотные зависимости коэффициента отражения  $S_{11}$  микроаксиального зонда. 1-  $l=32$  мм, 2-  $l=31$  мм., 3-  $l=30$  мм., 4-  $l=29$  мм., 5-  $l=28$  мм.  $\alpha=50^\circ$ .  $h=100$  нм.

Также была рассмотрена возможность использования в качестве резонатора микроаксиального зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа коаксиального фотонного кристалла (КФК) с нарушением периодичности (см. рис. 5). КФК выполнен в виде одиннадцатислойной структуры, нечетные слои КФК представляли собой отрезки с диэлектрическим заполнением из ФЛАНА ( $\epsilon = 8.8$ ), четные – с диэлектрическим заполнением из тефлона ( $\epsilon = 2.0$ ). Длина нечетных и четных отрезков – 4.0 мм и 16.8 мм, соответственно.

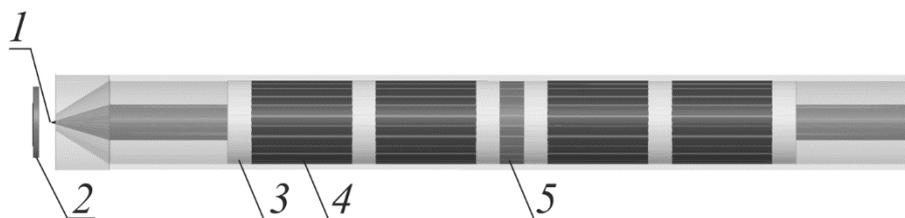


Рисунок 5 Конструкция зонда с резонатором в виде КФК с нарушением периодичности. 1–зонд, 2–образец, 3– ФЛАН, 4– фторопласт, 5– нарушение периодичности

Исследованы амплитудно-частотные характеристики зонда ближнеполевого СВЧ-микроскопа с резонатором в виде КФК при различных значениях электропроводности  $\sigma$  полупроводникового образца в виде пластины кремния, расположенной вблизи микрокоаксиального зонда.

Как следует из результатов расчета на частоте дефектной моды  $f=8.63$  ГГц изменение  $\sigma$  от 0 до 500 См/м приводит к изменению коэффициента отражения  $S_{11}$  в диапазоне от  $-24$  дБ до  $-10$  дБ.

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках выполнения государственного задания (проект № FSRR-2020-0005 и № 8.7628.2017/БЧ).*

#### **Библиографический список**

1. *Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В., Боголюбов А.С., Коротин Б.Н., Феклистов В.Б., Пономарев Д.В., Фролов А.П.* Ближнеполевая СВЧ-микроскопия нанометровых слоев металла на диэлектрических подложках // Известия вузов. Электроника, 2011, Т. 91 №5, С. 83–90.
2. *Усанов Д.А., Никитов С.А., Скрипаль А.В., Фролов А.П.* Ближнеполевой сверхвысокочастотный микроскоп на основе фотонного кристалла с резонатором и регулируемым элементом связи в качестве зонда // Радиотехника и электроника, 2013, Т. 58, № 12, С. 1071–1078.
3. *Usanov D.A., Nikitov S.A., Skripal A.V., Abramov A.V., Bogolubov A.S., Korotin B.N., Feklistov V.B., Ponomarev D.V., Frolov A.P.* Microwave Imaging of the Ceramic Plate Surface with the Nanometer Metal Layer by Means of the Near-Field Microscope Based on the Gunn-Diode Oscillator // Proceedings of the 41th European Microwave Conference. 9-14 October 2011, Manchester, UK, P. 210–213.
4. *Usanov D., Nikitov S., Skripal A., Frolov A.* The Near-Field Microwave Microscope with Photonic Crystal as Resonator and Adjustable Coupling Element // Proc. of 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics - Metamaterials 2013; Bordeaux, France; September 16-19, 2013.

# 5 ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

## РАСЧЁТ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ЧАСТОТ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В РАДИАЛЬНЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ПЛОСКОГО БИЗОТРОПНОГО ЭКРАНА

*В.Т. Ерофеевко<sup>1</sup>, Н.П. Мацука<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>Учреждение Белорусского государственного университета

«НИИ прикладных проблем математики и информатики», г. Минск

<sup>2</sup>Институт математики Национальной академии наук Беларуси, г. Минск

E-mail: [bsu\\_erofeenko@tut.by](mailto:bsu_erofeenko@tut.by)

Сформулирована краевая задача для однослойного экрана из биизотропного материала для расчёта поверхностных электромагнитных полей с осевой симметрией, распространяющихся за экраном и перед экраном. Поверхностные волны представлены в виде комбинации базисных цилиндрических электромагнитных полей, выраженных через функции Бесселя. Выделены диапазоны материальных параметров экрана, для которых существуют поверхностные электромагнитные волны с осевой симметрией. Построен алгоритм вычисления двух последовательностей частот, на которых существуют незатухающие поверхностные волны.

**Ключевые слова:** плоский экран, биизотропный композит, поверхностные волны, электромагнитные волны, последовательность частот.

Рассмотрен плоский однослойный биизотропный экран, на поверхности которого распространяется заданное количество электромагнитной энергии, образующей поверхностные электромагнитные волны (собственные волны). В работе сформулирована однородная краевая задача для определения поверхностных волн с классическими граничными условиями непрерывности тангенциальных составляющих электромагнитного поля на плоскостях экрана. Для аналитического решения задачи применен метод двухсторонних граничных условий на биизотропном экране, связывающих электромагнитные поля по обе стороны экрана. Исследованы монохроматические поверхностные волны с осевой симметрией [1]. Для построения аналитических формул для поверхностных волн материальные параметры биизотропного экрана выбраны специальным образом. Такие параметры позволили получить простые формулы для вычисления последовательностей частот поверхностных волн. В результате построены две последовательности поверхностных волн с осевой симметрией, характеризуемых бесконечной последовательностью частот и порядком осевой симметрии

*m.* Определены области задания материальных параметров экрана, при которых существуют поверхностные волны.

### 1. Постановка краевой задачи распространения поверхностных волн на биизотропном экране.

В пространстве  $R^3$  из вакуума с декартовой системой координат  $Ox-uz$  размещен плоский экран  $D(0 < z < \Delta)$ . Экран ограничен плоскостями  $\Gamma_1(z=0)$ ,  $\Gamma_2(z=\Delta)$ . Слой выполнен из биизотропного материала, характеризуемого материальными комплексными параметрами  $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ ,  $\mu = \mu_r \mu_0$ ,  $G = G_r / c$ ,  $Z = Z_r / c$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $\mu_0$  – электрическая и магнитная постоянные,  $c$  – скорость света в вакууме. Изучается случай, когда  $\varepsilon, \mu$  действительные величины,  $G_r = Z_r$ . В рассматриваемой структуре возбуждаются электромагнитные поля:  $\vec{E}_1, \vec{H}_1$  – поле в полупространстве  $D_1(z < 0)$ ;  $\vec{E}, \vec{H}$  – поле в слое  $D$ ;  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$  – поле в полупространстве  $D_2(z > \Delta)$ . Рассматривается временная зависимость полей вида  $\exp(-i\omega t)$ ,  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота,  $f$  – частота поля, Гц.

Сформулируем однородную краевую задачу, моделирующую распространение поверхностных волн вдоль экрана  $D$  [2].

Краевая задача. Требуется определить поля  $\vec{E}_1, \vec{H}_1$ ;  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$ ;  $\vec{E}, \vec{H}$ , которые удовлетворяют уравнениям

$$\operatorname{rot} \vec{E}_j = i\omega\mu_0 \vec{H}_j, \operatorname{rot} \vec{H}_j = -i\omega\varepsilon_0 \vec{E}_j \text{ в } D_j, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = i\omega(\mu \vec{H} + Z\vec{E}), \operatorname{rot} \vec{H} = -i\omega(\varepsilon \vec{E} + G\vec{H}) \text{ в } D, \quad (2)$$

граничным условиям непрерывности тангенциальных составляющих полей на плоскостях  $\Gamma_1, \Gamma_2$

$$\left. (\vec{E}_{1\tau} - \vec{E}_\tau) \right|_{z=0} = 0, \left. (\vec{H}_{1\tau} - \vec{H}_\tau) \right|_{z=0} = 0, \left. (\vec{E}_{2\tau} - \vec{E}_\tau) \right|_{z=\Delta} = 0, \left. (\vec{H}_{2\tau} - \vec{H}_\tau) \right|_{z=\Delta} = 0 \quad (3)$$

и условиям излучения на бесконечности для полей  $\vec{E}_1, \vec{H}_1$ ;  $\vec{E}_2, \vec{H}_2$ .

