

# СОДЕРЖАНИЕ

---

---

Номер 4, 2020

---

---

Достижения в области разработки бетавольтаических источников питания (обзор)

*А. А. Краснов, С. А. Леготин*

5

---

## ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Наносекундный генератор высоковольтных импульсов на основе искусственных двойных формирующих линий

*В. А. Бурцев, А. А. Бурцев, Д. Б. Бельский, Е. П. Большаков, Т. П. Бронзов, С. А. Ваганов, Д. В. Гетман, С. И. Елисеев, Н. В. Калинин, А. А. Самохвалов, К. А. Сергушичев, А. А. Смирнов, М. В. Тимшина*

23

Коммутаторный индуктивно-конденсаторный генератор мощных импульсов тока

*Г. В. Носов, М. Г. Носова*

29

---

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Ионный диод с магнитной самоизоляции для генерации ионных пучков алюминия

*В. И. Шаманин, Г. Е. Ремнёв, В. А. Тарбоков*

35

Использование полупроводникового лазера с захватом частоты в качестве задающего оптического генератора когерентного рефлектометра для распределенных измерений частоты вибраций

*В. В. Спиринов, С. А. López-Mercado, M. Wuilpart, Д. А. Коробко, И. О. Золотовский, А. А. Фотиади*

40

Полностью волоконный рефлектометр временной области для измерения длины активных эрбиевых волоконных световодов

*М. Е. Белокрылов, Ю. А. Константинов, К. П. Латкин, Д. Клод, Д. А. Селезнев, А. А. Степин, Ю. А. Конин, В. А. Щербакова, Р. Р. Кашина*

45

Теоретическая и экспериментальная оценка точности одновременного распределенного измерения температур и деформаций в анизотропных волоконных световодах методом поляризационно-бриллюэновской рефлектометрии

*Ф. Л. Барков, Ю. А. Константинов, В. В. Бурдин, А. И. Кривошеев*

51

Разработка экспериментальной установки для акустических исследований компонентов волоконно-оптических измерительных систем	
<i>А. А. Власов, М. Ю. Плотников, А. Н. Аширов, А. С. Алейник, А. Н. Никитенко</i>	58
Исследование влияния степени акустической герметизации звукозащитных корпусов волоконно-оптических интерферометров на их характеристики	
<i>А. А. Власов, А. В. Варламов, А. Н. Аширов, Н. Е. Кикилич, А. С. Алейник</i>	67
Метод локализации воздействия в композитном материале с помощью волоконно-оптических датчиков акустической эмиссии	
<i>С. Д. Бочкова, С. А. Волковский, М. Е. Ефимов, И. Г. Дейнека, Д. С. Смирнов, Е. В. Литвинов</i>	73
Исследование свойств цельноволокonnого датчика температуры, созданного при помощи эффекта плавления	
<i>Ю. А. Конин, М. И. Булатов, В. А. Щербакова, А. И. Гаранин, Я. Д. Токарева, Е. В. Мошева</i>	78
Формирование волоконных тейперов методом химического травления для применения в волоконных датчиках и лазерах	
<i>П. И. Кузнецов, Д. П. Судас, Е. А. Савельев</i>	83
О минимальной неопределенности измерения коэффициента затухания в одномодовом оптическом волокне, достижимой с использованием рэлеевской рефлектометрии	
<i>М. А. Таранов, Б. Г. Горшков, К. М. Жуков, М. Л. Гринштейн</i>	90
Достижение 85-километровой дальности измерений деформации (температуры) с помощью низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии	
<i>М. А. Таранов, Б. Г. Горшков, А. Э. Алексеев</i>	96
Когерентный оптический частотный рефлектометр на основе волоконного лазера с самосканированием частоты для сенсорных применений	
<i>А. Ю. Ткаченко, Н. Н. Смолянинов, М. И. Скворцов, И. А. Лобач, С. И. Каблуков</i>	102
Модель распределенного калориметрического волоконного дозиметра на основе эффекта вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна	
<i>А. В. Трегубов, В. В. Приходько, А. С. Алексеев, А. В. Жуков, С. Г. Новиков, В. В. Светухин</i>	109

Волоконно-оптический датчик одновременного измерения температуры и давления с использованием интерферометра Фабри–Перо и волоконной брэгговской решетки

*К. М. Фадеев, Д. Д. Ларионов, Л. А. Жикина,  
А. М. Минкин, Д. И. Шевцов*

115

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

Калибровка измерительных каналов нейтринного телескопа Baikal-GVD

*А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов, R. Vannasch,  
Z. Bardáčová, И. А. Белолопников, В. Б. Бруданин, Н. М. Буднев,  
А. Р. Гафаров, К. В. Голубков, Н. С. Горшков, Т. И. Гресь, R. Dvornický,  
Г. В. Домогацкий, А. А. Дорошенко, Ж.-А. М. Джилкибаев, В. Я. Дик,  
А. Н. Диячок, Е. Ескеговá, Д. Н. Заборов, Р. А. Иванов, М. С. Катулин,  
К. Г. Кебкaл, О. Г. Кебкaл, В. А. Кожин, М. М. Колбин, К. В. Конищев,  
А. В. Коробченко, А. П. Кошечкин, М. В. Круглов, М. К. Крюков,  
В. Ф. Кулепов, М. В. Миленин, Р. А. Миргазов, V. Nazari, Д. В. Наумов,  
А. И. Панфилов, Д. П. Петухов, Е. Н. Плисковский, М. И. Розанов,  
В. Д. Рушай, Е. В. Рябов, Г. Б. Сафронов, F. Šitkovič, А. В. Скурехин,  
А. Г. Соловьев, М. Н. Сороковиков, I. Štekl, О. В. Суворова, Е. О. Сушенок,  
В. А. Таболенко, Б. А. Таращанский, L. Fajt, С. В. Фиалковский,  
Е. В. Храмов, Б. А. Шайбонов, М. Д. Шелепов, С. А. Яковлев*

120

Система регистрации космического радиоизлучения в спектральных линиях

*С. А. Гренков, Н. Е. Кольцов*

131

Исследование влияния метода крепления волоконно-оптической сейсмической косы при буксировке на параметры ее выходного сигнала

*А. А. Власов, М. Ю. Плотников, В. С. Лавров,  
С. С. Киселев, А. С. Алейник*

138

Принципы информационной безопасности физических каналов оптических сетей доступа

*Н. И. Горлов, И. В. Богачков*

145

## **ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА**

Устройство для бесконтактного определения распределения фоточувствительности по площади кремниевых  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур

*О. Г. Кошелев*

149

Эксилампы барьерного разряда с выходным окном малого диаметра и их применение

*С. М. Авдеев, А. Г. Бураченко, В. А. Панарин,  
В. С. Скакун, Э. А. Соснин, В. Ф. Тарасенко*

156

## **СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ**

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ 160

Правила публикации в ПТЭ 166

---

---

## ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ РАЗРАБОТКИ БЕТАВОЛЬТАИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ (обзор)

© 2020 г. А. А. Краснов<sup>а</sup>, С. А. Леготин<sup>а,\*</sup>

<sup>а</sup> Национальный исследовательский технологический университет “МИСиС”,  
Россия, 119049, Москва, Ленинский просп., 4

\*e-mail: serlego@mail.ru

Поступила в редакцию 03.02.2020 г.

После доработки 27.02.2020 г.

Принята к публикации 28.02.2020 г.

Представлен детальный обзор литературы по бетавольтаическим источникам питания. Рассмотрены проблемы, существующие в рамках технологии их изготовления, результаты исследований и разработок, проводимых в настоящее время, обобщены конструкции и принципы работы бетавольтаических источников питания, а также приведены основные этапы их проектирования. Представленная в работе информация позволяет узнать и понять технологию и методы создания существующих конструкций, показать достигнутые параметры и имеющиеся ограничения, а также возможности по дальнейшему улучшению конструкций бетавольтаических источников питания.

DOI: 10.31857/S0032816220040151

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых источников питания с длительным сроком службы и без необходимости регулярного обслуживания является в настоящее время одной из наиболее актуальных проблем развития мобильных устройств, длительное время находящихся в удалении от стационарных источников питания. Бетавольтаические источники питания (б.в.и.п.) обладают хорошим потенциалом для решения таких задач. Их применение возможно в распределенных системах электропитания, автономных датчиках и сенсорах, системах безопасности и биомедицинском оборудовании.

Плотность энергии у б.в.и.п. выше, чем у химических батарей или топливных элементов, в  $10^2$ – $10^3$  раз [1]. Такие источники питания обладают небольшой массой, крошечными размерами и могут быть интегрированы на кристалле полупроводниковых приборов без ущерба для окружающей среды. Срок службы б.в.и.п. может составлять от нескольких десятков до нескольких сотен лет [1].

Основное ограничение для таких источников питания заключается в низкой выходной мощности, которая пока способна обеспечить энергией только нановаттные приборы [2]. Бетавольтаические источники питания можно использовать в сочетании с химическими, в том числе аккумуляторными батареями и суперконденсаторами, для непрерывной подзарядки [3].

Данное направление эффективно для приборов, работающих в импульсном режиме, например для радиочастотных идентификационных датчиков. Они также могут быть интегрированы на кристалл микросхемы и обеспечить ее питанием без необходимости использования внешнего источника.

Первое сообщение об электрон-вольтаическом эффекте сделал Эйренберг с коллегами в 1951 году [4]. Группа исследовала эффект усиления тока в селеновых ячейках, подвергнутых бомбардировке электронным пучком. Первым, кто описал бетавольтаический эффект, был Раппапорт в 1953 году [5]. Он исследовал работу сплавного полупроводникового  $p$ – $n$ -перехода, совмещенного с источником  $\beta$ -излучения  $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ , активность которого составляла 50 мКи.

Каждая такая ячейка давала 0.8 мВт мощности при средней эффективности порядка 0.2%. Спустя 3 года Раппапорт с коллегами опубликовал результаты дальнейших исследований воздействия того же источника  $\beta$ -излучения на кремниевые и германиевые сплавные переходы [6] и запатентовал первый радиоактивный аккумулятор [7] с использованием собственного полупроводника. Тогда же была сформулирована теория бетавольтаических приборов и отмечено влияние свойств источника и полупроводника на характеристики б.в.и.п.

Интерес к радиационно-стимулируемым источникам энергии возобновился в начале 21 века

и длится до настоящего времени. Это обусловлено качественным технологическим развитием, позволяющим изготавливать планарные структуры, среди которых тонкопленочные 2D-структуры, а также объемные 3D-микро- и наноструктурированные полупроводниковые структуры с развитой поверхностью высокого качества и сложной геометрией  $p-n$ -переходов большой площади.

В большинстве современных работ в качестве источников  $\beta$ -частиц применяются в основном тритий ( $^3\text{H}$ ) и  $^{63}\text{Ni}$  в различных агрегатных состояниях. В качестве полупроводниковых преобразователей, кроме Si, также используются широкозонные полупроводники, такие как C, SiC, GaN.

Сегодня исследования, направленные на создание б.в.и.п., широко ведутся как за рубежом, так и в России. При этом разработчики вынуждены конкурировать с бурно развивающейся индустрией дешевых литиевых батарей, уже сегодня способных обеспечивать более чем 10-летний срок эксплуатации [1]. Тем не менее, б.в.и.п. обладают несомненными преимуществами перед литиевыми батареями в случае использования при экстремально низких температурах [8, 9].

Однако критерии проектирования и оптимизации б.в.и.п. недостаточно хорошо описаны в научной литературе. В связи с этим основная задача данной работы заключается в представлении детального обзора б.в.и.п., включая проблемы технологии изготовления, а также результаты исследований и разработок, проводимых в настоящее время.

Существующие конструкции б.в.и.п. требуют оптимизации как методов нанесения радиоизотопа и минимизации самопоглощения энергии  $\beta$ -частиц, так и технологии создания полупроводникового преобразователя. Конструкция последнего предусматривает оптимизацию таких параметров полупроводникового материала, как уровень легирования, время жизни неосновных носителей заряда, ширина области обеднения, геометрия поверхности и толщина. Выбор радиоизотопа определяется сферой применения таких источников питания, а его активность и геометрия оптимизируются для минимизации эффекта самопоглощения.

Также в статье обобщены и описаны основные принципы проектирования и эксплуатации б.в.и.п., приведена последовательность их сквозного проектирования, рассмотрены полупроводниковые материалы и радиоактивные источники  $\beta$ -частиц с энергетическими спектрами, пригодными для преобразования в полупроводниковых материалах (без внесения устойчивых радиационных дефектов на поверхность и в объем полупроводника).

## 2. ПРИНЦИП РАБОТЫ БЕТАВОЛЬТАИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Работа бетавольтаического преобразователя основана на принципе конвертации энергии  $\beta$ -излучения, возникающего в результате самопроизвольного радиоактивного распада нестабильных изотопов, в электрическую энергию внутри рабочего тела полупроводника. Подавляющее большинство б.в.и.п. состоит из  $\beta$ -эмитирующего материала, соединенного с  $p-n$ -переходом.

Сравнение с фотоэлементами является простым путем к объяснению принципа работы бетавольтаического преобразователя. В обоих случаях при работе элемента происходит генерация электрон-дырочных пар (э.д.п.) за счет взаимодействия ионизирующего излучения (фотонов в фотоэлементах и электронов в бетавольтаических элементах) с полупроводником, вблизи или внутри области пространственного заряда  $p-n$ -перехода. Дырки ускоряются внутренним полем  $p-n$ -перехода к  $p$ -контакту, электроны — к  $n$ -контакту, э.д.п. за пределами области пространственного заряда быстро рекомбинируют и практически не вносят вклада в общий электрический ток. Принципиальная разница заключается в механизме взаимодействия возбуждающего воздействия с материалом. Единичный фотон практически никогда не образует две э.д.п., даже если обладает достаточной для этого энергией. Фототок, возникающий в базовом элементе под действием фотонов с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны полупроводника, пропорционален потоку фотонов и не зависит от их энергии.

При попадании в бетавольтаический преобразователь  $\beta$ -частицы с энергией в диапазоне 1–100 кэВ происходит ионизация атомов и образуется множество э.д.п. вдоль траектории движения  $\beta$ -частицы. В указанном диапазоне энергий (до 100 кэВ) ионизация с последующим образованием э.д.п. является доминирующим процессом, поэтому количество генерируемых э.д.п. можно с хорошей точностью считать пропорциональным энергии внешней  $\beta$ -частицы.

Под действием статического электрического поля полупроводниковой структуры эти пары образуют электрический ток, величина которого пропорциональна произведению потока  $\beta$ -частиц и их энергии; схематично этот процесс показан на рис. 1.

Однако не вся кинетическая энергия  $\beta$ -частиц способствует образованию э.д.п., часть энергии расходуется на генерацию фононов [10]. Это объясняет, почему минимально необходимая энергия создания одной э.д.п. выше, чем энергия запрещенной зоны. Теоретически наиболее эффективными материалами для изготовления бетавольтаического преобразователя являются полупровод-

ники с большей шириной запрещенной зоны, такие как SiC, GaN и C (углерод в форме алмаза).

Общая эффективность преобразования энергии  $\beta$ -частиц зависит как от эффективности источника электронов, так и от эффективности преобразования приемника излучения. Эффективность преобразования растет с шириной запрещенной зоны и может достигать порядка 30% для таких широкозонных материалов, как AlN [11].

Широкозонные материалы имеют более низкие значения индуцированного тока, так как энергия, необходимая для рождения одной э.д.п., пропорциональна ширине запрещенной зоны полупроводника. Экспериментально было установлено [12, 13], что средняя энергия, затрачиваемая электроном на образование э.д.п., составляет порядка утроенной ширины запрещенной зоны полупроводника. Например, средняя энергия, необходимая для образования одной э.д.п., в Si составляет 3.64 эВ [12]. Однако за счет большей высоты потенциального барьера эти структуры позволяют достичь более низких значений токов утечки и более высоких значений напряжения и, следовательно, более высокого коэффициента преобразования энергии ионизирующего излучения.

Однако с практической точки зрения время жизни неосновных носителей заряда в доступных в настоящее время кристаллах SiC, GaN и C существенно меньше соответствующих значений в Si. Кроме того, обратный ток, который оказывает существенное влияние на индуцированное напряжение, в Si может достигать значений, близких к теоретическим.

В структурах на основе SiC и GaN такого пока не наблюдается, что связано со сравнительно большой концентрацией структурных дефектов. Дефекты структуры и энергетические состояния в середине запрещенной зоны существенно увеличивают скорость рекомбинации носителей заряда в объеме, что приводит к увеличению обратного тока.

Например, SiC должен как нельзя лучше подходить для применения в б.в.и.п., однако вырастить  $p$ - $n$ -переход достаточно большой площади с малым количеством дефектов оказалось крайне трудной задачей [14]. Сегодня технология изготовления кремниевых структур находится на достаточно высоком уровне, что дает возможность создавать элементы большой площади, последовательное включение которых позволит поднять выходное напряжение. В связи с этим внимание ученых к этому материалу довольно высоко.

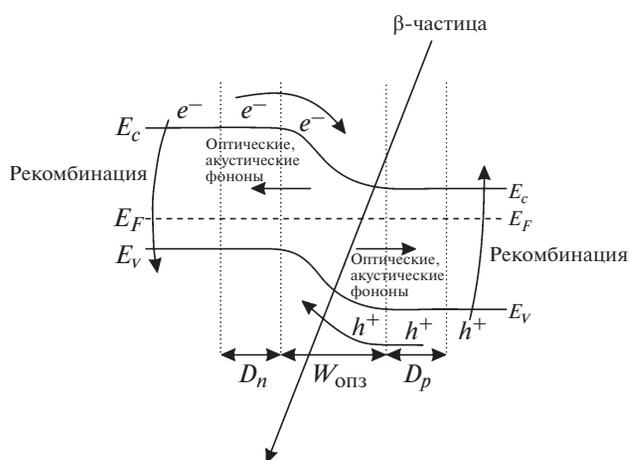


Рис. 1. Процесс образования э.д.п. при взаимодействии с внешним электроном.  $e^-$  – электрон;  $h^+$  – дырка;  $D_n$  и  $D_p$  – диффузионные длины электронов и дырок;  $W_{\text{опз}}$  – ширина области пространственного заряда;  $E_c$  – уровень зоны проводимости;  $E_v$  – уровень валентной зоны;  $E_f$  – уровень Ферми.

### 3. МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ БЕТАВОЛЬТАИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

Вопрос использования определенного  $\beta$ -изотопа в конструкции б.в.и.п. является комплексным. Процесс выбора подходящего источника включает в себя одновременное рассмотрение таких факторов, как период полураспада, который определяет максимальную активность источника и эффективный срок эксплуатации б.в.и.п., максимальную энергию  $\beta$ -распада, которая, наряду с активностью, определяет эффективную плотность мощности источника и возможность дефектообразования в полупроводниковой структуре.

Еще один фактор состоит в способе получения радиоизотопа. Если радиоизотоп формируется естественным образом в ходе распада, то его стоимость будет относительно экономичной. При производстве радиоизотопа, например, путем облучения нейтронами в ядерных реакторах через нейтронный захват его цена существенно возрастает.

Эти факторы совместно с технологическими свойствами самого радиоизотопа определяют возможность использования того или иного материала в б.в.и.п.

С одной стороны, для создания работающих долгое время (более 10–15 лет) источников питания предпочтительно использовать радиоактивные материалы с как можно большим периодом полураспада, но, с другой стороны, чем больше время полураспада, тем меньше испускаемый материалом поток  $\beta$ -частиц. Следовательно, максимальный ток и пиковая мощность будут в обратной зависимости от периода полураспада.

Таблица 1. Параметры  $\beta$ -радиоизотопов [16]

Изотоп	Средняя энергия частиц, кэВ	Максимальная энергия частиц, кэВ	Период полураспада, год	Удельная мощность, Вт/г
$^3\text{H}$	5.5	18.6	12.3	0.361
$^{42}\text{Ar}$	310	600	32.9	0.306
$^{63}\text{Ni}$	17	66.7	100.1	0.0057
$^{85}\text{Kr}$	220	670	10.75	0.518
$^{90}\text{Sr}$	196	546	28.8	0.149
$^{137}\text{Cs}$	187.1	1175.63	30.08	0.0962
$^{147}\text{Pm}$	66	224.1	2.62	0.412
$^{151}\text{Sm}$	24	76	90	0.004
$^{228}\text{Ra}$	13	46	5.75	0.015

Кроме того, нужно учитывать максимальную энергию  $\beta$ -частиц, испускаемых радиоизотопом, по отношению к энергии дефектообразования  $E_{th}$  для конкретного полупроводникового материала. Для полупроводников эта величина варьируется в диапазоне 150–400 кэВ. Поэтому при разработке б.в.и.п. следует использовать радиоизотоп, испускающий  $\beta$ -излучение с максимальной энергией, не превышающей  $E_{th}$ .

Выбор периода полураспада зависит от требований к сроку службы б.в.и.п., который может быть в два раза больше периода полураспада, например, в случае потребления нагрузкой только 25% от исходной мощности.

При всем разнообразии радиоактивных веществ выбор оптимального радиоизотопа для использования в б.в.и.п. является непростой задачей, так как абсолютное большинство изотопов испускает несколько видов излучений, включая вредное для здоровья человека  $\gamma$ -излучение. Поэтому к радиоактивному веществу предъявляются особые требования:

- радиоактивный материал должен быть чистым  $\beta$ -источником;
- период полураспада  $\geq 10$  лет;
- максимальная энергия ионизирующих частиц не должна превышать энергию дефектообразования в полупроводниковом материале.

Безопасное обращение с радиоактивными изотопами требуется при изготовлении и эксплуатации б.в.и.п. во избежание возможного проникновения через кожный покров. Как правило, энергия  $\beta$ -частиц, необходимая для проникновения через кожный покров, составляет от 70 до 150 кэВ [15]. Тем не менее, с осторожностью нужно следить за областью глаз и слизистых оболочек, так как они очень чувствительны к воздействию  $\beta$ -частиц.

Изотопы, которые могут быть применены в б.в.и.п., приведены в табл. 1.

Радиоизотопы  $^3\text{H}$ ,  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{147}\text{Pm}$ ,  $^{33}\text{P}$  и  $^{90}\text{Sr}$  использовались при изготовлении прототипов б.в.и.п.  $^3\text{H}$  и  $^{228}\text{Ra}$  имеют низкое значение энергии испускаемых частиц.  $^3\text{H}$  с периодом полураспада 12.3 года имеет удельную мощность  $\sim 361 \text{ мВт} \cdot \text{г}^{-1}$ , а  $^{228}\text{Ra}$  с периодом полураспада 5.75 года –  $15 \text{ мВт} \cdot \text{г}^{-1}$ . Тем не менее,  $^3\text{H}$  – газ, который крайне опасен в своем естественном состоянии и трудно обрабатывается, поэтому его целесообразно использовать в составе твердого вещества. Примером таких веществ являются тритиды титана или скандия (аналог гидридов). Титан и скандий известны своими свойствами абсорбировать и удерживать молекулы трития в требуемом состоянии [17]. Однако поток  $\beta$ -частиц из такого источника ограничивается собственным поглощением:  $\beta$ -частицы трития полностью поглощаются в титане или скандии толщиной меньше 1 мкм [18].

Наиболее исследованным и используемым в мире изотопом для радиоизотопных источников питания является  $^{90}\text{Sr}$  [19]. Он представляет собой чистый  $\beta$ -излучатель, который, распадаясь, превращается в  $^{90}\text{Y}$  – также  $\beta$ -излучатель с очень коротким периодом полураспада, 64 ч, и высокой средней энергией, 933.6 кэВ. Высокая энергия может вызвать значительные повреждения кристаллической решетки полупроводников.

Изотоп  $^{90}\text{Sr}$  используется для создания атомных батарей и для генераторов с тепловым циклом [20], однако высокая энергия частиц не позволяет создавать долговечные источники питания на основе  $\beta$ -преобразования. Также по этому критерию не подходят радиоизотопы  $^{42}\text{Ar}$  и  $^{85}\text{Kr}$ .

Другим вариантом  $\beta$ -источника является  $^{147}\text{Pm}$ , который обладает высокой удельной мощностью,  $412 \text{ мВт} \cdot \text{г}^{-1}$ , и максимальной энергией 224.1 кэВ, но его недостатком является побочное  $\gamma$ -излучение. Поскольку проникающая способность  $\gamma$ -лучей высока, вопрос безопасности для  $^{147}\text{Pm}$  выходит

**Таблица 2.** Свойства полупроводниковых материалов, применяемых для б.в.и.п. [24]

Характеристика	Si	GaAs	SiC	GaN	C
Ширина запрещенной зоны $E_g$ , эВ	1.12	1.42	3.3	3.4	5.48
Энергия смещения атома из узла кристаллической решетки $E_d$ , эВ	19	10	28	24	43
Энергия ионизации $W$ , эВ	3.63	4.13	6.88	8.9	12.4
Время жизни неосновных носителей $\tau$ , с:					
$n$	$10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-9}$	$10^{-9}$
$p$	$10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-9}$	$10^{-9}$
Подвижность $\mu$ , $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ :					
$n$	1400	8500	800	1000	2200
$p$	450	400	120	350	1800
Плотность $\rho$ , $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	2.33	5.32	3.22	6.15	3.51

на первый план. Период полураспада (2.62 года) не позволит создавать источники питания с длительным сроком службы. Более того, пары прометия являются чрезвычайно ядовитыми, что сдерживает его применение.

Для применения в б.в.и.п. на основе полупроводниковых материалов наиболее интересными с технической точки зрения являются  $^{63}\text{Ni}$  и  $^{151}\text{Sm}$ . Невысокая максимальная энергия  $\beta$ -спектров этих радионуклидов не создает проблем с радиационной защитой, также  $\beta$ -частицы с такими энергиями не способны нанести радиационных повреждений полупроводниковой структуре, что полностью исключает деградацию  $p$ - $n$ -переходов.

Кроме того, эти радионуклиды являются чистыми  $\beta$ -источниками, и период полураспада данных веществ достаточен для создания элементов питания с длительным сроком службы (более 25 лет). Также эти радиоизотопы являются металлами, что позволяет их интегрировать в полупроводниковую технологию, а проникающая способность составляет десятки микрометров, что обеспечивает свободу в выборе технологии изготовления б.в.и.п. [21].

К недостаткам данных изотопов, которые необходимо учитывать при разработке б.в.и.п., нужно отнести их низкую удельную мощность (5.7 мВт/г для  $^{63}\text{Ni}$  и 4 мВт/г для  $^{151}\text{Sm}$ ) и чрезвычайно высокую стоимость (например, стоимость 1 Ки  $^{63}\text{Ni}$  составляет около 4000 \$) [22]. Низкое значение удельной мощности  $^{63}\text{Ni}$  связано с его длительным периодом полураспада и низким значением средней энергии.

Необходимость использования  $\beta$ -изотопа  $^{63}\text{Ni}$  с максимальной активностью диктуется требованиями получения максимально возможной мощности элемента питания. По литературным данным [23], при использовании в качестве материала полупроводниковой структуры кремния и при

невысоких активностях изотопа  $^{63}\text{Ni}$  (1–5 мКи/см<sup>2</sup>) выходная мощность элемента питания составляет единицы нановатт на квадратный сантиметр. Следовательно, для увеличения выходной мощности элемента питания необходимо, помимо конструкционных решений, использовать также  $\beta$ -источник с максимально допустимым значением активности.

Выбор материала полупроводникового преобразователя, его топологической конфигурации и толщины слоев будет обязательно зависеть от выбора определенного радиоизотопа. Кроме того, необходимо учитывать ограничения по стоимости, характеристикам материала, доступности и технологичности.

К полупроводниковым материалам предъявляются следующие основные требования:

- материал должен быть технологичным и массово использоваться в нано- и микроэлектронике;
- энергия дефектообразования должна быть выше, чем максимальная энергия  $\beta$ -источника;
- ширина области пространственного заряда должна быть сравнима по размерам с глубиной проникновения  $\beta$ -частиц;

В табл. 2 приведены основные свойства коммерчески доступных полупроводниковых материалов.

#### 4. ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И ЭКСПЛУАТАЦИИ Б.В.И.П.

Конструкция самого простого б.в.и.п. состоит из полупроводникового преобразователя и источника  $\beta$ -частиц [21]. Основная задача бетавольтаического преобразователя состоит в генерации э.д.п. и их сборе на электродах. Для достижения максимальной выходной мощности важно максимизировать разделение э.д.п. и предельно сни-

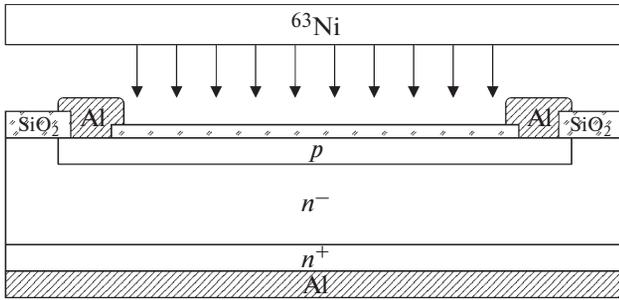


Рис. 2. Конструкция элемента б.в.и.п. на основе  $p-n$ -перехода и радиоизотопа  $^{63}\text{Ni}$ .

зять их рекомбинацию. Рекомбинация э.д.п. является основной причиной потери выходной мощности. Основная задача при разработке конструкции бетавольтаического преобразователя состоит в том, чтобы максимум генерации э.д.п. приходился на обедненную область. Следовательно, базовую область бетавольтаического преобразователя необходимо делать максимально тонкой.

Существуют различные типы переходов, доступных для бетавольтаического преобразователя: барьер Шоттки или  $p-n$ -переход. Конструкция базового элемента б.в.и.п. на основе  $p-n$ -перехода и радиоизотопа  $^{63}\text{Ni}$  показана на рис. 2. Радиоактивный изотоп в данной конструкции размещен над поверхностью полупроводникового преобразователя.

Конструкция электродов бетавольтаического преобразователя оказывает влияние на эффективность конверсии энергии  $\beta$ -частиц. Если металл электрода находится в промежутке между радиоизотопом и преобразователем, то он является мертвым слоем, в котором происходит поглощение энергии  $\beta$ -частиц. Кроме того, часть  $\beta$ -частиц будет отражена, в результате чего существенно снизится полная энергия, поглощенная в полупроводнике.

Количество обратно рассеянных электронов сильно зависит от зарядового числа  $Z$ . Чтобы снизить эти потери, необходимо исключить из конструкции металлы с высоким зарядовым числом  $Z$ , такие как Au или Pt, либо изготавливать их максимально тонкими. Другим путем снижения потерь является использование конструкции электрода по периферии кристалла преобразователя или в виде сетки. Такое решение приведет к увеличению тока короткого замыкания за счет снижения обратного рассеяния электронов.

Для повышения эффективности сбора носителей заряда одним из основных требований к конструкции бетавольтаического преобразователя является увеличение ширины области пространственного заряда. Кроме того, эффективность сбора также зависит от диффузи-

онной длины, которая связана с подвижностью и временем жизни носителей заряда. Глубина проникновения  $\beta$ -частиц в полупроводнике определяет эффективную глубину залегания перехода. Расчет глубины проникновения  $\beta$ -частиц может быть выполнен различными методами, такими как код Монте-Карло (MCNP) [25], модель Канайи–Окаямы [26] или на основе эмпирических уравнений [27].