Решение краевой задачи (1) - (3) представим через базисные цилиндрические электромагнитные поля с осевой симметрией [3] в цилиндрической системе координат  $Orz\phi$  с временной зависимостью  $\exp(-i\omega t)$ ,  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота,  $f$  – частота поля.

$$\begin{aligned} \vec{E}_2 &= x_2 \vec{M}_m^{(-1)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0) + y_2 \vec{M}_m^{(-2)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0), \\ \vec{H}_2 &= h_0(x_2 \vec{M}_m^{(-2)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0) + y_2 \vec{M}_m^{(-1)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0)), \quad z > \Delta; \\ \vec{E}_1 &= x_1 \vec{M}_m^{(+1)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0) + y_1 \vec{M}_m^{(+2)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0), \\ \vec{H}_1 &= h_0(x_1 \vec{M}_m^{(+2)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0) + y_1 \vec{M}_m^{(+1)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0)), \quad z < 0; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}\vec{M}_m^{(\mp 1)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0) &= \vec{V}_m^{(1)}(\lambda \rho) e^{\mp v_0(\lambda)z} \Phi_m, \vec{M}_m^{(\mp 2)}(\vec{\rho}; \lambda, k_0) = \\ &= \frac{1}{k_0} \left( \mp v_0(\lambda) \vec{V}_m^{(2)}(\lambda \rho) + \lambda J_m(\lambda \rho) \vec{e}_z \right) e^{\mp v_0(\lambda)z} \Phi_m;\end{aligned}$$

$$\Phi_m = \exp(im\phi), m = 0, 1, 2, \dots; k_0 = \frac{\omega}{c}, h_0 = \frac{1}{iZ_0}, Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}.$$

Требуется определить частоты  $f$ , материальные параметры  $\varepsilon$ ,  $\mu$ ,  $G$ ,  $Z$ ; величину  $\lambda$  ( $\lambda > 0$ ), для которых существуют поверхностные волны вида (4).

## 2. Алгоритм расчета двух последовательностей частот поверхностных волн на биизотропном экране.

1. Исходные данные, для которых существуют поверхностные волны:

$$\varepsilon_r, 0 < \varepsilon_r < \infty; \mu_r, 0 < \mu_r < \infty, \varepsilon_r \mu_r > 1; G_r = Z_r = \chi, \chi = \left( \frac{\varepsilon_r \mu_r}{1 + \operatorname{tg}^2(\psi)} \right)^{\frac{1}{2}};$$

$$\psi - \text{заданная величина, } \psi_0 < \psi < \frac{\pi}{2}, \psi_0 = \operatorname{arctg}(1/\sqrt{\varepsilon_r \mu_r - 1}), \psi = \frac{1}{2} \left( \psi_0 + \frac{\pi}{2} \right);$$

$\alpha$  – заданная величина,  $0 < \alpha < 1$ ;

$\Delta$  – толщина экрана.

2. Вычисление вспомогательных величин:

$$w = \alpha \sqrt{\bar{g} - 1} - \text{спектральный параметр непрерывного спектра, } \bar{g} = \varepsilon_r \mu_r - \chi^2;$$

$$v = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}, \bar{\lambda} = \sqrt{\bar{g} - w^2}, \bar{v}_0 = \sqrt{\bar{g} - w^2 - 1},$$

$$b_1 = \bar{g}(\bar{g} - 1)\mu_r - (\bar{g}\mu_r + \varepsilon_r)w^2,$$

$$b_2 = \bar{g}(\bar{g} - 1)\varepsilon_r - (\bar{g}\varepsilon_r + \mu_r)w^2, c_0 = \chi(\bar{g} - 1)(\bar{g} - w^2), \bar{a}_0 = 2\bar{g}w\bar{v}_0,$$

$$Y_1 = \left[ -(b_1 + b_2) + \sqrt{(b_1 - b_2)^2 + 4c_0^2} \right] / 2(b_1 b_2 - c_0^2),$$

$$Y_2 = \left[ -(b_1 + b_2) - \sqrt{(b_1 - b_2)^2 + 4c_0^2} \right] / 2(b_1 b_2 - c_0^2).$$

3. Вычисление спектральных дискретных значений частоты;  $f_n^{(1)}(\alpha, \psi)$ ,  $f_n^{(2)}(\alpha, \psi)$  – две последовательности значений частоты.

Первая последовательность частот

$$f_n^{(1)}(w) = \frac{c}{2\pi w \Delta} \left( \operatorname{arctg}(\bar{a}_0 Y_1) + \pi n \right),$$

где  $n=0, 1, 2, \dots$ , если  $Y_1 > 0$  и  $n=1, 2, \dots$ , если  $Y_1 \leq 0$ .

Вторая последовательность частот

$$f_n^{(2)}(w) = \frac{c}{2\pi w \Delta} (\operatorname{arctg}(\bar{a}_0 Y_2) + \pi n),$$

где  $n=0, 1, 2, \dots$ , если  $Y_2 > 0$  и  $n=1, 2, \dots$ , если  $Y_2 \leq 0$ .

### 3. Таблицы частот поверхностных волн.

Таблица 1. Последовательность спектральных дискретных значений частоты  $f_n^{(1)}$  ( $\psi = 0,946$  рад) поверхностных волн на экране с материальными параметрами  $\epsilon_r = 5$ ,

$$\mu_r = 2, G_r = Z_r = 1,849, \Delta = 10^{-4} \text{ м.}$$

$\alpha \backslash f_n^{(1)}$	$f_1^{(1)}$	$f_2^{(1)}$	$f_3^{(1)}$	$f_4^{(1)}$	$f_5^{(1)}$	$f_6^{(1)}$
0,1	$6,280 \cdot 10^{12}$	$1,263 \cdot 10^{13}$	$1,898 \cdot 10^{13}$	$2,533 \cdot 10^{13}$	$3,168 \cdot 10^{13}$	$3,803 \cdot 10^{13}$
0,5	$1,191 \cdot 10^{12}$	$2,461 \cdot 10^{12}$	$3,731 \cdot 10^{12}$	$5,000 \cdot 10^{12}$	$6,270 \cdot 10^{12}$	$7,540 \cdot 10^{12}$
0,9	$5,538 \cdot 10^{11}$	$1,259 \cdot 10^{12}$	$1,965 \cdot 10^{12}$	$2,670 \cdot 10^{12}$	$3,376 \cdot 10^{12}$	$4,081 \cdot 10^{12}$

Таблица 2. Последовательность спектральных дискретных значений частот  $f_n^{(2)}$  ( $\psi = 0,946$  рад) поверхностных волн на экране с материальными параметрами  $\epsilon_r = 5$ ,

$$\mu_r = 2, G_r = Z_r = 1,849, \Delta = 10^{-4} \text{ м.}$$

$\alpha \backslash f_n^{(2)}$	$f_1^{(2)}$	$f_2^{(2)}$	$f_3^{(2)}$	$f_4^{(2)}$	$f_5^{(2)}$	$f_6^{(2)}$
0,1	$5,987 \cdot 10^{12}$	$1,234 \cdot 10^{13}$	$1,869 \cdot 10^{13}$	$2,504 \cdot 10^{13}$	$3,138 \cdot 10^{13}$	$3,773 \cdot 10^{13}$
0,5	$8,848 \cdot 10^{11}$	$2,154 \cdot 10^{12}$	$3,424 \cdot 10^{12}$	$4,694 \cdot 10^{12}$	$5,964 \cdot 10^{12}$	$7,234 \cdot 10^{12}$
0,9	$9,286 \cdot 10^{11}$	$1,634 \cdot 10^{12}$	$2,340 \cdot 10^{12}$	$3,045 \cdot 10^{12}$	$3,750 \cdot 10^{12}$	$4,460 \cdot 10^{12}$

Таблица 3. Последовательность спектральных дискретных значений частот  $f_n^{(1)}$  ( $\alpha = 0,5$ ,  $\psi = 0,797$  рад) поверхностных волн на экране с материальными параметрами

$$\epsilon_r = 10^3, \mu_r = 2, G_r = Z_r = 31,267, \Delta = 10^{-4} \text{ м.}$$

$\epsilon_r \backslash f_n^{(1)}$	$f_1^{(1)}$	$f_2^{(1)}$	$f_3^{(1)}$	$f_4^{(1)}$	$f_5^{(1)}$	$f_6^{(1)}$
$10^3$	$9,384 \cdot 10^{10}$	$1,877 \cdot 10^{11}$	$2,816 \cdot 10^{11}$	$3,754 \cdot 10^{11}$	$4,693 \cdot 10^{11}$	$5,632 \cdot 10^{11}$

Выбраны материальные параметры экрана, для которого существуют терагерцовые частоты  $f_n^{(1)}, f_n^{(2)}$  поверхностных электромагнитных волн.

При увеличении индекса  $n$  частоты поверхностных волн медленно сдвигаются в область оптических частот. Частоты  $f_n^{(1)}, f_n^{(1)}$  не зависят от порядка симметрии  $m$ , при этом меняется пространственная структура поверхностных электромагнитных волн. При уменьшении толщины экрана на порядок частоты поверхностных волн на порядок увеличиваются.

#### Библиографический список

1. Ерофеев В. Т. Модели граничных условий на композиционных экранах для электромагнитных полей с осевой симметрией // Известия НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. Наук, 2010, № 2, С. 41–45.
2. Ерофеев В. Т. Моделирование поверхностных электромагнитных волн с осевой симметрией на биизотропном однослойном плоском экране // Информатика, 2019, Т. 16, № 4, С. 63–76.
3. Ерофеев В. Т., Козловская И.С. Аналитическое моделирование в электродинамике // М.: Либроком, 2014, 304 с.

### ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ПРОТОКОЛА СИСТЕМНОГО И ЛОКАЛЬНОГО ТГЧ-ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ДЕНТАЛЬНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ФОНЕ ХРОНИЧЕСКОЙ ТАБАЧНОЙ ИНТОКСИКАЦИИ (ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ)

*Н.И. Макарова<sup>1</sup>, Н.В. Булкина<sup>2</sup>, Л.А. Зюлькина<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Пензенский государственный университет

<sup>2</sup>Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского

E-mail: n1stom@yandex.ru

Табакокурение оказывает негативное воздействие на состояние многих систем организма человека, в том числе на его стоматологический статус. Ухудшение микроциркуляции крови в совокупности со снижением уровня гигиены и изменениями микробиологического профиля, регистрируемые на фоне курения, могут приводить к ухудшению интеграции имплантата и развитию осложнений. В статье описывается экспериментальное исследование применения электромагнитного излучения терагерцового диапазона (ЭМИ ТГЧ) на частоте молекулярного спектра излучения и поглощения атмосферного кислорода 129,0 ГГц при дентальной имплантации.

**Ключевые слова:** терагерцовые волны, дентальная имплантация, табачная интоксикация.

Табакокурение является одной из самых распространенных вредных привычек. Множеством исследователей со всего мира показана взаимосвязь пристрастия к табаку с развитием и прогрессированием заболеваний сердца и сосудов, легких, костей, а также с новообразованиями различных локализаций [1].

Известно, что хроническое воздействие табачного дыма негативно сказывается на состоянии стоматологического здоровья. Показано

возрастание частоты заболеваний пародонта у курильщиков, что связывают с ухудшением гигиенического состояния полости рта, нарушениями локальной микроциркуляции и изменениями микробиоценоза [2,3].

Кроме того, курение повышает вероятность неудачного исхода имплантологического лечения. У курильщиков чаще возникает периимплантит, наблюдается более значительная потеря костной ткани вокруг имплантата, по сравнению с не страдающими этой вредной привычкой пациентами [4].

В качестве способа коррекции негативного воздействия табачного дыма и улучшения условий для дентальной имплантации может быть использовано физиотерапевтическое воздействие.

В опубликованных ранее работах продемонстрировано, что электромагнитное излучение терагерцового диапазона частот (ЭМИ ТГЧ) показало эффективность при нарушениях системной гемодинамики, а также при нарушениях микроциркуляции крови в пародонте при воспалительных и дистрофических процессах, в том числе на фоне хронической табачной интоксикации [5-7].

**Цель данного исследования:** оценить эффективность применения протокола комплексного воздействия электромагнитного излучения терагерцового диапазона на частоте молекулярного спектра излучения и поглощения атмосферного кислорода 129,0 ГГц при дентальной имплантации на фоне хронической табачной интоксикации в эксперименте.

Исследование проводилось на 18 половозрелых кроликах-самцах в условиях лаборатории ООО "Центр доклинических исследований", г.Пенза. Эксперимент, содержание животных и выведение их из эксперимента проводились с соблюдением необходимых нормативных актов и были одобрены Комитетом по Этике ФГБОУ ВО «Саратовский государственный медицинский университет им. В.И. Разумовского» Минздрава России (протокол № 2 от 01.10.2019г.).

У всех животных моделировали состояние хронической табачной интоксикации с помощью известной модели [8] в течение 6 недель до операции дентальной имплантации. Все опытные животные были разделены на 2 группы по 9 кроликов: в 1-ой группе физиотерапевтического воздействия не производилось. Во 2-ой группе производилось локальное и системное воздействие ЭМИ ТГЧ МСИП атмосферного кислорода 129,0 ГГц на область предполагаемого оперативного вмешательства и проекцию мечевидного отростка грудины по 15 минут в каждой локализации, в течение 5 дней до оперативного вмешательства и 5 дней в постоперационном периоде.

Операция дентальной имплантации проводилась под общей анестезией (золетил 100 – 0,1 мл/кг в/м; ксилазин 2% - 0,4мл/кг в/м; пропофол 0,5мл/кг в час) и инфильтрационной анестезией раствором артикаина 4%:

после удаления резца нижней челюсти препарировали лунку фрезами имплантологического набора «Dio» («DIO Corporation», Южная Корея), затем в нее инсталлировали дентальный имплантат той же фирмы, устанавливали винт-заглушку, и накладывали швы на рану.

Выведение животных из эксперимента осуществляли путем передозировки эфирного наркоза через 14 дней, 1 месяц и 3 месяца после оперативного вмешательства, после чего производился забор костного блока, содержащего дентальный имплантат. Гистоморфометрическое исследование полученных препаратов проводилось на микроскопе МИКМЕД v.6.6 при увеличении  $\times 200$ ,  $\times 400$ .

Для оценки уровня интеграции дентального имплантата в костной ткани оценивалась средняя толщина соединительнотканной прослойки между ним и окружающей костью. Было выявлено, что значения данного параметра в 1-ой и 2-ой группах на 14-е сутки существенно не различались, составляя  $51,8 \pm 3,4$  и  $51,3 \pm 3,3$  мкм, соответственно. Однако в дальнейшем, в 1-ой группе наблюдалось значительное увеличение этого показателя до  $76,4 \pm 3,5$  мкм на 30-е сутки с последующим снижением до  $40,4 \pm 2,9$  мкм на 90-е сутки. Во 2-ой группе, где применялось ТГЧ-облучение, данный показатель показал более плавную динамику снижения: до  $42,7 \pm 3,4$  мкм через 1 месяц и до  $39,9 \pm 2,9$  мкм через 3 месяца после операции.

Адекватный уровень кровоснабжения тканей является важным условием нормального течения репаративных процессов в области установленного дентального имплантата. Оценивая объемную долю кровеносных сосудов, мы видим, что в 1-ой группе она была ниже на всех сроках ( $p < 0,05$ ), составляя  $2,0 \pm 0,2\%$  на 14-е сутки,  $2,8 \pm 1,0\%$  на 30-е сутки и  $3,3 \pm 0,6\%$  на 90-е сутки. При этом во 2-ой группе были показаны не только более высокие значения данного показателя:  $2,9 \pm 0,3\%$ ,  $4,3 \pm 0,5\%$  и  $4,3 \pm 0,6\%$  на аналогичных сроках, но и их относительная стабильность через 1 и 3 месяца.

Динамика показателей объемной доли остеоида и зрелой костной ткани дает непосредственное представление о скорости процессов регенерации в окружающей имплантат кости.

Объемная доля остеоида была выше ( $p < 0,05$ ) в препаратах 2-ой группы на всех сроках, составляя  $10,3 \pm 0,5\%$  через 2 недели,  $16,4 \pm 1,0\%$  через 1 месяц и  $5,5 \pm 0,4\%$  через 3 месяца после имплантации. При этом во второй группе на соответствующих сроках данный показатель составлял  $8,3 \pm 0,4\%$ ,  $13,0 \pm 0,8\%$  и  $4,3 \pm 0,3\%$ .

Динамика изменения объемной доли зрелой костной ткани была следующей: на 14-е сутки в 1-ой группе показатель составил  $33,0 \pm 1,5\%$ , во 2-ой –  $41,1 \pm 2,0\%$ . На 30-е сутки показатели снизились в обеих группах – до  $30,4 \pm 1,9\%$  в первой и до  $38,4 \pm 2,3\%$  во второй, на 90-е сутки отмечалось повышение – до  $38,7 \pm 2,5\%$  и  $46,8 \pm 3,1\%$ , соответственно. При этом на всех сроках показатели были значимо ( $p < 0,05$ ) выше во 2-ой группе.

Таким образом, анализ показателей гистоморфометрии в опытных группах показывает эффективность применения сочетанного локального и системного ТГЧ-облучения при дентальной имплантации на фоне хронической табачной интоксикации. Применение электромагнитного излучения терагерцового диапазона на частоте молекулярного спектра излучения и поглощения атмосферного кислорода 129,0 ГГц позволяет уменьшить вазоспастическое влияние компонентов табачного дыма и улучшить условия для репаративной регенерации костной ткани в области дентального имплантата.