Код MCNP для переноса  $\beta$ -частиц может быть использован для точного расчета распределения энергии  $\beta$ -частиц и глубины их проникновения [25]. Скорость генерации э.д.п. на единицу толщины полупроводника можно вычислить с помощью MCNP:

$$G(x) = \frac{AE(x)}{E_{EHP}}, \quad (1)$$

где  $A$  — активность радиоизотопа;  $E(x)$  — распределение энергии, оцениваемое методом MCNP в зависимости от расстояния до полупроводника и с учетом потерь во всех слоях;  $E_{EHP}$  — средняя энергия, необходимая для генерации одной э.д.п.

Тем не менее, скорость генерации э.д.п. может быть приближена без MCNP [28] с использованием выражения:

$$G(x) = \frac{A(1-f)E_{\beta\text{beta}}}{E_{EHP}}, \quad (2)$$

где  $E_{\beta\text{beta}}$  — энергия  $\beta$ -частиц;  $f$  — коэффициент обратного рассеяния.

Поглощение энергии  $\beta$ -частицы в полупроводнике становится незначительным при прохождении частицей половины пути торможения. Это происходит потому, что траектория  $\beta$ -частицы случайным образом рассеивается, в результате средняя глубина проникновения  $\beta$ -частиц меньше, чем диапазон тормозного пути. Кроме того, большая часть энергии  $\beta$ -частиц при низкой энергии радиоизотопов, таких как  $^{63}\text{Ni}$ , накапливается вблизи поверхности полупроводникового материала [29].

Глубина проникновения изменяется в зависимости от энергии  $\beta$ -частиц. Следует отметить, что  $\beta$ -частицы генерируются в непрерывном спектре в процессе радиоактивного  $\beta$ -распада. Следовательно, глубина залегания  $p-n$ -перехода и ширина области пространственного заряда должны быть спроектированы и рассчитаны исходя из глубины проникновения  $\beta$ -частиц. Максимум энерговыделения  $\beta$ -частиц должен находиться в области пространственного заряда для достижения максимального сбора э.д.п. Ширину области пространственного заряда для  $p-n$ -перехода можно определить по следующим выражениям:

$$W_{\text{опз}} = \sqrt{\Phi_k \frac{2\epsilon\epsilon_0(N_a + N_d)}{qN_aN_d}}, \quad (3)$$

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (4)$$

где  $\varphi_k$  – встроенный потенциальный барьер;  $\epsilon$  и  $\epsilon_0$  – диэлектрические постоянные в материале и вакууме соответственно;  $N_a$  и  $N_d$  – концентрации легирования  $p$ - и  $n$ -типа областей;  $n_i$  – собственная концентрация носителей;  $q$  – заряд электрона;  $k$  – константа Больцмана;  $T$  – температура.

Из выражений (3), (4) следует, что концентрация легирующей примеси является одним из важнейших параметров материала бетавольтаического преобразователя и влияет на ширину области пространственного заряда, ток короткого замыкания и напряжение холостого хода [30]. Снижение концентрации легирующей примеси приводит к увеличению ширины области пространственного заряда и диффузионной длины неосновных носителей заряда, что повышает эффективность сбора заряда и увеличивает ток короткого замыкания. Тем не менее, низкий уровень легирования приводит к увеличению токов утечки, встроенный потенциальный барьер уменьшается, что в свою очередь снижает напряжение холостого хода.

Изменение тока утечки на несколько наноампер оказывает большое влияние на эффективность б.в.и.п. Причина заключается в том, что ток, генерируемый во время облучения, находится в диапазоне от нескольких наноампер до микроампер. Увеличение тока утечки приводит к тому, что он становится сопоставимым с генерируемым током и значительно снижает выходную мощность. Таким образом, для достижения максимальной эффективности работы б.в.и.п. концентрация легирующей примеси должна быть оптимизирована.

Согласно анализу, проведенному в работе [30], уровни легирования  $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в области  $p$ -типа и  $10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в области  $n$ -типа являются оптимальными значениями концентраций для бетавольтаического преобразователя на основе Si и  $^{63}\text{Ni}$  с глубиной залегания перехода  $\sim 0.3 \text{ мкм}$ .

Другим способом снижения влияния тока утечки является введение дополнительных слоев в конструкцию кристалла преобразователя, а также использование дополнительных технологических операций. Так, например, ток утечки может быть снижен путем формирования изоляционного кольца на периферии кристалла и применения операции гетеррирования [31]. Максимальная выходная мощность и к.п.д. преобразования б.в.и.п. могут быть улучшены двумя способами: увеличением активности радиоизотопного источника и разработкой новых конструкций преобразователя.

Производительность б.в.и.п. также зависит от температуры окружающей среды. Исследования температурной зависимости основных параметров показали [32, 33], что напряжение холостого хода, максимальная выходная мощность и к.п.д.

преобразования увеличиваются при снижении температуры из-за снижения тока утечки. И, наоборот, производительность б.в.и.п. снижается при повышении температуры, которое может возникнуть в результате работы конечного изделия.

Диффузионная длина неосновных носителей заряда, собственная концентрация носителей и подвижность зависят от температуры. Диффузионная длина и ток утечки непосредственно связаны с током короткого замыкания и напряжением холостого хода. Повышение температуры снижает производительность из-за уменьшения напряжения холостого хода, в то время как ток короткого замыкания почти не зависит от изменения температуры.

Радиационно-стимулированный ток структуры может быть определен как

$$I_L = I_{\text{опз}} + I_p + I_n, \quad (5)$$

где  $I_{\text{опз}}$  – дрейфовый ток области пространственного заряда;  $I_n$  и  $I_p$  – токи электронов и дырок соответственно, включающие дрейфовую и диффузионную составляющие.

Токи из квазинейтральных областей определяются выражениями:

$$I_n = S \left( q\mu_n n(x)E + qD_n \frac{dn_p}{dx} \right); \quad (6)$$

$$I_p = S \left( q\mu_p p(x)E + qD_p \frac{dp_n}{dx} \right), \quad (7)$$

где  $S$  – площадь преобразователя;  $n(x)$  и  $p(x)$  – концентрации электронов и дырок в данной точке полупроводника;  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – подвижности электронов и дырок соответственно;  $D_n$  и  $D_p$  – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно;  $E$  – напряженность электрического поля.

Дрейфовый ток области пространственного заряда определяется выражением:

$$I_{\text{опз}} = -Sq \int_0^{W_{\text{опз}}} G(x) dx. \quad (8)$$

Напряжение холостого хода определяется как

$$U_{\text{xx}} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{I_L}{I_S} + 1 \right), \quad (9)$$

где  $I_L$  – генерированный ток короткого замыкания;  $I_S$  – обратный ток.

При теоретических расчетах ток утечки  $I_S$  включает в себя две составляющие: диффузионную  $I_{\text{dif}}$  из квазинейтральных областей и генерационно-рекомбинационную  $I_{g-r}$ :

$$I_S = I_{\text{dif}} + I_{g-r}, \quad (10)$$

где

$$I_{dif} = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}; \quad (11)$$

$$I_{g-r} = \frac{qn_i W_{опз}}{\tau_e}. \quad (12)$$

Максимальная мощность б.в.и.п. определяется выражением:

$$P_{max} = U_{xx} I_{кз} FF, \quad (13)$$

где

$$FF = \frac{I_m V_m}{I_{кз} V_{xx}}. \quad (14)$$

Здесь  $I_m$ ,  $V_m$  – максимальные ток и напряжение;  $I_{кз}$ ,  $V_{xx}$  – ток короткого замыкания и напряжение холостого хода,  $FF$  – коэффициент заполнения.

Эффективность преобразования бетавольтаического преобразователя может быть определена по формуле

$$\eta = \frac{P_{max}}{P_{theory}} = \frac{FF I_{кз} V_{xx}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 3.7 \cdot 10^7 A E_{avg}}, \quad (15)$$

где  $P_{theory}$  – теоретическая максимальная мощность радиоизотопа;  $A$ , мКи – активность;  $E_{avg}$ , эВ – средняя энергия  $\beta$ -частиц.

Общий коэффициент полезного действия б.в.и.п. также может быть найден как

$$\eta = \eta_s \eta_c, \quad (16)$$

где  $\eta_s$  и  $\eta_c$  – эффективности радиоизотопа и бетавольтаического преобразователя соответственно.

Эффективность источника  $\beta$ -частиц определяется отношением энергии, падающей на бетавольтаический преобразователь, к фактической энергии радиоизотопа. Эта эффективность учитывает эффект самопоглощения радиоизотопа, все факторы геометрии и потерь, в том числе долю тех  $\beta$ -частиц, которые не направлены на полупроводник. Эффективность бетавольтаического преобразователя определяется максимальной выходной мощностью, выделяемой в полупроводнике. Она учитывает рекомбинацию и тепловые потери в структуре преобразователя.

В результате эффекта самопоглощения не все  $\beta$ -частицы достигают объема полупроводника. Следовательно, толщина слоя радиоизотопа должна быть оптимизирована так, чтобы свести к минимуму эффект самопоглощения. Количество  $\beta$ -частиц, доступных для преобразования в бетавольтаическом преобразователе, может быть представлено в виде фактической радиоактивности и видимой радиоактивности.

Фактическая радиоактивность – это радиоактивность изотопа с учетом его удельной активности и массы. Видимая радиоактивность характе-

ризует излучение источника и может быть измерена с помощью детектора излучения. Видимая радиоактивность из-за самопоглощения  $\beta$ -частиц внутри источника всегда меньше, чем фактическая радиоактивность, и описывается выражениями [34]:

$$\Phi = \frac{C}{\mu_m} (1 - e^{-\mu_m t_m}); \quad (17)$$

$$\mu_m = \frac{0.017}{E_{max}^{1.43}}, \quad (18)$$

где  $C$ , мКи  $\cdot$  мг $^{-1}$  – удельная активность;  $\mu_m$ , см $^2 \cdot$  мг $^{-1}$  – массовый коэффициент ослабления исходного радиоактивного материала;  $t_m$ , мг  $\cdot$  см $^{-2}$  – массовая толщина радиоактивного источника;  $E_{max}$ , МэВ – максимальная энергия  $\beta$ -частиц.

Масса радиоизотопа является важным параметром при конструировании бетавольтаического преобразователя, поскольку поверхностная активность радиоизотопа сначала возрастает с увеличением массовой толщины, после чего переходит в насыщение из-за эффекта самопоглощения. Оптимизация этого параметра является определяющей при проектировании б.в.и.п. с максимальной низкой стоимостью.

Толщина, при которой эффект самопоглощения и видимая активность оптимизированы, для  $^{63}\text{Ni}$  составляет  $\sim 3$  мкм [23]. Увеличение площади поверхности радиоизотопного источника и полупроводникового преобразователя является эффективным способом, позволяющим снизить эффект самопоглощения и повысить плотность мощности до нескольких милливольт на квадратный сантиметр. Для этого в первую очередь необходимо увеличивать активную площадь преобразователя, масштабируя ее горизонтально или вертикально.

Увеличение только горизонтальных размеров планарных структур не дает должного эффекта вследствие неполного использования объема подложки, поскольку активная глубина полупроводникового преобразователя составляет  $\approx 30$  мкм.

Увеличение площади преобразователя путем создания глубоких вертикальных микроканалов является наиболее привлекательным направлением для увеличения удельной выходной мощности. Такой шаг технологически сложнее из-за появления дополнительных процессов, однако он позволяет в разы увеличить рабочую площадь, максимально использовать поток  $\beta$ -частиц и создавать структуры с областью пространственного заряда, занимающей все пространство между микроканалами для наиболее эффективного сбора носителей заряда. Пример такой структуры представлен на рис. 3 [35].

Последовательность технологических операций для создания структур данного типа включает в себя следующие основные процессы:

- фотолитография для задания размеров и расположения микроканалов в подложке;

- глубокое травление для получения микроканалов заданной глубины; расстояние между микроканалами должно быть равно удвоенному значению диффузионной длины неосновных носителей заряда, диаметр выбирается исходя из максимального увеличения площади лицевой поверхности и возможностей технологии нанесения на поверхность микроканалов  $\beta$ -изотопа;

- формирование на микроканальной поверхности  $p$ - $n$ -перехода;

- нанесение на поверхность микроканалов  $\beta$ -изотопа;

- формирование контактов к структуре.

На основе всех обсуждений установлено, что должны соблюдаться следующие принципы проектирования б.в.и.п.

1. Выбор радиоизотопа для б.в.и.п. зависит от конкретной сферы применения и ограничивается периодом полураспада, средней и максимальной энергией  $\beta$ -частиц, наличием побочных продуктов при распаде ( $\gamma$ -лучей). В первую очередь необходимо знать срок службы и требования к питанию в режиме эксплуатации.

2. Максимальная энергия  $\beta$ -частиц должна быть ниже пороговой энергии дефектообразования в полупроводниковом материале. Широкозонные материалы, такие как GaN и SiC, имеют наиболее высокую радиационную стойкость.

3. Для максимального использования энергии радиоизотопа необходимо учитывать эффект самопоглощения и знать геометрию его границ.

5. Увеличение активности радиоизотопа приводит к возрастанию тока короткого замыкания.

6. Контакты должны располагаться по периметру кристалла бетавольтаического преобразователя, необходимо использовать материалы контактных слоев с низким зарядовым числом  $Z$ , что снизит обратное рассеяние и поглощение энергии  $\beta$ -частиц.

7. Электроды должны иметь хороший омический контакт с низким контактным сопротивлением.

8. Необходимо определить глубину проникновения  $\beta$ -частиц в бетавольтаический преобразователь. Это имеет важное значение для определения глубины залегания  $p$ - $n$ -перехода и области пространственного заряда. Методом Монте-Карло можно определить более точную глубину проникновения  $\beta$ -частиц и их распределение энергии.

9. Ширина области пространственного заряда должна быть такой, чтобы большая часть  $\beta$ -частиц выделяла свою энергию в ней. Большая ширина обедненной области является одним из главных требований при проектировании бетавольтаического преобразователя.

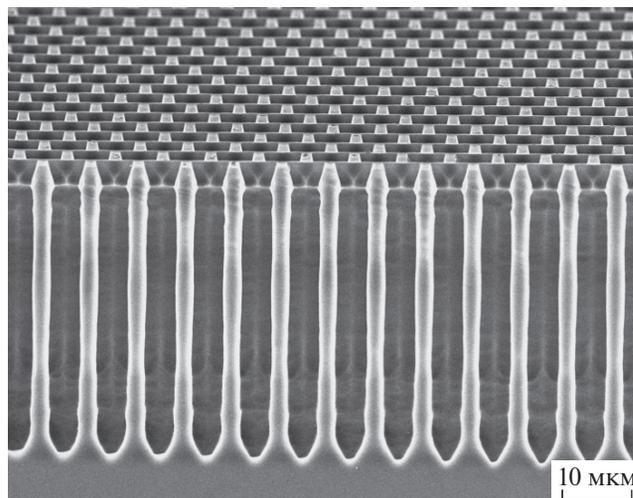


Рис. 3. Полученное с помощью растрового электронного микроскопа изображение микроканальной структуры бетавольтаического преобразователя.

10. Низкая концентрация легирующей примеси подложки увеличивает диффузионную длину неосновных носителей заряда, которая в свою очередь повышает эффективность сбора заряда.

11. Ток утечки зависит от концентрации легирования: он возрастает с уменьшением этой концентрации. При этом напряжение холостого хода сильно зависит от тока утечки, в свою очередь зависящего от собственной концентрации носителей.

12. Бездефектные структуры и пассивация поверхности должны использоваться для снижения потерь, связанных с рекомбинацией носителей заряда.

13. Собственная концентрация носителей зависит от температуры (возрастает с повышением температуры), следовательно, напряжение холостого хода, коэффициент заполнения, эффективность преобразования и выходная мощность при этом уменьшаются. Тем не менее, влияние температуры на ток короткого замыкания незначительно.

14. Использование широкозонных полупроводников увеличивает эффективность преобразования, напряжение холостого хода и выходную мощность, но снижает ток короткого замыкания.

Многие из этих принципов являются взаимоисключающими, следовательно, необходима оптимизация структуры и параметров для каждого конкретного применения.

По принципам проектирования необходимо, чтобы ширина области пространственного заряда была выбрана так, чтобы большинство э.д.п. генерировалось в этой области. Однако подобные ограничения справедливы для полупроводниковых материалов с относительно невысоким временем жизни неосновных носителей заряда.

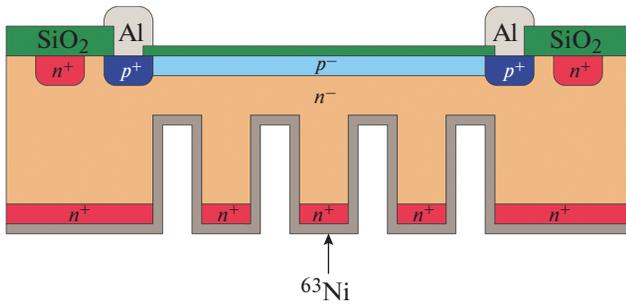


Рис. 4. 3D-конструкция бетавольтаического преобразователя.

В случае Si время жизни неосновных носителей заряда составляет несколько десятков и даже сотен микросекунд, что позволяет эффективно разделять носители, генерируемые в квазинейтральной области. Это подтверждено экспериментами при облучении обратной стороны бетавольтаического преобразователя [31, 36].

В связи с этим предложена 3D-конструкция бетавольтаического преобразователя, отличительной особенностью которого является двухстороннее преобразование излучения. Схематично структура представлена на рис. 4.

В данной конструкции чувствительная структура с  $p-n$ -переходом, собирающая э.д.п., располагается на лицевой стороне кристалла, отдельно от радиоизотопа. Это позволяет создать  $p-n$ -переход высокого качества много меньшей площади и соответственно снизить обратный ток. При этом не возникает технологических проблем с формированием однородности глубины залегания  $p-n$ -перехода и его закорачивания при нанесении радиоизотопа. На обратной стороне пластины формируются микроканалы, которые заполняются радиоизотопом.

Выходная мощность бетавольтаического преобразователя повышается за счет генерации носителей в квазинейтральной области. При этом при последовательной сборке б.в.и.п.  $\beta$ -частицы, испускаемые с обратной стороны одного бетавольтаического преобразователя, будут поглощаться лицевой стороной другого бетавольтаического преобразователя, как это показано на рис. 5.

Высокий коэффициент отношения площади, принимающей излучение, к объему кремниевого материала позволяет получать большую мощность на единицу объема преобразователя. Технология изготовления многослойных б.в.и.п. предполагает принцип отдельного изготовления двух “независимых” элементов и последующего их соединения методом “флип-чип”.

Данный способ реализации конструкции имеет свои достоинства, которые заключаются в упрощении технологии изготовления, что позво-

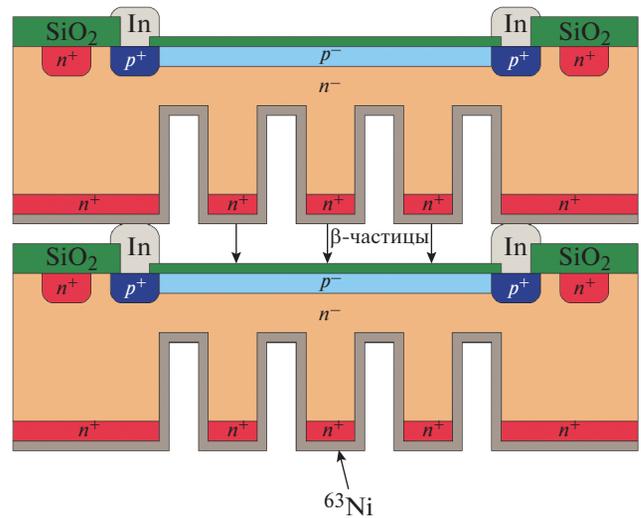


Рис. 5. Схема соединения бетавольтаических преобразователей.

ляет сделать источник питания весьма компактным. Однако существенным недостатком такой технологии является необходимость соединения каждого соответствующего элемента, что технологически трудно осуществить для б.в.и.п. площадью менее 20 мм<sup>2</sup>.

Технология изготовления предлагаемой структуры состоит из следующей последовательности технологических операций:

- формирование охранного диффузионного кольца вокруг рабочей области для снижения уровня обратного тока и создание геттерного слоя с обратной стороны пластины;
- формирование чувствительного  $p-i-n$ -диода с  $p-n$ -переходом (0.3–0.4 мкм) на лицевой поверхности;
- формирование микроканалов на тыльной стороне пластины;
- резка пластины на отдельные кристаллы и их отбраковка;
- электрохимическое нанесение <sup>63</sup>Ni толщиной 2–3 мкм на тыльную поверхность кристалла;
- сборка б.в.и.п.

## 5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### 5.1. Бетавольтаические преобразователи на основе Si

Большая часть исследований бетавольтаических преобразователей проведена на Si, так как этот материал является доступным и хорошо изученным. Он широко используется в промышленности, его технология микрообработки хорошо развита. В качестве радиоизотопов при изготовлении б.в.и.п. использовались <sup>63</sup>Ni, <sup>147</sup>Pm и <sup>3</sup>H.

Для оптимизации электрофизических параметров полупроводниковых преобразователей исследовались различные диодные полупроводниковые структуры: с простым  $p-n$ -переходом, диоды Шоттки и  $p-i-n$ -структуры. Основной конструкцией является плоский  $p-n$ -переход.

В работе [3] использовалась простейшая конструкция бетавольтаического преобразователя, созданная по планарной технологии с одной "lift-off" литографией. На рабочую сторону преобразователя с помощью стандартной трехэлектродной установки на слои металлов Ti/Ni (50/20 нм) наносился слой радиоизотопа  $^{63}\text{Ni}$  активностью 4 мКи.

Полученный образец обладал следующими характеристиками:  $U_{\text{xx}} = 0.8$  мВ,  $I_{\text{кз}} = 11$  нА,  $P_{\text{max}} = 2.5$  пВт. Следует отметить, что эта простая и дешевая технология достаточна для создания б.в.и.п., однако незащищенный  $p-n$ -переход, границы которого выходят на поверхность, приводит к большим обратным токам, что значительно снижает эффективность преобразования  $\beta$ -излучения.

Одной из основных причин низкой выходной мощности бетавольтаического преобразователя является изотропное излучение радиоизотопа, поэтому следующим шагом для увеличения эффективности сбора и преобразования энергии  $\beta$ -распада стало использование структур с развитой поверхностью, например инвертированных пирамид, которые хорошо зарекомендовали себя в солнечной энергетике [37].

Пирамидальные углубления, полученные анизотропным травлением, позволили увеличить эффективную площадь поверхности по сравнению с планарной поверхностью. Радиоизотоп  $^{63}\text{Ni}$  с различной активностью (2.4, 4, 7 и 10 мКи) гальванически наносился на алюминиевую подложку и служил в качестве источника  $\beta$ -частиц. Использование текстурированной конструкции позволило повысить плотность тока короткого замыкания элемента на 5% по сравнению с планарной конструкцией.

В работе [38] была исследована эффективность преобразования бетавольтаических преобразователей на основе диода Шоттки (Au-Si) и на основе планарного  $p-n$ -перехода при облучении  $\beta$ -частицами, испускаемыми радиоизотопами  $\text{TiT}_2$  и  $^{63}\text{Ni}$ , которые были нанесены на металлическую подложку диаметром 12 мм. Активность источников  $\beta$ -частиц составляла 1538 и 296 МБк соответственно.

При облучении тритиевым источником ток короткого замыкания для диода Шоттки более чем в два раза превышал величину тока для  $p-n$ -перехода, а при облучении радиоизотопом  $^{63}\text{Ni}$  токи оставались примерно одинаковыми. Однако бетавольтаический преобразователь на основе диода Шоттки имел повышенное значение обратного тока, что снижало напряжение хо-

лостного хода до 100 мВ по сравнению со 140 мВ для  $p-n$ -перехода.

В работе [39] были исследованы б.в.и.п. на основе  $p-i-n$ -диодов с различными уровнями легирования  $i$ -области. Основной задачей было отслеживание образования радиационно-индуцированных дефектов при длительном облучении  $\beta$ -частицами от источника  $^{63}\text{Ni}$  с активностью 2.2 мКи. Результаты исследования показали, что для б.в.и.п. с низкой концентрацией легирующей примеси в  $i$ -области эффективность преобразования энергии  $\beta$ -частиц не изменялась. При этом были получены следующие параметры:  $U_{\text{xx}} = 28$  мВ,  $I_{\text{кз}} = 27.36$  нА,  $P_{\text{max}} = 0.7$  нВт.

Изотропия излучения  $\beta$ -частиц стала причиной появления сендвичных бетавольтаических преобразователей, в которых поглощение осуществляется в двух направлениях [40]. Была предложена и разработана конструкция, в которой источник  $^{63}\text{Ni}$  помещался между двумя последовательно соединенными бетавольтаическими преобразователями. Полученный образец при комнатной температуре обладал следующими характеристиками:  $U_{\text{xx}} = 0.2$  мВ,  $I_{\text{кз}} = 10$  нА,  $P_{\text{max}} = 6$  пВт.

Современная тенденция разработок бетавольтаических преобразователей направлена на создание трехмерных конструкций и технологий, позволяющих более эффективно осуществлять сбор  $\beta$ -частиц и генерируемых носителей заряда при одинаковом с планарной конструкцией занимаемом объеме. В одних из первых работ по 3D-конструкциям [41, 42] был предложен трехмерный кремниевый диод, сформированный глубоким (50–80 мкм) анодным травлением.

Используя разупорядоченную морфологию пор, исследователи добились максимальной площади поверхности, которая составила 116 см<sup>2</sup>, при размере кристалла  $2.4 \times 2.4$  см. В качестве источника  $\beta$ -частиц использовался газообразный  $^3\text{H}$ . В данной конструкции не только увеличена активная площадь структуры, но и отсутствует проблема изотропного излучения  $\beta$ -частиц, а также снижено обратное рассеяние.

В результате выходная мощность б.в.и.п. с пористой поверхностью значительно выросла в связи с увеличением напряжения холостого хода и тока короткого замыкания. Так как  $^3\text{H}$  является газом, то он полностью заполняет микроканалы, и в этом случае практически все излучение преобразуется в электрический ток, что выразилось в увеличении к.п.д. в 10 раз по сравнению с плоской конструкцией, однако его номинальное значение составило всего 0.22%.

В работе [43] 3D-структура также формировалась глубоким анодным травлением, в качестве источника  $\beta$ -излучения предполагалось использование изотопа  $^{63}\text{Ni}$ . Однако из-за его отсутствия

исследователями в качестве источника электронов применялась электронная пушка с энергией падающих электронов 15 кэВ, что близко к средней энергии  $\beta$ -частиц  $^{63}\text{Ni}$  (17 кэВ).

Заполнение микроканалов никелем осуществлялось с использованием нерадиоактивной никелевой соли из электролита Уоттса. Исследовались преобразователи двух типов: планарный  $p$ - $n$ -переход на кремнии  $p$ -типа и  $p$ - $n$ -переход, сформированный в слое макропористого кремния. Установлено, что эффективность устройств на основе макропористого кремния значительно превосходит такую же для планарных конструкций. На электронно-лучевой имитации были получены удельные мощности 0.46 и 1.5 нВт/см<sup>2</sup> соответственно для планарных и трехмерных  $p$ - $n$ -переходов.

Технология изготовления и заполнения неупорядоченной пористой структуры изотопом  $^{63}\text{Ni}$  была предложена в работе [44]. Осаждение никелевого слоя на внутреннюю поверхность микроканальных структур происходило по реакции замещения кремния из водного электролита состава 154.76 г/л  $\text{NiSO}_4$  + 92.55 г/л  $\text{NH}_4\text{F}$  + 0.88 г/л кумарина с добавлением лаурилсульфата натрия в качестве смачивающего агента при плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup> и температуре 60°C. Толщина стенки никелевого покрытия составляла 1 мкм, а внутренний диаметр никелевой трубки — 4 мкм.

Большое разнообразие исследований производительности б.в.и.п. на основе Si имеет место благодаря различным типам полупроводниковых переходов и конструкций, а также радиоизотопам с различной активностью. Увеличение площади поверхности кремниевых бетавольтаических преобразователей будет наилучшим направлением оптимизации конструкций из-за их более высокой выходной мощности при одинаковом с планарными конструкциями занимаемом объеме.

Трехмерные структуры, независимо от использования радиоизотопа, позволяют достигать более высокой эффективности преобразования. Однако создание элементов с такой конструкцией представляет собой ряд сложных и пока не до конца решенных технологических задач, прежде всего, из-за высоких значений тока утечки, а также отсутствия промышленной технологии заполнения щелей или микроканалов радиоизотопом.

При моделировании для Si и  $^{63}\text{Ni}$  с активностью 10 мКи/см<sup>2</sup> были получены следующие параметры: напряжение холостого хода — 0.35 В, плотность тока короткого замыкания — 157 нА/см<sup>2</sup>, коэффициент полезного действия — 3.17% [45]. Однако экспериментальные результаты, даже для планарных конструкций, оказались значительно ниже, чем результаты моделирования: напряжение холостого хода — до 0.15 В, ток короткого замыкания — до 70 нА/см<sup>2</sup>, а эффективность преобразования око-

ло 1%. Максимальная экспериментальная плотность мощности для кремниевого б.в.и.п. на основе  $^{63}\text{Ni}$  составила 6 нВт/см<sup>2</sup>. Результаты разработок остальных б.в.и.п. на основе Si представлены в разделе Заключение.

## 5.2. Бетавольтаические преобразователи на основе SiC

4Н-SiC является гексагональным политипом карбида кремния, который имеет ширину запрещенной зоны 3.3 эВ. Наличие высококачественных подложек и преимущество в эпитаксиальной технологии роста пленок делает 4Н-SiC лучшим материалом для применения в бетавольтаике. Он имеет высокую теплопроводность, температурную стабильность, радиационную стойкость и высокую электронную подвижность.

Результаты моделирования и экспериментов по исследованию структур с барьером Шоттки и  $p$ - $n$ -переходом на основе SiC и 4Н-SiC были описаны в нескольких работах. В структурах в качестве радиоизотопного источника использовались  $^{63}\text{Ni}$  и Т. При моделировании для SiC и  $^{63}\text{Ni}$  были получены следующие параметры: напряжение холостого хода — 2.53 В, плотность тока короткого замыкания — 152 нА/см<sup>2</sup>, коэффициент полезного действия — 11.8% [46].

Еще одной особенностью карбид-кремниевых бетавольтаических преобразователей является значительно пониженное влияние температуры [14]. В диапазоне 25–150°C изменение сопротивления составляет всего лишь 20%, что очень мало по сравнению с аналогичным показателем для кремниевых приборов (200%). Однако для достижения требуемых электронных свойств и большого времени жизни в SiC необходимо добиться высокой степени структурного совершенства получаемых кристаллов при достаточной для дальнейшей сборки площади.