#### Библиографический список

1. *Оболонкова Н.И., Гордиенко Ю.А.* Влияние курения на состояние здоровья и развитие онкологических заболеваний человека // Сб. матер. 16-й Международной научно-практической конференции «Наука и образование: отечественный и зарубежный опыт». Белгород, 2018, С. 245-250.
2. *Силин А.В., Нехорошев А.С., Данилова Н.Б. и др.* Современный взгляд на стоматологический статус курильщиков с точки зрения профилактической медицины // Профилактическая и клиническая медицина, 2018, Т. 66, № 1, С. 5-10.
3. *Солдатова Ю.О., Булгакова А.И., Ганцева Х.Х., Хисматуллина Ф.Р.* Диагностика влияния табакокурения и содержания СО в выдыхаемом воздухе на стоматологическое здоровье пациентов // Стоматология для всех, 2016, №2, С.32-35.
4. *Gupta A., Rathee S., Suman T., Ahire M., Madhav S., Chauhan M.S.* Nicotine, the Predictor of Success or Failure of Dental Implants: A Retrospective Study // Contemp. Clin. Dent., 2018, V. 9, №4, P.597 – 600.
5. *Головачева Т.В., Паршина С.С., Афанасьева Т.Н., Киричук В.Ф. и др.* Эффективность ТГЧ излучения с частотой молекулярного спектра излучения и поглощения оксида азота у больных стенокардией // Электронный научно-образовательный вестник «Здоровье и образование в XXI веке», 2012, Т.13, №7, С. 306-307.
6. *Bulkina N.V., Makarova N.I., Ivanov P.V., Lebedev M.V., Zyulkina L.A., Shastin E.N., Konnov V.V.* Modern methods of non-invasive correction for disturbed regional blood circulation through physiotherapeutic measures (literature review) // Archiv Euromedica, 2019, V. 9, №2, P. 17-22.
7. Пат. № 2715093 С1 РФ МПК А61N 5/02. Способ коррекции нарушений микроциркуляции крови в парадонте при хронической табачной интоксикации в эксперименте / Макарова Н.И., Булкина Н.В., Иванов П.В., Зюлькина Л.А. Оpubл. 25.02.2020г. Бюл. № 6.
8. *Yen C.Y., Tu Y.K., Ma C.H., et al.* Measurement of tibial endothelial cell function after cigarette smoking, cessation of smoking and hyperbaric oxygen therapy // Injury, 2008, Suppl 4, P. 40-6.

# ЭФФЕКТИВНЫЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ СПИРАЛЬНЫХ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

*В.И.Демидчик, Р.В.Корнев*

Белорусский государственный университет, г. Минск

E-mail: demidvi@bsu.by

Для композиционных материалов, содержащих включения в виде углеродных нанотрубок спиральной геометрии предложен метод расчета материальных параметров. Приведены результаты вычислений.

**Ключевые слова:** углеродная нанотрубка, интегральное уравнение Поклингтона, коэффициенты поляризуемости, диэлектрическая и магнитная проницаемости.

Композиты на основе диэлектрических матриц с проводящими включениями широко используются при создании радиопоглощающих материалов и покрытий. Применение углеродных нанотрубок (УНТ) позволяет при относительно тонких слоях композита и малых объемных долях нанотрубок и, следовательно, малом весе, в широкой полосе частот обеспечить значительный коэффициент поглощения электромагнитного излучения. При изучении характеристик отражения и поглощения электромагнитного излучения радиопоглощающих материалов используются модели, основанные на знании электродинамических параметров этих материалов. В работах, посвященных моделированию подобных композитов рассматриваются лишь включения в виде УНТ прямолинейной геометрии [1-3].

При разработке поглотителей электромагнитных волн и защитных экранов в микроволновом диапазоне наблюдается определенный интерес к искусственным киральным структурам. Достоинством сред, содержащих киральные включения является возможность увеличения эффективной магнитной проницаемости композита [4]. Примером такой среды может служить композит, содержащий включения в виде проводящих маловитковых спиралей. Однако практическая реализация подобных материалов представляет определенные трудности. В то же время все больше появляется работ с описанием экспериментального получения углеродных нанотрубок спиралеподобной формы [5-6], которые с успехом могут применяться при создании микроволновых поглотителей [5].

Авторами была разработана методика моделирования композитов, содержащих проводящие включения произвольной геометрии, в том числе и в виде маловитковых спиралей из проводника обладающего конечной проводимостью [7]. Применение описанной методики для анализа УНТ спиральной геометрии и композитов на их основе базируется на представлении нанотрубки в виде тонкого проводника с известным поверхностным сопротивлением [8], что позволяет использовать метод интегральных уравнений для расчета токораспределения УНТ и дальнейшего анализа композита.

Подобная среда обладает киральными свойствами и описывается материальными уравнениями вида:

$$\vec{D} = \varepsilon_{\text{эфф}} \vec{E} + i\kappa_{\text{эфф}} \vec{H}, \quad \vec{B} = -i\kappa_{\text{эфф}} \vec{E} + \mu_{\text{эфф}} \vec{H}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_{\text{эфф}}$ ,  $\mu_{\text{эфф}}$  – эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости,  $\kappa_{\text{эфф}}$  – параметр киральности.

Для оценки электродинамических параметров вначале анализируется взаимодействие электромагнитного поля с отдельными включениями и определяются их матричные коэффициенты поляризуемости (КП). Расчёт КП основан на численном решении интегрального уравнения Поплингтона для тока вдоль проводящих волокон исходя из соотношений, устанавливающих связь между дипольными моментами УНТ и КП [7]:

$$\vec{p} = \frac{1}{i\omega} \int_L \vec{I}(s) ds, \quad \vec{m} = \frac{\mu}{2} \int_L [\vec{r}(s) \times \vec{I}(s)] ds, \quad (2)$$

$$\vec{p} = \vec{a}_{ee} \vec{E} + \vec{a}_{eh} \vec{H}, \quad \vec{m} = \vec{a}_{he} \vec{E} + \vec{a}_{hh} \vec{H}. \quad (3)$$

Дальнейшие вычисления основаны на методе Максвелла–Гарнетта, обобщенном на случай киральных сред [9]. Если размеры отдельной частицы малы по сравнению с длиной волны и не учитывается взаимодействие между частицами, то эффективные электродинамические параметры для изотропной среды определяются следующим образом [9]:

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{\text{эфф}}}{\varepsilon_c} &= \frac{f(2b_{ee}, 2b_{eh}, b_{he}, b_{hh})}{f(-b_{ee}, -b_{eh}, b_{he}, b_{hh})}, & i\kappa_{\text{эфф}} &= \frac{inb_{eh}}{f(-b_{ee}, -b_{eh}, b_{he}, b_{hh})}, \\ \frac{\mu_{\text{эфф}}}{\mu_c} &= \frac{f(-b_{ee}, 2b_{eh}, b_{he}, -2b_{hh})}{f(-b_{ee}, -b_{eh}, b_{he}, b_{hh})}, & f(x, y, z, t) &= \left(1 + \frac{nx}{3}\right) \left(1 + \frac{nt}{3}\right) + \frac{n^2 yz}{9} \end{aligned} \quad (4)$$

$$b_{ee} = \frac{(\vec{a}_{ee})_{cp}}{\varepsilon_c}, \quad b_{hh} = \frac{(\vec{a}_{hh})_{cp}}{\mu_c}, \quad b_{eh} = -i \frac{(\vec{a}_{eh})_{cp}}{\sqrt{\varepsilon_c \mu_c}}, \quad b_{he} = -i \frac{(\vec{a}_{he})_{cp}}{\sqrt{\varepsilon_c \mu_c}}, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_c$ ,  $\mu_c$  – диэлектрическая и магнитная проницаемости диэлектрика, в котором расположены частицы, коэффициенты  $b_{ee}$ ,  $b_{hh}$ ,  $b_{eh}$ ,  $b_{he}$  – нормированные КП включений, при расчете которых используются средние значения сумм диагональных элементов соответствующих матриц коэффициентов поляризуемости.

Для композита на основе прямолинейных УНТ  $\mu_{\text{эфф}} = \mu_c$ ,  $\kappa_{\text{эфф}} = 0$ , а формула для расчета  $\varepsilon_{\text{эфф}}$  в линейном приближении по сути аналогична формуле Waterman–Truell, применяемой авторами [2-3].

На рис. 1 приведены в качестве примера, результаты расчета значений действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости композита на основе прямолинейных УНТ и в виде спирали при одинаковой длине УНТ и их одинаковой концентрации в композите в частотном диапазоне, соответствующем окрестностям первого резонанса обусловленного конечной длиной УНТ. В резонансной области влияние геометрии на эффективные параметры наиболее существенно.

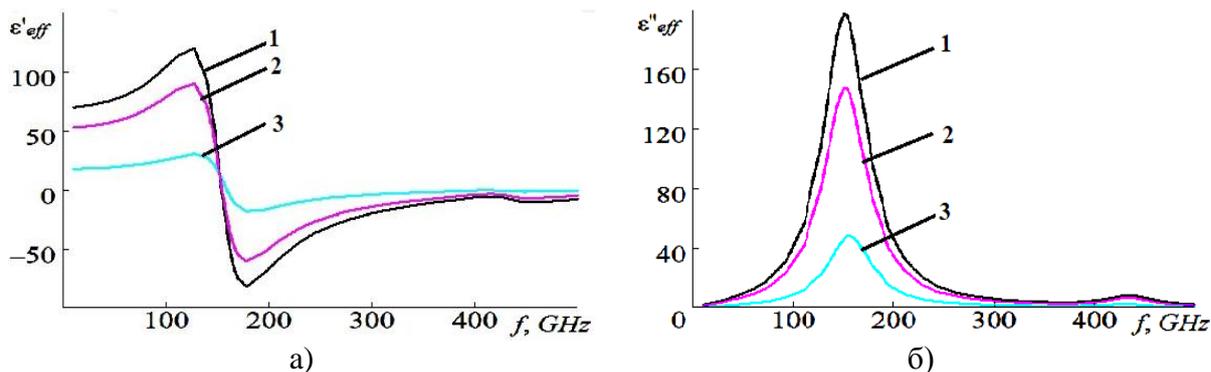


Рисунок 1. Вещественная, рис.1а, и мнимая, рис1б, части диэлектрической проницаемости композита. Кривая 1 – прямолинейная УНТ, 2 – УНТ в виде спирали с углом подъема  $60^{\circ}$ , 3 – с углом подъема  $30^{\circ}$ . Во всех случаях длина УНТ – 20 мкм, радиус УНТ – 0,68 нм, радиус спирали – 450 нм. Объемная концентрация частиц – 0,01%.