В работе [10] в качестве преобразователя использовался  $p$ - $n$ -переход на основе 4Н-SiC, а в качестве источника  $\beta$ -излучения —  $^{63}\text{Ni}$  с активностью 1 мКи, эффективность преобразования при этом составила 6%. Однако следует отметить, что указанные параметры были получены на образцах площадью 500 × 500 мкм<sup>2</sup>, при этом напряжение холостого хода составило 0.72 В, а плотность тока короткого замыкания — 16.8 нА/см<sup>2</sup>.

Бетавольтаические преобразователи на основе диода Шоттки были исследованы в работах [47, 34]. В качестве полупроводникового материала использовалась подложка 4Н-SiC, на которую в качестве контакта Шоттки наносился слой Ni в одном случае толщиной 200 нм [47], а в другом — 400 нм [34]. Разработанные образцы подвергались облучению  $\beta$ -частицами, испускаемыми радиоизотопом  $^{63}\text{Ni}$  с активностью 5 мКи/см<sup>2</sup> [47] и 0.12 мКи

[34], при этом эффективность преобразования составила 1.01 и 1.2% соответственно. Напряжение холостого хода, полученное на образцах, составило 0.49 В [34] и 0.27 В [47], а максимальная плотность тока короткого замыкания – 30 нА/см<sup>2</sup> [34] и 25.5 нА/см<sup>2</sup> [47] соответственно.

При изготовлении образцов б.в.и.п. на основе SiC используется подложка толщиной 300–500 мкм, однако активны только 20 мкм. Дальнейшие разработки с использованием технологии утонения подложки до 50 мкм значительно улучшили выходные параметры б.в.и.п. [48]. По сообщению исследователей, была достигнута рекордная эффективность преобразования, которая составила 22.3%.

Барьер Шоттки на 4Н-SiC показал плотность мощности, аналогичную максимальной плотности мощности преобразователя на основе Si, а *p-n*-переход на основе 4Н-SiC имел немного более высокую плотность выходной мощности. Экспериментальные результаты показали по сравнению с кремнием увеличение напряжения холостого хода в 4.6 раза и уменьшение тока короткого замыкания в 2.7. Следует также отметить, что активная площадь исследуемых структур не превышала 0.03 см<sup>2</sup>. Достигнутые параметры разработанных б.в.и.п. на основе карбида кремния представлены в разделе Заключение.

### 5.3. Бетавольтаические преобразователи на основе GaAs

В работах [49–51] представлены результаты исследования различных структур на основе GaAs, таких как *p-n*, *p-i-n* и *p<sup>+</sup>-p-i-n-n<sup>+</sup>*. В этих работах изучались конструктивно-технологические особенности бетавольтаических преобразователей на основе GaAs и радиоизотопа <sup>63</sup>Ni. Тестовые структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии, на них формировались омические контакты и проводились исследования влияния концентрации легирующей примеси, толщин слоев и конфигурации электродов на выходные характеристики б.в.и.п.

При удельной активности радиоизотопа <sup>63</sup>Ni 10 мКи/см<sup>2</sup> напряжение холостого хода оптимизированных б.в.и.п. составило 0.3 В, а плотность тока короткого замыкания – 36 нА/см<sup>2</sup>. Эффективность преобразования и выходная мощность б.в.и.п. со структурой *p<sup>+</sup>-p-i-n-n<sup>+</sup>* в 1.45 раза выше, чем у б.в.и.п. с *p-i-n*-структурой.

В работах [33, 52] проводилось исследование влияния температуры окружающей среды на выходные параметры бетавольтаических преобразователей. Результаты показали, что ток насыщения увеличивался с повышением температуры, а напряжение холостого хода, максимальная мощность и эффективность преобразования возраста-

ли с понижением температуры. Основные параметры разработанных б.в.и.п. на основе арсенида галлия представлены в разделе Заключение.

### 5.4. Бетавольтаические преобразователи на основе GaN

Ширина запрещенной зоны GaN составляет 3.4 эВ. У исследователей этот материал является вторым по популярности после Si. Помимо радиоизотопа <sup>63</sup>Ni, также использовался радиоизотоп <sup>147</sup>Pm. Моделирование и экспериментальные работы по исследованию структур на основе GaN представлены в публикациях [53–55].

В работе [56] приведены результаты разработки б.в.и.п. с *p-i-n*-структурой на основе GaN и радиоизотопов <sup>63</sup>Ni и <sup>147</sup>Pm с активностью 5 мКи/см<sup>2</sup> в качестве источников  $\beta$ -частиц. Структура бетавольтаических преобразователей изготавливалась металлоорганическим осаждением из газовой фазы (metalorganic chemical vapour deposition – MOCVD), толщина *i*-слоя составляла 8 мкм с концентрацией примеси  $1.4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>.

При облучении радиоизотопом <sup>63</sup>Ni напряжение холостого хода составило 0.47 В, а ток короткого замыкания – 4.87 нА/см<sup>2</sup>, при облучении <sup>147</sup>Pm соответствующие параметры составили 1.07 В и 6.68 нА/см<sup>2</sup>. Коэффициент заполнения в обоих случаях не превышал 25%.

В работе [57] описан б.в.и.п. на основе GaN с барьером Шоттки, в качестве источника  $\beta$ -частиц использовался <sup>63</sup>Ni с активностью 3 мКи/см<sup>2</sup>. Структура бетавольтаического преобразователя изготавливалась металлоорганическим осаждением из газовой фазы (MOCVD), толщина *i*-слоя составляла 8 мкм с концентрацией примеси  $1.4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Напряжение холостого хода составило 0.1 В, а плотность тока короткого замыкания – 1.2 нА/см<sup>2</sup>. Низкая выходная мощность бетавольтаического преобразователя обусловлена в первую очередь низкой эффективностью полупроводникового слоя, толщина которого не превышает 200 нм, что не позволяет поглощать большую часть энергии  $\beta$ -частиц. Другая часть  $\beta$ -частиц была поглощена и отражена в мертвом слое контакта Шоттки. Тем не менее, полученные значения напряжения холостого хода и эффективности преобразования сопоставимы с аналогичными параметрами планарных кремниевых б.в.и.п.

В работе [58] описан б.в.и.п. на основе GaN. Для создания высокоомного слоя осуществлялось дополнительное легирование Fe *i*-области, что привело к увеличению напряжения холостого хода до 1.62 В. Область *i*-типа представляет собой легированную область с высокой фоновой концентрацией электронных носителей (например, как в области *n*-типа) из-за примесей. Введение

Fe позволило скомпенсировать фоновую примесь и увеличить ширину области пространственного заряда.

В эксперименте использовался внешний источник  $\beta$ -частиц – радиоизотоп  $^{63}\text{Ni}$  с активностью 2 мКи площадью  $4 \times 4 \text{ мм}^2$ , при этом ток короткого замыкания составил 640 нА, а эффективность преобразования – 1.13%.

Структуры на основе GaN показали более высокое напряжение холостого хода, чем кремниевые структуры, но плотность тока короткого замыкания была существенно ниже при эквивалентной активности. Тем не менее, плотность выходной мощности этих структур выше, чем максимальная плотность мощности для кремниевой структуры. Однако экспериментальные результаты оказались заметно ниже результатов, полученных при моделировании.

Структура  $p-i-n$ -типа на основе GaN показала максимальную эффективность по сравнению со структурами других типов на основе GaN. Максимальный к.п.д. б.в.и.п. составил 1.13% [58], что значительно ниже, чем теоретическая эффективность, связано это с технологическими ограничениями.

В настоящее время MOCVD является основным методом, используемым для выращивания GaN-структур, однако этим методом очень трудно формировать высококачественные, достаточно толстые пленки GaN с высоким удельным сопротивлением. Нелегированные слои GaN, выращенные на сапфировых подложках, из-за остаточных примесей имеют электронную удельную проводимость с концентрацией  $n > 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Кроме того, концентрация дырок находится в ограниченном диапазоне,  $1-5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [59, 60]. Основные параметры разработанных б.в.и.п. на основе нитрида галлия представлены в разделе Заключение.

### 5.5. Бетавольтаические преобразователи на основе алмаза

С недавних пор в научной литературе стали появляться публикации, в которых оценивается применимость для бетавольтаических преобразователей такого материала, как синтетический алмаз. Его ширина запрещенной зоны составляет 5.5 эВ. В работе [61] рассматривается перспективность использования барьера Шоттки на основе полупроводникового алмаза в качестве преобразователя энергии ионизирующего излучения.

Алмазные подложки, легированные бором, формируются методом высоких статических давлений и температур (high pressure high temperature – HPHT), затем химическим осаждением из паровой фазы (chemical vapour deposition – CVD) осаждается  $p$ -слой низколегированного алмаза высокой степени чистоты. Для создания контакта с

барьером Шоттки используется тонкий (10–20 нм) слой платины.

Для оценки работоспособности бетавольтаического преобразователя на основе алмаза использовалось несколько изотопов:  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{147}\text{Pm}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ . Никелевый источник представлял собой диск диаметром 50 мм с нанесенным слоем радиоизотопа  $^{63}\text{Ni}$  с активностью 5 мКи/см<sup>2</sup>. Напряжение холостого хода при облучении этим источником составило 1.68 В, ток короткого замыкания – 55 нА, выходная мощность – 3 нВт/см<sup>2</sup>. Эффективность преобразования  $\beta$ -частиц, испускаемых радиоизотопом  $^{63}\text{Ni}$ , составила 0.6%. При использовании  $\beta$ -источника  $^{147}\text{Pm}$  с активностью 45 мКи/см<sup>2</sup> выходная мощность достигала 167 нВт/см<sup>2</sup>, при этом эффективность преобразования составила 1%.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Большая плотность энергии, длительный срок службы и возможность интеграции в полупроводниковую технологию являются преимуществами б.в.и.п. по сравнению с химическими батареями. Проектирование б.в.и.п. включает в себя оптимизацию как радиоизотопного, так и полупроводникового материала. Выбор радиоизотопа определяется максимальной энергией его  $\beta$ -частиц и сферой применения. Полезная энергия увеличивается путем снижения самопоглощения энергии в радиоизотопе и за счет геометрического масштабирования поверхности преобразователя. Моделирование методом MCNP позволяет с высокой точностью определить глубину проникновения и распределения энергии в полупроводнике с использованием полного спектра  $\beta$ -частиц.

Глубина  $p-n$ -перехода и ширина области пространственного заряда должны быть определены по результатам моделирования. Низкая концентрация легирующей примеси увеличивает обедненную область, что, в свою очередь, приводит к возрастанию тока короткого замыкания за счет увеличения сбора заряда. С другой стороны, низкая концентрация легирующей примеси приводит к увеличению тока утечки, который в свою очередь уменьшает напряжение холостого хода. Таким образом, для получения максимальной выходной мощности концентрация легирующей примеси также может быть оптимизирована по результатам приборно-технологического моделирования. Толщина полупроводникового материала определяется диффузионной длиной неосновных носителей заряда и шириной области пространственного заряда.

Бетавольтаические источники питания на основе барьера Шоттки используются в основном для широкозонных полупроводников (SiC и C), так как они проще в изготовлении, чем  $p-n$ -переход. Тем не менее, б.в.и.п. на основе  $p-n$ -перехо-

Таблица 3. Экспериментальные результаты б.в.и.п. на основе  $^{63}\text{Ni}$ 

Материал (тип перехода)	$U_{\text{хх}}, \text{В}$	$J_{\text{кз}}, \text{нА} \cdot \text{см}^{-2}$	$P_{\text{max}}, \text{нВт} \cdot \text{см}^{-2}$	$\eta, \%$	$FF, \%$	$S, \text{см}^2$	$A, \text{мКи} \cdot \text{см}^{-2}$
Si ( $p-n$ ) [3, 62]	0.0008	11 (нА)	2.5 (пВт)	—	28.4	—	4
Si ( $p-n$ ) [37]	0.082	54	—	—	—	1	10
Si ( $p-n$ ) [38]	0.068	25	0.66	0.094	39	1.13	7.07
Si (Шоттки) [38]	0.041	21.85	0.3	0.043	33	1.13	
Si ( $p-n$ ) [40]	0.002	40	0.01	—	33.7	0.25	5
Si ( $p-i-n$ ) [39]	0.028	27.36	0.766	0.042	—	1	8
Si ( $p-n$ ) [33]	0.05	17	—	0.045	—	0.25	5
Si ( $p-i-n$ ) [63]	0.074	19.74	0.586	—	39.8	0.25	4.9
	0.058	8.75	0.184	—	36.2	0.25	1.96
Si ( $p-i-n$ ) [36]	0.151	72.9	6.14	0.6	55.4	1	10
Si ( $p-n$ ) [14]	0.15	133	11.6	2.5	58	1	Электронный луч
Si ( $p-n$ ) [64]	0.16	133	12.3	2.65	58	0.64	Электронный луч
Si (3D $p-n$ ) [43]	0.125	25	1.56	—	—	—	Электронный луч
4H-SiC ( $p-n$ ) [10]	0.72	16.8	6.16	6	51	0.0025	4
4H-SiC (Шоттки) [34]	0.49	29.44	4.85	1.2	34	0.0147	5
4H-SiC (Шоттки) [47]	0.27	25.6	4.08	1.01	59	0.0314	0.12 (мКи)
4H-SiC (Шоттки) [65]	0.26	13.82	2.04	0.5	57	0.0314	4
4H-SiC (Шоттки) [64]	0.7	47.8	15.1	3.12	45	0.03	Электронный луч
GaAs ( $p-n$ ) [33]	0.05	4.5	—	0.07	—	1	5
GaAs ( $p^+-p-i-n-n^+$ ) [49]	0.324	0.36	0.07	—	61	9	10
GaAs ( $p-i-n$ ) [66]	0.295	29.72	—	—	—	0.25	10
GaAs ( $p-i-n$ ) [67]	0.295	36	—	—	—	0.25	0
GaAs ( $p-n$ ) [51]	0.3	23.32	—	—	—	0.25	16
GaAs ( $p-i-n$ ) [52]	0.16	15.92	0.71	—	28	0.001	0.1
GaN ( $p-i-n$ ) [56]	0.47	4.87	0.57	—	21.7	0.07	5
GaN (Шоттки) [57]	0.1	1.2	—	0.32	—	0.01	3
GaN ( $p-i-n$ ) [58]	1.62	16	14.25	1.13	55	0.04	12.5
GaN ( $p-i-n$ ) [68]	1.19	4.71	3.23	0.3	57.6	0.785	10.2
GaN ( $p-i-n$ ) [69]	1.64	14.2	12.25	0.98	53	0.04	12.5
GaN ( $p-i-n$ ) [70]	0.3	1.2	0.17	0.012	46	0.16	50
GaN ( $p-i-n$ ) [53]	0.8	1.4	1.04	0.016	47	1	32.5
C (Шоттки) [61]	1.68	3.66	3	0.6	49	15	5

да показали лучшие результаты. Обобщенные результаты исследований б.в.и.п. приведены в табл. 3.

Изложенный сравнительный анализ удельных характеристик, полученных в последнее время с применением  $^{63}\text{Ni}$  в качестве источника  $\beta$ -излучения, показывает перспективность исследований с использованием таких полупроводниковых материалов, как карбид кремния, нитрид галлия и синтетический алмаз.

С целью увеличения выходной мощности разрабатываются и исследуются сложные объемные микро- и наноструктурированные 2D- и 3D-полу-

проводниковые структуры, обрабатываются технологии изготовления качественных  $p-n$ -переходов сложных форм, омических контактов, а также методы микросборки элементарных б.в.и.п. в батарею с заданными электрофизическими и габаритными параметрами вертикальной или горизонтальной архитектуры.

Анализ экспериментальных данных показал, что диапазон напряжения холостого хода составляет 0.01–1.7 В, тока короткого замыкания — от 0.3 до 133 нА/см<sup>2</sup>, максимальной выходной мощ-

ности – от 0.01 до 15 нВт/см<sup>2</sup> и эффективности преобразования – от 0.04 до 6%.

Максимальная плотность тока короткого замыкания 72.9 нА/см<sup>2</sup> была получена для источников питания на основе Si, максимальная выходная мощность 14.25 нВ/см<sup>2</sup> – для б.в.и.п. на основе GaN. Это лучшие экспериментальные результаты среди всех б.в.и.п. на основе <sup>63</sup>Ni. Максимальное напряжение холостого хода 1.68 В получено для б.в.и.п. на основе C, а к.п.д. 6% – для б.в.и.п. на основе 4H-SiC. Широкозонные полупроводники, например GaN и SiC, обеспечивают более высокое напряжение холостого хода, выходную мощность и эффективность по сравнению с Si, однако токи короткого замыкания у Si выше.

Производительность б.в.и.п. зависит не только от типа полупроводникового материала, но и от типа перехода, изотопа и его активности. Также необходимо отметить, что ток короткого замыкания и максимальная выходная мощность представлены в наноамперах и нановаттах на квадратный сантиметр, однако габаритные размеры большинства б.в.и.п. выражаются в квадратных миллиметрах или квадратных микрометрах. Увеличение площади поверхности будет наилучшим направлением оптимизации конструкций из-за их более высокой выходной мощности.

Направлением будущих исследований является оптимизация структур бетавольтаических преобразователей по соотношению объема к выделяемой энергии. Утоненные до толщин 40–100 мкм пластины позволят создавать планарные “тонкие” конструкции с размерами квазинейтральных областей и областей пространственного заряда, близкими к оптимальным. Направление создания трехмерных структур, связанное со сборкой тонких планарных структур, перспективно для проведения технологических работ в этом направлении.

Исходя из экономических требований и все большей миниатюризации электронных приборов, материалы должны обладать высоким структурным совершенством и однородностью состава в объемах порядка микрометра и менее. Несмотря на множество исследований, к настоящему моменту в мире отсутствуют технологии создания миниатюрных радиоизотопных источников электроэнергии, выходная мощность которых была бы достаточна для электрического питания микроприборов. Однако на основе б.в.и.п. возможно создание функционально-интегрированных устройств, расположенных на одном кристалле, например, прецизионных датчиков температуры [71], гибридных солнечных элементов [72] или датчиков контроля угла поворота и скорости вращения оси [73].

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-18-50177.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Adams T.E., Revankar S.T. // 122nd ASEE Annual Conference & Exposition. Seattle, WA, 2015. Paper ID № 13983. P. 26.1334.1.
2. Revankar S.T., Adams T.E. // J. Energy Power Sources. 2014. V. 1. № 6. P. 321.
3. Ulmen B., Desai P.D., Moghaddam S., Miley G.H., Masel R.I. // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2009. V. 282. P. 601.  
<https://doi.org/10.1007/s10967-009-0320-3>
4. Ehrenberg W. // Proc. Royal Society. 1951. V. 64. P. 424.
5. Rappaport P. // Phys. Rev. 1953. V. 93. P. 246.
6. Rappaport P., Loferski J.J., Linder E.G. // RCA Review. 1956. V. 17. P. 100.
7. Rappaport P. Google Patents US2745973A, 1956.
8. Nejad G.R.G., Rahmani F., Abaeiani G.R. // Applied Radiation and Isotopes. 2014. V. 86. P. 46.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2013.12.027>
9. Liu Y., Tang X., Xu Z., Hong L., Chen D. // Applied Radiation and Isotopes. 2014. V. 94. P. 152.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2014.08.011>
10. Chandrashekar M.V.S., Thomas C.I., Hui Li, Spencer M.G., Lal A. // Applied Phys. Lett. 2006. V. 88. P. 033506.  
<https://doi.org/10.1063/1.2166699>
11. Olsen L.C. // Review of Betavoltaic Energy Conversion. NASA TECDOC 19940006935. 1973. P. 256.  
[https://archive.org/details/nasa\\_techdoc\\_19940006935](https://archive.org/details/nasa_techdoc_19940006935) (accessed August 23, 2014).
12. Klein C.A. // Journal of App. Phys. 1968. V. 39. № 4. P. 2029.
13. Yacobi B.G., Holt D.B. Cathodoluminescence Microscopy of Inorganic Solids. NY.: Plenum, 1990.
14. Поликарпов М.А., Якимов Е.Б. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49. Вып. 6. С. 763.  
<https://doi.org/10.1134/S1063782615060202>
15. Shapiro J. Radiation Protection: A Guide For Scientists, Regulators, and Physicians. La Editorial. UPR, 2002.
16. Prelas M.A., Weaver C.L., Watermann M.L., Lukosi E.D., Schott R.J., Wisniewski D.A. // Progress in Nucl. Energy. 2014. V. 75. P. 117.  
<https://doi.org/10.1016/j.pnucene.2014.04.007>
17. Ellis B.L., Fritzsche H., Patel J., Lang J., Suppiah S. // Fusion Science and Technology. 2017. V. 71. P. 660.  
[https:// dx.doi.org/](https://dx.doi.org/)  
<https://doi.org/10.1080/15361055.2017.1290952>
18. Hao Li, Yebing Liu, Rui Hu, Yuqing Yang, Guanquan Wang, Zhengkun Zhong, Shunzhong Luo // Applied Radiation and Isotopes. 2012. V. 70. P. 2559.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2012.07.012>
19. Лазаренко Ю.В., Пустовалов А.А., Шаповалов В.П. // Малогабаритные ядерные источники электрической энергии. М.: Энергоатомиздат, 1992.
20. Марухин О.В., Пикулев А.А. // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. 2000. № 2. С. 55.

21. *Murashev V.N., Mordkovich V.N., Legotin S.A., Rabinovich O.I., Krasnov A.A.* // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2014. V. 6. № 4. P. 04012(2pp).
22. *Olsen L.C., Cabaup P., Elkind B.J.* // Physics Today. 2012. V. 65. № 12. P. 35.  
<https://doi.org/10.1063/PT.3.1820>
23. *Yun-peng Liu, Xiao-bin Tang, Zhi-heng Xu, Liang Hong, Hao Wang, Min Liu, Da Chen* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2015. V. 304. P. 517.  
<https://doi.org/10.1007/s10967-014-3879-2>
24. <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/>
25. *Svintsov A.A., Krasnov A.A., Polikarpov M.A., Polyakov A.Y., Yakimov E.B.* // Applied Radiation and Isotopes. 2018. V. 137. P. 184.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.04.010>
26. *Goldstein J.I., Newbury D.E., Joy D.C., Lyman C.E., Echlin P., Lifshin E., Sawyer L., Michael J.R.* Scanning Electron Microscopy and X-Ray Microanalysis. NY.: Kluwer Academic/Plenum Publishers, 2003.
27. *Phua P.C., Ong V.K.S.* // IEEE Transactions on Electron Devices. 2002. V. 49. № 11. P. 2036.  
<https://doi.org/10.1109/TED.2002.804703>
28. *Guoping Zuo, Jianliang Zhou, Guotu Ke* // Applied Radiation and Isotopes. 2013. V. 82. P. 119.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2013.07.026>
29. *Alam T.R., Spencer M.G., Prelas M.A., Pierson M.A.* // Int. J. Energy Res. 2018. V. 42. № 7. P. 2564.  
<https://doi.org/10.1002/er.4053>
30. *Tang Xiao Bin, Ding Ding, Liu Yun Peng, Chen Da* // Science China Technological Sciences. 2012. V. 55. № 4. P. 990.  
<https://doi.org/10.1007/s11431-012-4752-6>
31. *Krasnov A.A., Legotin S.A., Omel'chenko Yu.K., Didenko S.I., Murashev V.N., Rabinovich O.I., Yurchuk S.Yu., Yaromsky V.P., Popkova A.V.* // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2015. V. 7. № 4. P. 04004(4pp).
32. *Liu Yunpeng, Guo Xiao, Jin Zhangang, Tang Xiaobin* // Applied Radiation and Isotopes. 2018. V. 135. P. 47.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.01.017>
33. *Hao Wang, Xiao-Bin Tang, Yun-Peng Liu, Zhi-Heng Xu, Min Liu, Da Chen* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. B. 2015. V. 359. P. 36.  
<https://doi.org/10.1016/j.nimb.2015.07.046>
34. *Qiao D.Y., Zheng Y.W., Peng G., Wang Y.X., Bo Z., Lin Z., Guo H., Zhang H.* // Chinese Physics Letters. 2008. V. 25. P. 3798.  
<https://doi.org/10.1088/0256-307X/25/10/076>
35. *Starkov V.V., Legotin S.A., Krasnov A.A., Murashev V.N., Omel'chenko Yu.K., Rabinovich O.I., Laryushkin A.S.* // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2015. V. 7. № 4. P. 04047(2pp).
36. *Krasnov A., Legotin S., Kuzmina K., Ershova N., Rogozev B.* // Nucl. Engineering and Technology. 2019. V. 51. P. 1978.  
<https://doi.org/10.1016/j.net.2019.06.003>
37. *Jinkui Chu, Xianggao Piao, Limin Jian, Hui Lin* // J. of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS. 2009. V. 8. № 2. P. 021180.  
<https://doi.org/10.1117/1.3152000>
38. *Liu Y., Hu R., Yang Y., Wang G., Luo S., Liu N.* // Applied Radiation and Isotopes. 2012. V. 70. P. 438.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2011.10.013>
39. *Gao H., Luo S., Zhang H., Wang H., Fu Z.* // Energy. 2013. V. 51. P. 116.  
<https://doi.org/10.1016/j.energy.2012.12.042>
40. *Liu Yun Peng, Tang Xiao Bin, Xu Zhi Heng, Hong Liang, Wang Peng, Chen Da* // Science China Technological Sciences. 2014. V. 57. № 1. P. 14.  
<https://doi.org/10.1007/s11431-013-5413-0>
41. *Sun W., Kherani N.P., Hirschman K.D., Gadeken L.L., Fauchet P.M.* // Advanced Materials. 2005. V. 17. № 10. P. 1230.  
<https://doi.org/10.1002/adma.200401723>
42. *Clarkson J.P., Sun W., Hirschman K.D., Gadeken L.L., Fauchet P.M.* // Phys. Status Solidi A. 2007. V. 204. № 5. P. 1536.  
<https://doi.org/10.1002/pssa.200674417>
43. *Dolgyi A., Redko S., Bandarenka H., Shapel A., Bondarenko V.* // Beta-battery based on <sup>63</sup>Ni/macroporous silicon. Abstract № 359. Honolulu PRIME. The Electrochemical Society, 2012.
44. *Krasnov A.A., Starkov V.V., Legotin S.A., Rabinovich O.I., Didenko S.I., Murashev V.N., Cheverikin V.V., Yakimov E.B., Fedulova N.A., Rogozev B.I., Laryushkin A.S.* // Applied Radiation and Isotopes. 2017. V. 121. P. 71.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2016.12.019>
45. *Rahmani F., Khosravinia H.* // Radiation Physics and Chemistry. 2016. V. 125. P. 205.  
<https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2016.04.012>
46. *Yu-Min Liu, Jing-Bin Lu, Xiao-Yi Li, Xu Xu, Rui He, Hui-Dong Wang* // Nucl. Scie. Tech. 2018. V. 29. P. 168.  
<https://doi.org/10.1007/s41365-018-0494-x>
47. *Xiao-Ying Li, Yong Ren, Xue-Jiao Chen, Da-Yong Qiao, Wei-Zheng Yuan* // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2011. V. 287. P. 173.  
<https://doi.org/10.1007/s10967-010-0746-7>
48. *Tin S., Lal A.* // Power MEMS 2009. Washington DC. USA. December 1–4, 2009. P. 189.
49. *Li Da-Rang, Jiang Lan, Yin Jian-Hua, Tan Yuan-Yuan, Lin Nai* // Chin. Phys. Lett. 2012. V. 29. № 7. P. 078102.  
<https://doi.org/10.1088/0256-307X/29/7/078102>
50. *Haiyanag Chen, Lan Jiang, Xuyuan Chen* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2011. V. 44. P. 215303 (4pp).  
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/21/215303>
51. *Chen Hai-Yang, Jiang Lan, Li Da-Rang* // Chin. Phys. Lett. 2011. V. 28. № 5. P. 058101.  
<https://doi.org/10.1088/0256-307X/28/5/058101>
52. *Butera S., Lioliou G., Barnett A.M.* // Applied Radiation and Isotopes. 2017. V. 125. P. 42. <https://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2017.04.002>
53. *Munson C.E., Gaimard Q., Merghem K., Sundaram S., Rogers D.J., de Sanoit J., Voss P.L., Ramdane A., Salvestrini J.P., Ougazzaden A.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. V. 5. № 3. P. 035101.  
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa9e41>
54. *Hogan K., Litz M., Shahedipour-Sandvik F.* // Applied Radiation and Isotopes. 2019. V. 145. P. 154.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.12.032>

55. *Tang XiaoBin, Liu YunPeng, Ding Ding, Chen Da* // *Scie. China. Technol. Scie.* 2012. V. 55. P. 659.  
<https://doi.org/10.1007/s11431-011-4739-8>
56. *Li Feng Hua, Gao Xu, Yuan Yuan Lin, Yuan Jin She, Lu Min* // *Scie. China Technol. Scie.* 2014. V. 57. № 1. P. 25.  
<https://doi.org/10.1007/s11431-013-5422-z>
57. *Min Lu, Guo-guang Zhang, Kai Fu, Guo-hao Yu, Dan Su, Ji-Feng Hu* // *Energy Conversion and Management.* 2011. V. 52. P. 1955.  
<https://doi.org/10.1016/j.enconman.2010.10.048>
58. *Cheng Zai-Jun, San Hai-Sheng, Chen Xu-Yuan, Liu Bo, Feng Zhi-Hong* // *Chin. Phys. Lett.* 2011. V. 28. № 7. P. 078401.  
<https://doi.org/10.1088/0256-307X/28/7/078401>
59. *Look D.C., Molnar P.J.* // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 70. P. 3377.
60. *Cheong M.G., Kim K.S., Oh C.S., Namgung N.W., Yang W.G.M., Lim K.Y., Suh E.K., Nahm K.S., Lee H.J., Lim D.H., Yoshikawa A.* // *Appl. Phys. Lett.* 2000. V. 77. P. 2557.
61. *Bormashov V., Troschiev S., Volkov A., Tarelkin S., Korostylev E., Golovanov A., Kuznetsov M., Teteruk D., Kornilov N., Terentiev S., Buga S., Blank V.* // *Phys. Status Solidi A.* 2015. V. 212. № 11. P. 2539.  
<https://doi.org/10.1002/pssa.201532214>
62. *Miley G.H., Ulmen B., Desai P.D., Moghaddam S., Masel R.I.* // 7th International Energy Conversion Engineering Conference. 2–5 August 2009. Denver, Colorado, P. 25.  
<https://doi.org/10.2514/6.2009-4601>
63. *Liu Yun Peng, Xu Zhi Heng, Wang Hao, Tang Xiao Bin* // *Scie. China. Technol. Scie.* 2017. V. 60. P. 282.  
<https://doi.org/10.1007/s11431-016-0505-x>
64. *Зайцев С.И., Павлов В.Н., Панченко В.Я., Поликарпов М.А., Свинцов А.А., Якимов Е.Б.* // *Поверхность. Рентгеновские, синхронные и нейтронные исследования.* 2014. № 9. С. 9.  
<https://doi.org/10.7868/S0207352814090248>
65. *Da-Yong Qiao, Xue-Jiao Chen, Yong Ren, Wei-Zheng Yuan* // *Journal of Microelectromechanical Systems.* 2011. V. 20. № 3. P. 685.  
<https://doi.org/10.1109/JMEMS.2011.2127448>
66. *Chen Haiyang, Li Darang, Yin Jianhua, Cai Shengguo* // *Chinese Institute of Electronics.* 2011. V. 32. № 9. P. 17.  
<https://doi.org/10.1088/1674-4926/32/9/094009>
67. *Chen Haiyang, Yin Jianhua, Li Darang* // *Chinese Institute of Electronics.* 2011. V. 32. № 8. P. 084006.  
<https://doi.org/10.1088/1674-4926/32/8/084006>
68. *Wang Guan-Quan, Li Hao, Lei Yi-Song* // *Nucl. Scie. and Techniques.* 2014. V. 25. P. 020403.  
<https://doi.org/10.13538/j.1001-8042/nst.25.020403>
69. *Zaijun Cheng, Xuyuan Chen, Haisheng San, Zhihong Feng, Bo Liu* // *J. Micromech. Microeng.* 2012. V. 22. P. 074011 (6pp).  
<https://doi.org/10.1088/0960-1317/22/7/074011>
70. *Kuruoğlu N.A., Özdemir O., Bozkurt K.* // *Thin Solid Films.* 2017. V. 636. P. 746.  
<https://doi.org/10.1016/j.tsf.2017.07.033>
71. *Chandrashekar M.V.S., Duggirala R., Spencer M.G., Lal A.* // *Applied Physics Letters.* 2007. V. 91. P. 053511.  
<https://doi.org/10.1063/1.2767780>
72. *Мурашев В.Н., Леготин С.А., Леготин А.Н., Мордкович В.Н., Краснов А.А.* // Патент на изобретение RU 2 539 109 С1. Опубл. 01.10.2015 г.
73. *Nejad G.R.G., Rahmani F.* // *Applied Radiation and Isotopes.* 2016. V. 107. P. 346.  
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2015.11.025>