В соответствии с изложенным алгоритмом проведено исследование материальных параметров композитов, содержащих прямолинейные УНТ и в виде маловитковых спиралей. Оценено влияние шага спиральной УНТ и числа витков на значения диэлектрической и магнитной проницаемостей и параметра киральности. Проведено сравнение материальных параметров композитов на основе прямолинейных УНТ и нанотрубок спиральной геометрии при их одинаковой длине.

#### Библиографический список

1. Said M., Mikki S.M., Kishk A.A. Mean-Field Electrodynamics Theory of Aligned Carbon Nanotube Composites // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2009, V.57, №5, P.1412–1419.
2. Shuba M.V., Paddubskaya A.G., Kuzhir P.P. et al. Short-length carbon nanotubes as building blocks for high dielectric constant materials in the terahertz range // Journal of Physics D: Applied Physics, 2017, V.50, №8, P. 08LT01.
3. Shuba M.V., Melnikov A.V., Paddubskaya A.G. et al. Role of finite-size effects in the microwave and subterahertz electromagnetic response of a multiwall carbon-nanotube-based composite: Theory and interpretation of experiments // Physical Review, 2013, B 88, P. 045436.
4. Bahr A.F., Clausing K.R. An approximate model for artificial chiral material // IEEE Trans., 1994, V-AP 42, №12, P. 1592-1599.
5. D.-L. Zhao, Z.-M. Shen. Preparation and microwave absorption properties of carbon nanocoils // Materials Letters, 2008, V.62, P.3704–3706.
6. Siceo Ihara, Satoshi Itoh. Electronic Structure of Helically Coiled Cage of Graphitic Carbon Carbon, 1995, V. 33, №7, P. 931-939.
7. Erofeenko V.T., Demidchik V.I., Malyi S.V., Kornev R.V. Penetration of electromagnetic waves through composite screens containing ideally conducting helices // Journal of Engineering Physics and Thermophysics, 2011, V.84, №4, P. 799-806.
8. Hanson, G.W. Fundamental Transmitting Properties of Carbon Nanotube Antennas // IEEE Transactions on antennas and propagation, 2005, V.53, №.11, P. 3426-3435.
9. Shanker B., Lakhtakia A. Extended Maxwell Garnett model for chiral-in-chiral composites // J. Phys. D: Appl. Phys., 1993, №26, P. 1746- 1764.

## ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК В ГИГА- И ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

*О.Е. Глухова, П.А. Колесниченко*

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: kolesik2505@gmail.com

Данная работа посвящена вычислению таких параметров графеновых нанотрубок, как погонные кинетическая индуктивность, квантовая ёмкость и электропроводность, а также изучению зависимости проводимости от индексов киральности  $n$  и  $m$  в гига- и терагерцовых диапазонах частот внешнего электромагнитного воздействия. Данные вычисления будут проводиться методами математического моделирования в программе для ЭВМ «Mizar», с использованием методов и теории источников [1], [2]. Непосредственное моделирование структур в программе для ЭВМ «Kvazar» [3].

**Ключевые слова:** углеродные нанотрубки, УНТ, наноструктуры, электропроводность, гига- и терагерцовый диапазон частот, квантовая ёмкость, кинетическая индуктивность, эффективные каналы проводимости.

Углеродные нанотрубки (УНТ) крайне интересные объекты из-за своих необычных физических и химических свойств, рассмотренных в работах [4] – [7], и ввиду потенциального применения в высокочастотной электронике, которые исследовались в источниках [8], [9]. УНТ создаются из свёрнутых листов графена. В частности, были предложены УНТ, которые могут быть использованы для изготовления нескольких различных элементов интегральных схем и электромагнитных устройств, таких как линии передачи, межсоединения, что было сделано в работах, [10] – [14] и наномантенны – в источниках [15] – [20].

Однако, среди большого множества исследований данных структур, имеется малое количество работ, посвящённых изучению квантовых параметров нанотрубок, таких как электропроводность, кинетическая индуктивность и квантовая ёмкость на единицу длины. Теоретическую основу для данных вычислений составляет работа [21]. Теория составлена на основе квазиклассического уравнения Больцмана и расчёты параметров в приведённой работе основываются на аналитических вычислениях. В данной работе основанием для всех вычислений будет являться моделирование структур при помощи ЭВМ. К тому же, будут рассмотрены нанотрубки с индексами киральности, не превышающими 10, т.е. УНТ с небольшим диаметром, для которых справедливы и точны теории, предложенные, к примеру, в источниках [10] и [11]. Таким образом, достоверность данной работы заключается в сравнительном анализе теоретических выкладок с результатами моделирования процесса прохождения сигнала через УНТ при помощи ЭВМ.

Графики зависимости действительной части электропроводности углеродных нанотрубок от частоты для кресельного типа различных киральностей приведена на рисунке 1, для кирального типа на рисунке 2. На этих рисунках по оси абсцисс отложена линейная частота, по оси ординат – действительная часть проводимости.

На основании приведённых рисунков можно сделать следующие выводы. Для УНТ различных типов электропроводность не изменяется при малых частотах вплоть до 3 ГГц (до сантиметрового диапазона СВЧ). Затем начинается постепенный спад и после 10 ГГц электропроводность быстро убывает. При частотах от 300 ГГц до 3-4 ТГц электропроводность стремится к нулю (субмиллиметровый диапазон СВЧ). К тому же, при изменении индексов киральности УНТ также изменяется и электропроводность при малых частотах, но характерная зависимость от частоты остаётся такой же. Таким образом, диапазон рабочих частот УНТ любых киральностей ограничен терагерцовой (субмиллиметровой) областью, в которой электропроводность спадает до нуля. При этом наиболее эффективно их использование до сантиметрового СВЧ диапазона, после которого начинается спад проводимости, согласно полуклассической теории, используемой в данной работе. К тому же тип нанотрубки или различные индексы киральности не влияют на тип зависимости электропроводности от частоты.

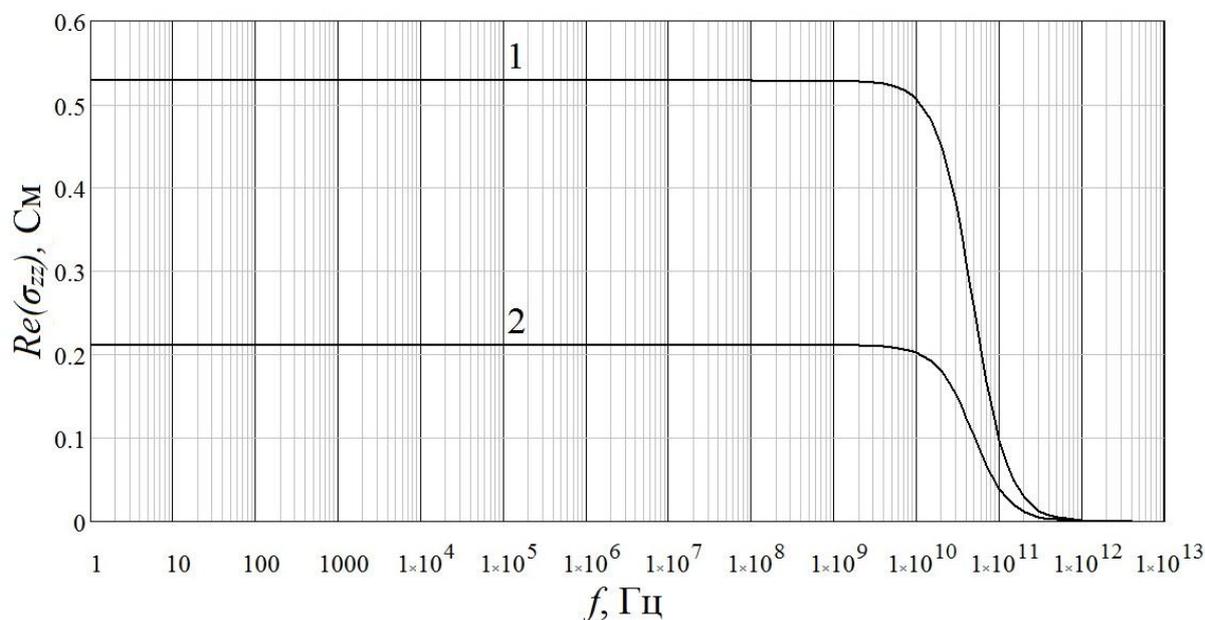


Рисунок 1. Зависимость активной электропроводности УНТ кресельного типа от частоты сигнала. Цифрой 1 обозначена кривая, соответствующая УНТ (4, 4), а цифрой 2 – УНТ (10, 10).