## НАНОСЕКУНДНЫЙ ГЕНЕРАТОР ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ИСКУССТВЕННЫХ ДВОЙНЫХ ФОРМИРУЮЩИХ ЛИНИЙ

© 2020 г. В. А. Бурцев<sup>а</sup>, А. А. Бурцев<sup>б</sup>, Д. Б. Бельский<sup>б</sup>, Е. П. Большаков<sup>б,\*</sup>,  
Т. П. Бронзов<sup>б</sup>, С. А. Ваганов<sup>а</sup>, Д. В. Гетман<sup>с</sup>, С. И. Елисеев<sup>б</sup>, Н. В. Калинин<sup>а</sup>,  
А. А. Самохвалов<sup>б</sup>, К. А. Сергушичев<sup>б</sup>, А. А. Смирнов<sup>б</sup>, М. В. Тимшина<sup>а,\*\*</sup>

<sup>а</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021, С.-Петербург, ул. Политехническая, 26, Россия

<sup>б</sup> ООО “Лаборатория им. В.А. Бурцева”, С.-Петербург, Россия

<sup>с</sup> НИИ электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова, С.-Петербург, Россия

\*e-mail: bolepr@inbox.ru

\*\*e-mail: mariyatimshina@yandex.ru

Поступила в редакцию 05.01.2020 г.

После доработки 31.01.2020 г.

Принята к публикации 06.02.2020 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований компактного генератора высоковольтных импульсов. Генератор выполнен на основе двух искусственных двойных формирующих линий по свернутой схеме, коммутируемых газовыми разрядниками, и также содержит обостряющий газовый разрядник, передающие линии с жидким диэлектриком и эквивалент нагрузки. Исследованы характеристики такого генератора в диапазоне зарядного напряжения до 100 кВ. При длительности импульса напряжения с формирующей линии 100 нс на омической нагрузке получены импульсы тока амплитудой 18 кА с длительностью фронта порядка 18 нс.

DOI: 10.31857/S0032816220040114

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Генераторы наносекундных высоковольтных импульсов широко применяются во многих современных областях науки и техники, включая лазеры и электронные ускорители. Несмотря на то, что основные методы формирования наносекундных импульсов высокого напряжения хорошо известны с 70-х годов прошлого века [1], быстроразвивающиеся направления современной физики и техники требуют постоянного совершенствования формирующих схем и улучшения параметров генерируемых импульсов.

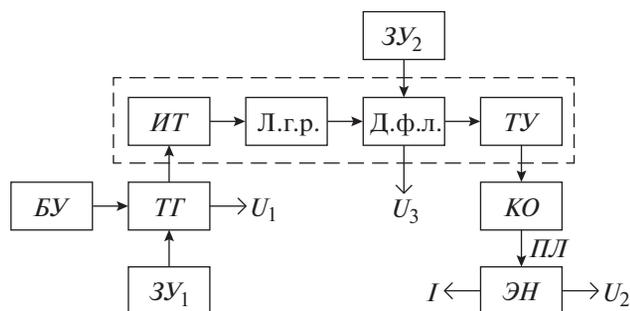
Одним из способов создания энергоемких компактных генераторов высоковольтных импульсов с короткими фронтами является применение емкостных накопителей со свойствами формирующих линий. В [2] этот способ осуществлен с использованием керамических конденсаторов. Дальнейшим шагом в создании мощных высоковольтных генераторов является использование искусственных формирующих линий на рулонных секциях малоиндуктивных конденсаторов с развинутой поверхностью фольговых обкладок, обладающих более чем на порядок большей плотностью запасаемой энергии.

В данной работе анализируются результаты разработки и создания компактных генераторов для применения в разных областях физики высоких плотностей энергии и, в частности, для многодиапазонных источников излучения на основе малоиндуктивных протяженных капиллярных Z-разрядов. К ним относится создаваемая в настоящее время в ФТИ им. А.Ф. Иоффе уникальная многоцелевая компактная установка “Экстрим-Микро”, основной частью которой является рассматриваемый высоковольтный генератор.

Нами обоснован и сделан выбор в пользу искусственных формирующих линий на рулонных секциях малоиндуктивных конденсаторов как обладающих большей плотностью запасаемой энергии. Из практических соображений в качестве обострителей импульсов выбраны газовые разрядные устройства различных конфигураций, разделенные отрезками коаксиальных передающих линий.

### 2. КОМПЛЕКТАЦИЯ ГЕНЕРАТОРА

Первый положительный опыт применения высоковольтных генераторов на рулонных секциях для питания Z-разрядов капиллярного типа был получен в ходе поддержанных РФФИ работ



**Рис. 1.** Блок-схема генератора с одним энергетическим каналом (энергетический канал выделен штриховой линией). ЗУ – зарядное устройство, ТГ – тиратронный генератор, БУ – блок управления, ИТ – импульсный трансформатор (с коэффициентом трансформации 1:3), л.г.р. – линейный газовый разрядник, д.ф.л. – двойная формирующая линия, ТУ – токосборный узел, КО – кольцевой обостритель, ЭН – эквивалент нагрузки, ПЛ – передающая линия. Стрелками обозначены каналы сбора данных (осциллограммы напряжения и тока).

по созданию источников излучений высокой яркости в коротковолновом спектральном диапазоне [3]. Для выполнения этих работ на кафедре техники высоких напряжений, электроизоляционной и кабельной техники Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого была изготовлена четырехзвенная искусственная двойная формирующая линия (д.ф.л.) на рулонных секциях с общим волновым сопротивлением 8 Ом.

Д.ф.л. состояла из двух одинарных четырехзвенных линий, расположенных одна над другой по свернутой схеме с выводами на противоположных сторонах вмещающего линию пластмассового прямоугольного корпуса. Выходные электроды подсоединялись к обостряющему коммутатору, входные электроды с помощью медных шин – к пусковому разряднику. Все конденсаторы линий заряжались параллельно от высоковольтного источника с отрицательной полярностью выходного напряжения, подаваемого на среднюю шину д.ф.л.

На основе этой д.ф.л. создан генератор высоковольтных импульсов с использованием управляемого линейного газового разрядника (л.г.р.) с искажением электрического поля на входе линии и аналогичного л.г.р., работающего в режиме самопробоя, на выходе линии.

Результаты экспериментов с таким генератором [3] показали возможность генерации интенсивных излучений в широком спектральном диапазоне, включающем жесткое и мягкое рентгеновское излучение.

Для продвижения же в область более коротких длин волн, причем с получением большой спектральной яркости, необходимо повышение мощ-



**Рис. 2.** Внешний вид генератора с кольцевым обострителем КО и эквивалентом нагрузки ЭН. Бак содержит две д.ф.л., два импульсных трансформатора, два л.г.р. и токосборный узел.

ности накачки. Это послужило основанием для создания более мощного генератора следующего поколения, который и описывается в данной работе.

На рис. 1 приведена блок-схема разработанного генератора, где показаны основные части для одного энергетического канала (всего их два). Каждый энергетический канал состоит из импульсного трансформатора (ИТ), линейного газового разрядника, двойной формирующей линии и общего для двух каналов токосборного узла (ТУ). Таким образом, в генераторе используются две д.ф.л. (в дальнейшем для увеличения запасаемой энергии планируется добавить еще две), которые собраны из рулонных конденсаторных линий.

Выходы д.ф.л. соединяются параллельно при помощи токосборного узла, выполненного в виде секции коаксиальной линии с масляной изоляцией. Общее волновое сопротивление линий составляет около 7 Ом. При зарядном напряжении 100 кВ запас энергии одной линии около 100 Дж. В качестве высоковольтного зарядного устройства (ЗУ<sub>2</sub>) для д.ф.л. использовался высоковольтный источник SLPN300/10002 производства Spellman High Voltage Electronics Corporation (США).

Токосборный узел, д.ф.л. и элементы запускающих систем линейных коммутаторов на входе линий помещены в общий бак, заполненный трансформаторным маслом (рис. 2). Тиратронный генератор выполнен на основе тиратрона ТПИ1-10к/50 с ненакаливаемым катодом и анодным напряжением до 50 кВ производства ООО “Импульсные технологии”, (г. Рязань, Россия). Вместе с накопительным конденсатором К15-10 (12 нФ) тиратрон размещен в компактном корпусе.

При выборе схемы коммутации д.ф.л. исходным требованием является отрицательная полярность высоковольтного электрода электроразрядной капиллярной нагрузки (это связано с необходимостью возникновения взрывной эмиссии с

кромки катодного электрода и формирования скользящего лавинного разряда для предварительной ионизации газа при использовании описываемого генератора для капиллярной нагрузки [3]). Поэтому формирующие линии должны синхронно выдавать импульсы напряжения отрицательной полярности. Сформированные линии импульсы через полосковые малоиндуктивные соединения собираются в токосборном узле и поступают на коаксиальный газовый обостритель (или кольцевой обостритель *КО*, рис. 1), где происходит их компрессия, и далее через коаксиальную передающую линию (*ПЛ*) подключаются к эквиваленту нагрузки (*ЭН*).

Важным условием синхронной работы двух формирующих линий является их коммутация с минимальным разбросом. Для коммутации линий используются трехэлектродные л.г.р., управляемые по принципу искажения электрического поля.

### 2.1. Линейные газовые разрядники

Несмотря на значительные успехи в развитии высоковольтных коммутаторов других типов [4], газовые разрядники остаются наиболее востребованными в случаях, когда требуемая частота следования разрядных импульсов не превышает 100 Гц (в непродуваемых разрядниках) и когда, обладая сравнительно невысокой стоимостью, разрядники обеспечивают коммутацию больших импульсных токов за малое время (до 200 А/нс) при высоких значениях рабочих напряжений.

Для требуемых рабочих диапазонов статических напряжений от 10 до 100 кВ, токов от 10 до 100 кА, собственной индуктивности коммутаторов от единиц до 10 нГн были выбраны двухкаскадные газовые коммутаторы и обострители с искажением электрического поля [5].

Для коммутации на входных электродах верхних линий д.ф.л. был сконструирован и изготовлен двухкаскадный л.г.р. с искажением электрического поля [6]. Цилиндрический корпус л.г.р. выполнен из прозрачного оргстекла, что позволяет фотографировать внутреннее пространство разрядника. Камера разрядника заполняется азотом с добавкой аргона, состав смеси подбирается для рабочих значений напряжения заряда д.ф.л. Электроды разрядника выполнены из латуни.

Основные разрядные электроды длиной 25 см имеют полуцилиндрическую форму. Средний пусковой электрод, на который подаются поджигающие импульсы, имеет в поперечном сечении клинообразную форму с острой кромкой, профилированной прямоугольными вырезами с шагом 1 см, на углах которых возникает дополнительное искажение электрического поля, способствующее развитию многоканального разряда. Поперечное сечение л.г.р. показано на рис. 3а.

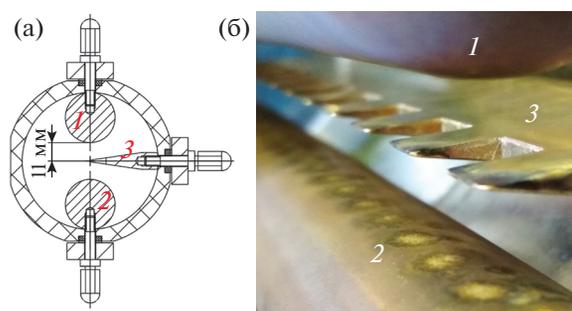
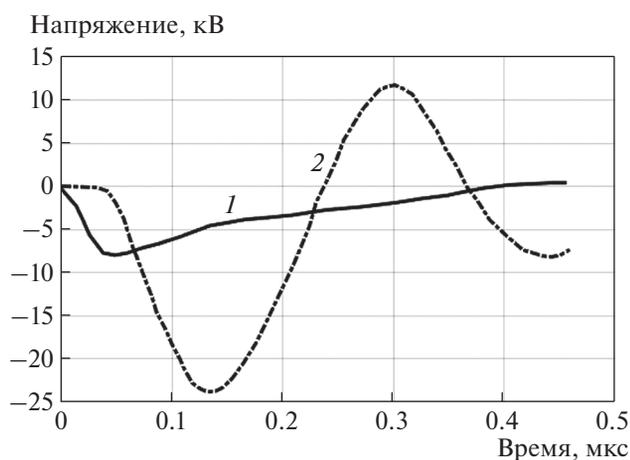


Рис. 3. а – вид поперечного сечения л.г.р.; б – внешний вид электродов линейного разрядника с характерными эрозийными следами от разрядов. 1 – основной заземленный электрод, 2 – основной электрод под отрицательным потенциалом, 3 – средний электрод.

Многоканальный режим возникновения и протекания разряда позволяет снизить локальную эрозию электродов, уменьшить собственную индуктивность разрядника и сократить статистический разброс времени срабатывания разрядника  $\sigma$ . Внешний вид электродов линейного разрядника приведена на рис. 3б, где видно, что эрозионные следы разрядов на основном электроде расположены достаточно равномерно по всей длине в зонах пазов среднего электрода.

При подаче поджигающих импульсов отрицательной полярности на средний электрод разрядника в его верхнем зазоре длиной 1.1 см возникает перенапряжение, и происходит его пробой, после чего к нижнему зазору разрядника длиной 1.1 см с д.ф.л. прикладывается полное зарядное напряжение  $U_0$ , что вновь провоцирует пробой разрядника. Как уже отмечалось, формированию многоканального разряда и выравниванию эрозии электродов способствуют прямоугольные прорезы в среднем электроде, на углах которых возникает взрывная эмиссия электронов. Если  $U_0$  несколько превышает статическое напряжение пробоя нижнего промежутка, то в условиях его засветки и фотоэмиссии на нижнем электроде происходит срабатывание разрядника с минимальной задержкой.