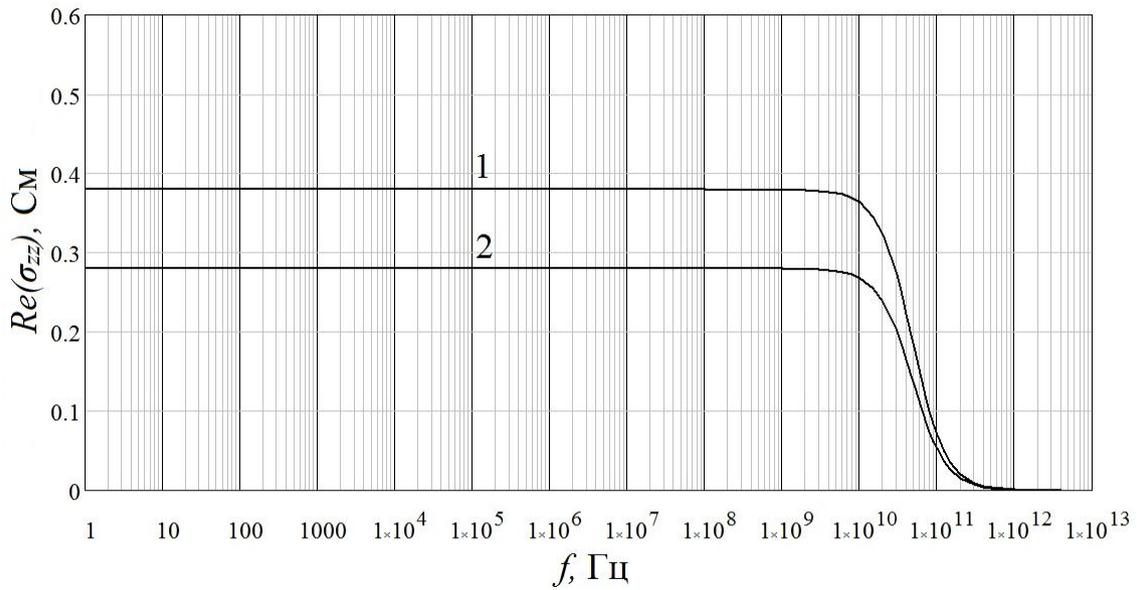


Рисунок 2. Зависимость активной электропроводности УНТ кирального типа от частоты сигнала. Цифрой 1 обозначена кривая, соответствующая УНТ (4, 7), а цифрой 2 – УНТ (6, 9).

Помимо электропроводности так же были вычислены погонные квантовая индуктивность и кинетическая ёмкость. По результатам вычислений были получены следующие значения кинетической индуктивности и квантовой ёмкости соответственно:  $L_K = 3.7069$  мГн;  $C_Q = 0.3564$  нФ. Данные величины согласуются с источником [22]. Следует заметить, что данные величины не зависят от частоты электромагнитного воздействия. Это следует из формул (41) и (42) источника [21], в которых отсутствует частота.

Перейдём к зависимости электропроводности УНТ различных типов от диаметра структур. Значения индексов киральности, диаметров структур и их электропроводности приведены в таблице 1.

Таблица 1. Зависимость проводимости УНТ от диаметра.

Индексы киральности		Диаметр УНТ $D = C/\pi$ , Å	Электропроводность УНТ $G$ , См
$n$	$m$		
4	4	5.425	0.528
5	5	6.781	0.423
4	7	7.551	0.379
6	6	8.138	0.352
5	8	8.894	0.322
7	7	9.494	0.302
4	10	9.780	0.293
6	9	10.240	0.280
8	8	10.850	0.264
9	9	12.206	0.235
10	10	13.563	0.211

График зависимости электропроводности УНТ от диаметра, построенный по таблице 1, представлен на рисунке 3.

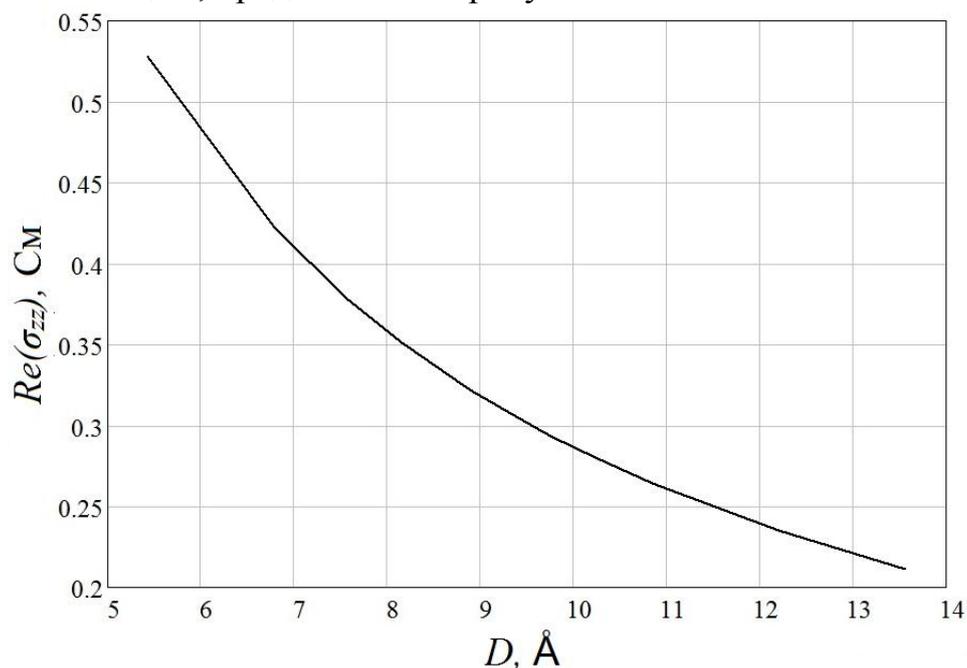


Рисунок 3. График зависимости активной проводимости УНТ различных типов от их диаметра. По оси абсцисс отложен диаметр УНТ в ангстремах, по оси ординат – действительная часть проводимости УНТ.

Результаты данной работы могут быть полезны для создания наноразмерных линий передачи, основанных на графеновых нанотрубках. Поскольку для проектирования интегральных схем или электромагнитных устройств, в которых в качестве линий передач могут быть использованы углеродные нанотрубки, важно, чтобы УНТ имели наибольшую проводимость, а значит наименьшие потери.

#### Библиографический список

1. Салий И.Н., Колесникова А.С., Глухова О.Е., Кириллова И.В., Коссович Е.Л., Слепченков М.М., Савин А.Н., Шмыгин Д.С. Теоретические методы исследования наноструктур // Вестник Самарского государственного университета. Естественнонаучная серия, 2012, Т. 100, № 9, С. 106-117.
2. Glukhova O.E., Savostyanov G.V., Slepchenkov M.M. A new approach to dynamical determination of the active zone in the framework of the hybrid model (quantum mechanics/molecular mechanics) // Procedia Materials Science, 2014, V. 6, P. 256-264.
3. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченков М.М. ПО "KVAZAR" – платформа для прогностического моделирования в области нано- и биомедицинских технологий: коллективная монография. // Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015, 247 с.
4. Glukhova O.E., Kolesnikova A.S. Mechanical and emission properties of thinnest stable bamboolike nanotubes // J. Phys.: Conf. Ser., 2012, V. 393, P. 012027.
5. Glukhova O.E., Saliy I.N., Zhnichkov R.Y., Khvatov I.A., Kolesnikova A.S., Slepchenkov M.M. Elastic properties of graphene-graphane nanoribbons // J. Phys.: Conf. Ser., 2010, V. 248, P. 012004.

6. Saito R., Dresselhaus G., Dresselhaus M. S., Physical Properties of Carbon Nanotubes // Singapore: Imperial College Press, 2004.
7. Reich S., Thomsen C., Maultzsch J., Carbon Nanotubes // Weinheim, Germany: Wiley-VCH, 2004.
8. Avouris P., Appenzeller J., Marte R., Wind S. J. Carbon nanotube electronics // Proc. IEEE, 2003, V. 91, № 11, P. 1772–1784.
9. Anantram M. P., Leonard F. Physics of carbon nanotube electronic devices // Rep. Prog. Phys., 2006, V. 69, P. 507–561.
10. Burke P. J. An RF circuit model for carbon nanotubes // IEEE Trans. Nanotechnol., 2003, V. 2, №1, P. 55–58.
11. Maffucci A., Miano G., Villone F. A transmission line model for metallic carbon nanotube interconnects // Int. J. Circuit Theory Appl., 2008, V. 36, №1, P. 31–51.
12. Slepyan G. Y., Maksimenko S. A., Lakhtakia A., Yevtushenko O., Gusakov A. V., Electrodynamics of carbon nanotubes: Dynamics conductivity, impedance boundary conditions, and surface wave propagation // Phys. Rev. B, 1999, V. 60, P. 17136–17149.
13. Li J., Ye Q., Cassell A., Ng H. T., Stevens R., Han J., Meyyappan M. Bottom-up approach for carbon nanotube interconnects // Appl. Phys. Lett., 2003, V. 82, P. 2491–2493.
14. Hagmann M. J. Isolated carbon nanotubes as high-impedance transmission lines for microwave through terahertz frequencies // IEEE Trans. Nanotechnol., 2005, V. 4, №2, P. 289–296.
15. Wang Y., Kempa K., Kimball B., Carlson J. B., Benham G., Li W. Z., Kempa T., Rybczynski J., Herczynski A., Ren Z. F. Receiving and transmitting light-like radio waves: Antenna effect in arrays of aligned carbon nanotubes // Appl. Phys. Lett., 2004, V. 85, P. 2607–2609.
16. Hanson G. W. Fundamental transmitting properties of carbon nanotube antennas // IEEE Trans. Antennas Propag., 2005, V. 53, № 11, P. 3426–3435.
17. Burke P. J., Li S., Yu Z. Quantitative theory of nanowire and nanotube antenna performance // IEEE Trans. Nanotechnol., 2006, V. 5, № 4, P. 314–334.
18. Slepyan G. Ya., Shuba M. V., Maksimenko S. A., Lakhtakia A. Theory of optical scattering by achiral carbon nanotubes and their potential as optical nanoantennas // Phys. Rev. B, 2006, V. 73, P. 195416-1–195416-11.
19. Hanson G. W. Radiation efficiency of nano-radius dipole antennas in the microwave and far-infrared regimes // IEEE Antennas Propag. Mag., 2008, V. 50, № 3, P. 66–77.
20. Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya., Nemilentsau A. M., Shuba M. V. Carbon nanotube antenna: Far-field, near-field and thermal-noise properties // Phys. E, 2008, V. 40, P. 2360–2364.
21. Miano G., Forestiere C., Maffucci A., Maksimenko S. A., Slepyan G. Ya. Signal Propagation in Carbon Nanotubes of Arbitrary Chirality // IEEE Transactions on nanotechnology, 2011, V. 10, № 1.
22. Дамта С. Квантовый транспорт от атома к транзистору. / Перевод с английского к.ф.-м.н. Д. В. Хомицкого. Под редакцией проф. В. Я. Демиховского // М.-Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2009, 532 с.

# ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В ГРАФЕНОВЫХ НАНОЛЕНТАХ ДЛЯ ГИГА- И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

*О.Е. Глухова, Е.А. Пересекин*

Саратовский национальный исследовательский  
государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: Fantomas300598@yandex.ru

Работа посвящена рассмотрению электронного транспорта в графеновых структурах типа графеновых нанолент. Смоделировано 28 структур в виде супер-ячейки и еще 28 с добавлением электродов. Рассмотрены две топологии – зигзаг и кресло. Посредством моделирования получены графики функции пропускания. Найдено число каналов проводимости. Построены графические зависимости проводимости от выбранного частотного диапазона и установлена связь проводимости и ширины ГНЛ. Также были рассчитаны такие квантовые погонные параметры, как ёмкость и кинетическая индуктивность.

**Ключевые слова:** графеновые наноленты, модель линии передачи, квантовая ёмкость, кинетическая индуктивность, число эффективных каналов проводимости, уровень Ферми, гига- и терагерцовый диапазон частот.

## **Введение**

Моделирование топологий структур проводится с помощью программы «Kvazar» [1]. Вычисления математического моделирования проводятся с помощью программы для супер-ЭВМ – «Mizar».

Графен вошел в XXI век в качестве наиболее перспективного материала нанотехнологий. В источниках [2], [3], отмечается, что графен и его аллотропы, а именно УНТ (углеродные нанотрубки) и ГНЛ (графеновые наноленты) – являются одним из основных кандидатов, чтобы стать кремнием XXI века.

Причина кроется в свойствах материала [4], [5], [6]. В источниках [7], [8] отмечены такие свойства как, низкое удельное электрическое сопротивление, высокая теплопроводность, высокая способность переносить ток, благодаря которым использование графена представляет особый интерес в качестве инновационного материала для замены меди при реализации наномежсоединений на уровне микросхемы.

В последнее время данная технология использования графена в сверхбольших интегральных схемах (СБИС) является не просто теоретической и уже получены первые примеры интеграции графеновых межсоединений и технологии комплементарных структур металл-оксид-полупроводник (КМОП)[9], [10].

Актуальность данного исследования обусловлена возможностью использования структур ГНЛ в качестве строительных блоков наномира для построения электронных наноустройств (наномежсоединений, нанотранзисторов). Примеры, подтверждающие данную актуальность, приведены в

следующих источниках [11], [12]. В них рассматриваются технологии с использованием наномежсоединений, выполненных с помощью ГНЛ и УНТ.

Среди множества методов [13], [14], существуют два основных подхода моделирования таких структур. Первый основан на краевых задачах уравнений Максвелла, которые преобразуются в интегральные уравнения и численно решаются [15], [16]. Второй подход более приближен к практическому применению и основан на модели эквивалентных цепей в рамках теории линии передачи и теории цепей.

Новизна работы заключается в исследовании электронного транспорта ГНЛ методами математического моделирования. Подобные работы приведены в следующих источниках [17], [18], однако, в них представлен эвристический подход, результаты которого получены подбором экспериментальных данных. Достоверность данной работы заключается в сравнении результатов со схожими результатами других работ. Основной работой для сравнения является источник [19].

#### **Описание результатов**

Теоретическую основу данной работы составляет источник [19]. В этом источнике расчёт электронных параметров ГНЛ основывается на транспортном, или квазиклассическом уравнении Больцмана. Моделирование структур осуществляется в  $\pi$ -приближении. Изучаются такие топологии как зигзаг и кресло. Ширина супер-ячеек варьируется в диапазоне 1-14 гексагонов. В случае зигзага этот диапазон соответствует 8.52-119.28 Å, а в случае кресла соответственно 6.15-35.67 Å. Период трансляции в случае зигзага по оси изменения ширины (ордината) составил 4.26 Å, в случае кресла – 2.46 Å. Для подсчёта уровня Ферми и получения графиков функции пропускания создавались электроды по обе стороны от супер-ячейки. Период трансляции электродов по оси распространения электромагнитной волны (абсцисса) составил для зигзага 2.46 Å, для кресла – 4.26 Å. Число каналов находилось непосредственно из полученных графиков функции пропускания как значение ординаты на линии пересечения уровня Ферми с линией функции пропускания и определялось, согласно источнику [20], как среднее число энергетических подуровней на уровне Ферми структуры. При получении графических зависимостей проводимости от частоты и ширины использовалась формула, полученная из уравнения Больцмана в источнике [19].

Построены сводные графики для обеих топологий с отмеченными на них всеми случаями. На рисунке 1 представлен график зависимости действительной части проводимости от частоты для топологии типа зигзаг. На нем отмечены два крайних случая №1 и №14. Зависимость для топологии типа кресла аналогичная.



Рисунок 1. Зависимость проводимости от частоты для топологии типа зигзаг.

Графики зависимостей проводимости от ширины ГНЛ для топологий зигзаг и кресло приведены соответственно на рисунках 2 и 3.

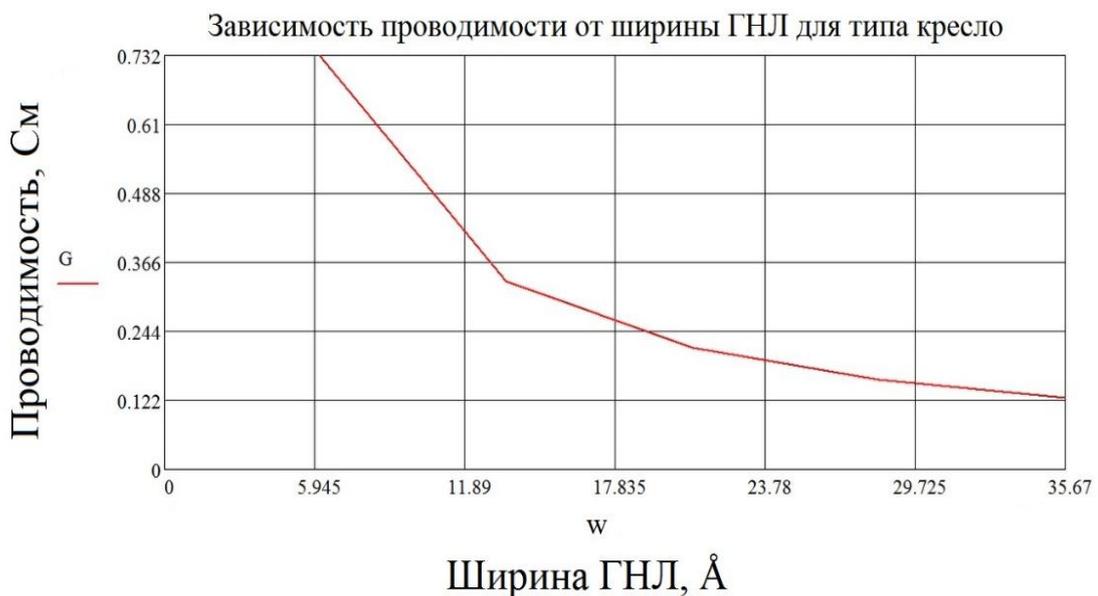


Рисунок 2. Зависимость проводимости от ширины ГНЛ для топологии типа кресло.

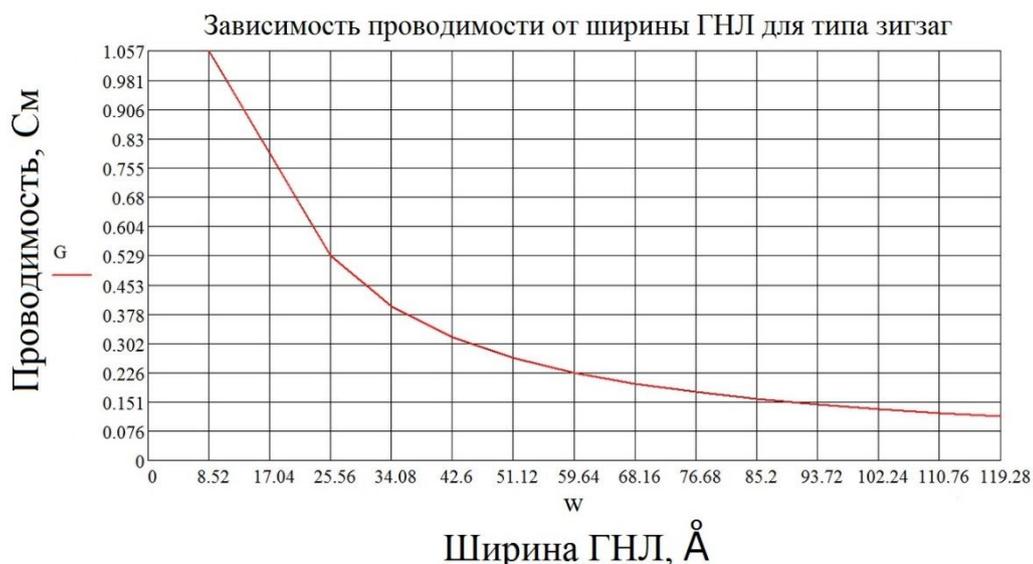


Рисунок 3. Зависимость проводимости от ширины ГНЛ для топологии типа зигзаг.

Полученные графические зависимости позволяют сделать следующие выводы: для всех топологий проводимость является постоянной, определенной для каждой ширины, величиной вплоть до 3 ГГц (до сантиметрового диапазона СВЧ). В частотном диапазоне 10-300 ГГц, наблюдается резкий нелинейный спад проводимости, а после 300 ГГц до 3-4 ТГц (субмиллиметровый диапазон СВЧ), проводимость стремится к нулю. С ростом ширины нелинейно падает проводимость ГНЛ.

В результате анализа полученных графиков функции пропускания были получены следующие данные о значениях числа каналов  $M$  рассматриваемых структур. Для топологии зигзаг:  $M=2$  для ГНЛ шириной 1 гексагон,  $M=3$  для ГНЛ шириной от 2 до 14 гексагон. Для топологии кресло  $M=1$  для ГНЛ шириной 2,5,8,11,14, – для остальных  $M=0$ .

Искомые квантовые погонные параметры приведены в таблице 1.

Таблица 1. Искомые квантовые погонные параметры – ёмкость и кинетическая индуктивность.

$M$	$L_k$ (зигзаг), мГн	$L_k$ (кресло), мГн	$C_Q$ (зигзаг), нФ	$C_Q$ (кресло), нФ
1	—	7.4138	—	0.1782
2	3.7069	—	0.3564	—
3	2.4713	—	0.5346	—

Из таблицы 1 можно видеть, что с увеличением числа каналов – падает величина индуктивности и растёт величина ёмкости. Данные параметры были сопоставлены с параметрами работы [19] по порядку величины, что говорит о достоверности полученных результатов.

## Выводы

Так как акцент данной работы был сделан на актуальность моделирования ГНЛ для электронных устройств, отметим самый оптимальный вариант среди исследуемых структур в качестве использования их в рамках линии передачи. Как выяснилось, для определения такой структуры необходимо учитывать её топологию и ширину, а также частоту сигнала. В случае необходимости использования ГНЛ как проводящей структуры, оптимальным вариантом оказалась топология зигзаг с шириной 1 гексагон ( $8.52 \text{ \AA}$ ), при частоте сигнала от 1 Гц до 3 ГГц. Проводимость в таком случае имеет максимальное значение  $1.057 \text{ См}$ .

## Библиографический список

1. Глухова О.Е., Колесникова А.С., Савостьянов Г.В., Слепченков М.М. ПО "KVAZAR" - платформа для прогностического моделирования в области нано- и биомедицинских технологий: коллективная монография // Саратов: Изд-во «Саратовский источник», 2015, 247 с.
2. Geim K. Graphene: Status and Prospects // Science, 2009, № 324, P. 1530.
3. Noorden R. Van. Moving towards a graphene world // Nature, 2006, № 442, P. 228.
4. Glukhova O.E., Saliy I.N., Zhnichkov R.Y., Khvatov I.A., Kolesnikova A.S., Slepchenkov M.M. Elastic properties of graphene-graphane nanoribbons // J. Phys.: Conf. Ser., 2010, V. 248. P. 012004.
5. Glukhova O.E., Kolesnikova A.S. Mechanical and emission properties of thinnest stable bamboolike nanotubes // J. Phys.: Conf. Ser., 2012, V. 393, P. 012027.
6. Chernozatonskii L. A, Sorokin P. B, Artukh A.A. Transport properties of bilayer graphene nanoribbons with hydrogen adatoms. // Russ. Chem. Rev., 2014, V. 83, № 3, P. 251-279.
7. Castro H. Neto, Guinea F., Peres N.M.R, Novoselov K.S, and Geim A. K. The electronic properties of graphene // Reviews of Modern Physics, 2009, № 81, P. 109.
8. Li H. , Xu C., Srivastava N., and Banerjee K. Carbon Nanomaterials for Next-Generation Interconnects and Passives: Physics, Status, and Prospects // IEEE Trans. Electron Devices, 2009, № 56, P. 1799.
9. Close G. F, Yasuda S., Paul B., Fujita S., and Wong H.S.P. Transport properties of bilayer graphene nanoribbons. // Nano Lett., 2009, № 8, P. 706.
10. Chen X., Akinwande D., Lee K.J, Close G. F, Yasuda S., Paul B. S, Fujita S., Kong J., and Wong H.S.P. Modeling carbon nanotube bundles for future on-chip nano-interconnects // IEEE Trans. Electr. Devices, 2010, № 57, P. 3137.
11. Close G. F, Yasuda S., Paul B., Fujita S., and Wong H.S.P. A 1 GHz Integrated Circuit with Carbon Nanotube Interconnects and Silicon Transistors // Nano Lett., 2009, № 8, P. 706.
12. Chen X., Akinwande D., Lee D. K, Close G. F., Yasuda S., Paul B. S, Fujita S., Kong J., and Wong H.S.P. Modeling carbon nanotube bundles for future on-chip nano-interconnects, // IEEE Trans. Electr. Devices, 2010, № 57, P. 3137.
13. Салий И.Н., Колесникова А.С., Глухова О.Е., Кириллова И.В., Коссович Е.Л., Слепченков М.М., Савин А.Н., Шмыгин Д.С. Теоретические методы исследования наноструктур // Вестник Самарского государственного университета. Естественнонаучная серия, 2012, Т. 100, № 9, С. 106-117.

14. *Glukhova O.E., Savostyanov G.V., Slepchenkov M.M.* A new approach to dynamical determination of the active zone in the framework of the hybrid model (quantum mechanics/molecular mechanics) // *Procedia Materials Science*, 2014, V. 6, P. 256-264.
15. *Miano G. and Villone F.* An Integral Formulation for the Electrodynamics of Metallic Carbon Nanotubes Based on a Fluid Model // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, 2006, № 54, P. 2713.
16. *Slepyan G. Ya., Shuba M.V., Maksimenko S.A., and Lakhtakia A.* Effect of the radius on the resonance properties of carbon nanotube dipole antennas // *Phys. Rev. B.*, 2006, № 73, P. 195416.
17. *Naeemi and Meindl J.D.* Compact Physics-Based Circuit Models for Graphene Nanoribbon Interconnects // *IEEE Trans. Electron Devices*, 2009, № 56, P. 1822.
18. *Li Xu. H., and Banerjee K.* Modeling, Analysis, and Design of Graphene Nano-Ribbon Interconnects. // *IEEE Trans. Electron Devices*, 2009, № 56, P. 1567.
19. *Maffucci A. and Miano G.* Transmission Line Model of Graphene Nanoribbon Interconnects // *Nanoscience and Nanotechnology Letters*, 2013, V. 5, P. 1207–1216.
20. *Chen X., Akinwande D., Lee K.J., Close G.F., Yasuda S., Paul B.S, S. Fujita, Kong J., and Wong H.S.P.* Modeling carbon nanotube bundles for future on-chip nano-interconnects. // *IEEE Trans. Electr. Devices*, 2010, № 57, P. 3137.

Научное издание

**Взаимодействие сверхвысокочастотного,  
терагерцового и оптического излучения  
с полупроводниковыми микро- и наноструктурами,  
метаматериалами и биообъектами**

Сборник статей седьмой Всероссийской научной школы-семинара

Под редакцией профессора *Ал.В. Скрипаля*

---

Подписано в печать 05.08.2020

Формат 60×84 1/16.

Усл.печ.л.10,35. Тираж 100 экз. Заказ 130

---

Издательство Саратовский источник.

410012, Саратов, Кутякова, 138Б.

Типография Саратовский источник.

410012, Саратов, Кутякова, 138Б.