Но основным путем обеспечения предельно малых  $\sigma$  является использование управляющих импульсов, в 2–3 раза превышающих  $U_0$  при возможно большей скорости нарастания напряжения ( $\geq 10^{13}$  В/с) [5]. Для уверенного формирования многоканального разряда в линейных разрядниках амплитуда поджигающего импульса отрицательной полярности должна быть не менее двойного зарядного напряжения линий  $U_0$  [5]. При этом напряженность электрического поля в верхнем зазоре, равном 1 см, составит в среднем  $2.5 \cdot 10^5$  В/см, а в районе острий среднего электрода не менее  $2.5 \cdot 10^7$  В/см, что достаточно для возникно-



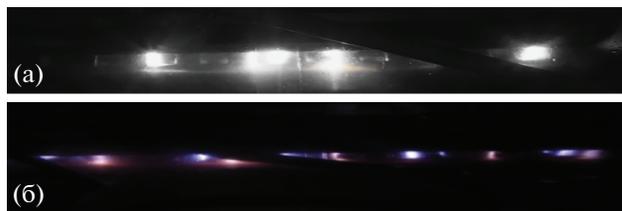
**Рис. 4.** Осциллограммы импульсов напряжений на выходе тиратронного генератора (1) и на пусковом электроде линейного разрядника (2), снятые при зарядном напряжении тиратрона 8 кВ.

вения взрывной эмиссии и формирования многоканального разряда в коммутаторе.

Для обеспечения такого удвоения-утроения напряжения используется импульсный трансформатор с коэффициентом трансформации 1:3. На рис. 4 приведены импульсы напряжения на выходе тиратронного запускающего генератора и напряжения на пусковом электроде линейного разрядника, откуда видно, что напряжение с тиратронного генератора передается на пусковой электрод л.г.р. через кабельный трансформатор как раз с коэффициентом 1:3. Сигналы напряжений зарегистрированы при 8 кВ зарядного напряжения накопительного конденсатора тиратронного генератора.

Образование и развитие параллельных разрядных каналов возможно из-за конечной скорости роста проводимости каналов и, следовательно, конечного времени уменьшения на них напряжения и шунтирования соседних каналов. Важное значение приобретает небольшая задержка времени изменения напряжения на электродах, что может обеспечиваться шунтированием промежутков малоиндуктивными конденсаторами малой емкости [7]. Это может оказаться полезным также для подпитки вновь образующихся пробойных искр, что будет способствовать многоканальному режиму работы разрядника. В работе [8] для этого использовались конденсаторы емкостью 25 пФ.

В работе [9] при коммутации токов до 4 МА наблюдалось 40–70 каналов на длине электродов >1 м. В нашей работе [10] при такой же длине электродов путем анализа эрозионных пятен наблюдалось порядка 100 каналов. Для анализа влияния шунтирующих конденсаторов на “канальность” разряда проводилось фотографирование разряда в разряднике с торца и сбоку с использованием



**Рис. 5.** Фотографии многоканального разряда в л.г.р. без дополнительных шунтирующих конденсаторов по 2.3 пФ (а) и с ними (б). Без использования конденсаторов количество наблюдаемых каналов 4, с использованием — 10.

нейтральных фильтров, чтобы избежать засвечивания изображения. Продемонстрировано положительное влияние дежурных конденсаторов на “канальность” разряда. На рис. 5 показаны фотографии многоканального разряда сбоку без и с установкой четырех конденсаторов по 2.3 пФ, где видно, что с дополнительными конденсаторами количество каналов увеличивается больше, чем в два раза.

## 2.2. Кольцевой обостритель

Кольцевой обостритель также представляет собой газовый разрядник с тремя электродами. Основные разрядные электроды имеют торообразную форму, средний электрод выполнен в виде плоского диска с заостренной кромкой. Зазор между электродами равен 1 см. Средний электрод находится под плавающим потенциалом. Высоковольтная изоляция выполнена из органического стекла. Предусмотрено два режима работы обострителя: неуправляемый, осуществляющийся за счет самопробоя газовых промежутков, и управляемый, при котором на промежуточный электрод подается высоковольтный импульс напряжения.

При проектировании обострителя был выполнен расчет электростатических полей высоковольтной структуры, результаты которого позволили выбрать конструкцию обострителя без областей со сверхвысокими электрическими полями, приводящих к пробоям изоляции. Распределение электростатического поля в обострителе в момент времени, предшествующий пробую разрядника, приведено на рис. 6.

В расчете принято, что деление напряжения происходит по межэлектродным емкостям. Первым пробивается левый промежуток, затем из-за перенапряжения пробивается правый промежуток. Временные задержки пробоев промежутков вызывают эффект обострения проходящей волны напряжения. Изменяя давление и состав газовой смеси в камере обострителя, можно управлять этим эффектом. Для заполнения камеры обострителя газовой смесью в его корпусе предусмотрены штуцера.

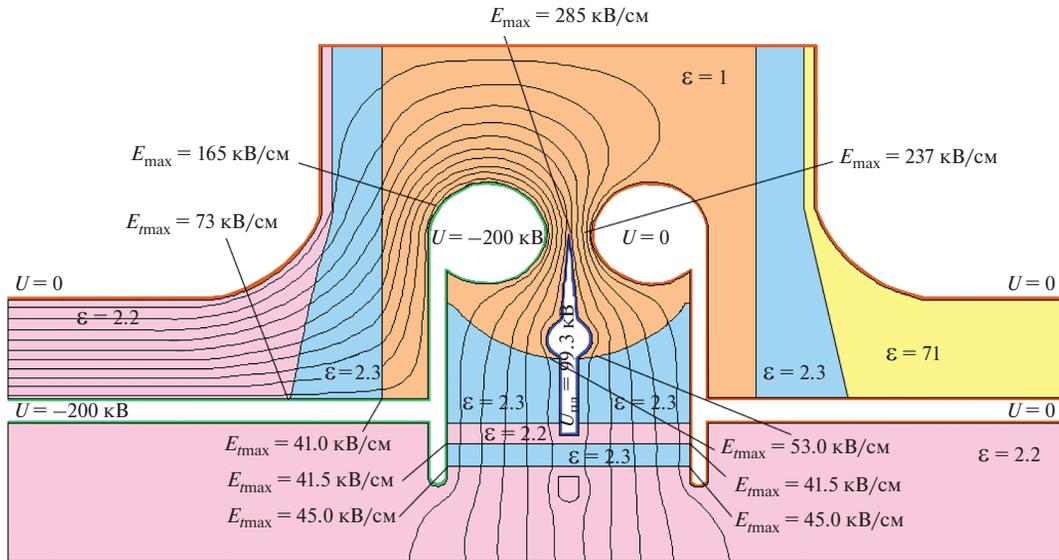


Рис. 6. Распределение линий постоянного электрического потенциала в кольцевом обострителе в момент времени, предшествующий пробоем разрядника.  $U$  – потенциал на электродах;  $\epsilon$  – диэлектрические проницаемости сред; напряженности электрического поля в наиболее важных точках:  $E_{\max}$  – максимумы модуля напряженности электрического поля на границе сред,  $E_{\max}$  – максимумы модуля напряженности электрического поля в “объеме”.

### 2.3. Коаксиальная передающая линия и эквивалент нагрузки

Длина коаксиальной передающей линии 270 мм, диаметр внешнего электрода 128 мм, диаметр внутреннего электрода 80 мм. Линия заполнена смесью глицерина и воды, ее волновое сопротивление составляет 3.54 Ом. Напряжение на передающей линии регистрируется при помощи емкостного делителя.

Эквивалент нагрузки выполнен из сопротивлений ТВО-10 Вт. Общее сопротивление эквивалента нагрузки с учетом омического делителя составляет 4.2 Ом. Внешней изоляцией является глицериновая смесь с водой. Ток через эквивалент нагрузки регистрируется при помощи магнитоиндукционного датчика (пояс Роговского).

## 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРА

Проведены измерения параметров генератора высоковольтных импульсов при коммутации двух д.ф.л. в различных режимах работы на эквивалент нагрузки. Линейные разрядники наполнялись азотом под давлением в диапазоне 1–3 бар, кольцевой обостритель азотом под давлением в диапазоне 0–1 бар. Характерные сигналы напряжений и тока генератора при работе на эквивалент нагрузки приведены на рис. 7.

При зарядном напряжении д.ф.л., равном 75 кВ, амплитуда сигнала с омического делителя на выходе д.ф.л. соответствует напряжению на ее выходе, равному 75.9 кВ. Длительность фронта импульса напряжения на выходе д.ф.л. примерно 40 нс.

Видно, что кольцевой обостритель сжимает фронт импульса напряжения до 16 нс. Длительность фронта импульса тока в нагрузке, зарегистрированного индукционным датчиком (пояс Роговского), примерно 18 нс при амплитуде около 18 кА. Небольшой всплеск напряжения на эквиваленте нагрузки (~0.3 мкс на рис. 7) связан с частичными разрядами, возникающими в кольцевом обострителе; формы огибающих сигналов тока и напряжения на эквивалентной нагрузке подобны.

С помощью м.р.г.д.-модели (магнитно-радиационно-гидродинамической) был проведен расчет характеристик малоиндуктивного сильноточ-

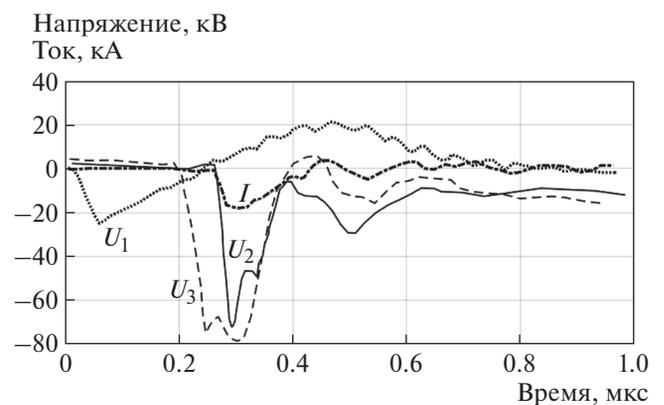
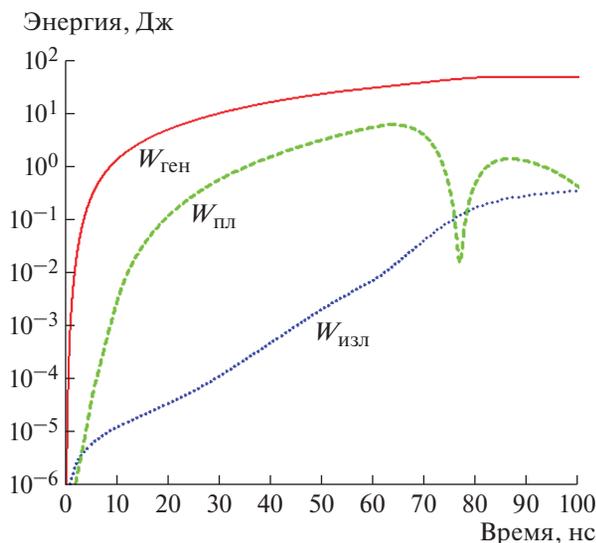


Рис. 7. Выходные осциллограммы, снятые с каналов сбора данных:  $U_1$  – напряжение на тиратроне,  $U_2$  – напряжение на эквиваленте нагрузки,  $U_3$  – напряжение на д.ф.л.,  $I$  – ток на эквиваленте нагрузки.



**Рис. 8.** Результаты м.г.р.д.-расчетов капиллярного Z-разряда для условий, задаваемых разработанным генератором.  $W_{\text{ген}}$  — энергия, переданная генератором в плазменную капиллярную нагрузку,  $W_{\text{пл}}$  — энергия, перешедшая в кинетическую энергию плазмы,  $W_{\text{изл}}$  — энергия излучения.

ного Z-разряда капиллярного типа (плазменная нагрузка) для условий, обеспечиваемых разработанным генератором. Аналогичные расчеты проводились в [11]. В текущих расчетах рассматривался капилляр длиной 5 см с внутренним диаметром 5 мм, заполненный аргоном при начальном давлении 1 Торр. Результаты расчетов для волнового сопротивления передающей линии 4 Ом представлены на рис. 8. На этом рисунке приведены графики временных зависимостей энергии, переданной генератором в нагрузку (к моменту максимального сжатия плазмы равной ~48 Дж), кинетической энергии плазмы и энергии полученного излучения в спектральной области <100 нм.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования наносекундного генератора высоковольтных импульсов на основе двух искусственных д.ф.л. продемонстрировали возможность получения на д.ф.л. напряжения с амплитудой 75 кВ, длительностью импульса 100 нс и фронтом 40 нс с дальнейшим обострением фронта импульса вплоть до 16 нс. На эквиваленте нагрузки это позволяет получать ток с амплитудой 18 кА и фронтом порядка 18 нс. Расчеты капиллярной нагрузки показывают возможность с помощью такого генератора вкладывать ~48 Дж в плазменную нагрузку, что достаточно для наблюдения излучения в спектральном диапазоне <100 нм.

Ключевой принцип построения генератора на искусственных д.ф.л. из рулонных секций малоиндуктивных конденсаторов, а также технические решения, использованные при разработке генератора, могут быть успешно применены при создании мощных компактных генераторов импульсов высокого напряжения с фронтом порядка нескольких наносекунд и током до 30 кА для использования в различных областях физики и техники, где требуются высокие плотности запасаемой энергии.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны Н. Лекомцевой, сотруднице НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, за моделирование и оптимизацию электростатических полей в обострителях.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проекта № 18-08-01066.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Месяц Г.А.* Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974.
2. Накопление и коммутация энергии больших плотностей / Под ред. У. Бостика, В. Нарди, О. Цукера. М.: Мир, 1979.
3. *Бурцев В.А., Большаков Е.П., Гетман Д.В., Лекомцева Н.Г., Чернобровин В.И.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 7. С. 49.
4. *Бохан П.А., Гугин П.П., Закревский Д.Э., Лаврухин, М.А.* // ЖТФ. 2015. Т. 85. Вып. 10. С. 50.
5. *Кучинский Г.С., Шкуронат П.И., Шнеерсон Г.А.* // Сб. статей Ин-та атомной энергии им. И.В. Курчатова / Под ред. Е.П. Велихова. М.: Энергоатомиздат, 1987. С. 127–165.
6. *Большаков Е.П., Бурцев В.А.* Патент на изобретение 2247453 РФ // Оpubл. 27.02.2005. Бюл. № 6.
7. *Кичаева Г.С., Шкуронат П.И.* // Изв. вузов. Сер. Энергетика. 1961. № 2. С. 34.
8. *Berkenhagen W.H., Gribble R.F., Hansborough L.D., Linford R.K., Melton J.G., Nunnally W.C.* // Proceedings of the Sixth Symposium on Engineering Problems of Fusion Research. 18–21 November 1975, San Diego, CA, USA. 1975. P. 676.
9. *Neil G.R., Post R.S.* // Rev. Sci. Instrum. 1978. V. 49. № 3. P. 401.  
<https://doi.org/10.1063/1.1135419>
10. *Burtsev V.B., Babalin A.I., Bol'shakov E.P., Dubianskiy V.A., Getman D.V., Kozlov V.P., Sedov A.V., Chernobrovin V.I., Pecherskiy O.P.* // Pulsed Power Plasma Science Conference (PPPS-2001). 17–22 June 2001, Las Vegas, Nevada, USA. IEEE. 2002. V. 1. P. 1750.  
<https://doi.org/10.1109/PPPS.2001.1001910>
11. *Бурцев В.А., Калинин Н.В.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 8. С. 20.

ЭЛЕКТРОНИКА  
И РАДИОТЕХНИКА

УДК 631.373.54

КОММУТАТОРНЫЙ ИНДУКТИВНО-КОНДЕНСАТОРНЫЙ  
ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ ТОКА

© 2020 г. Г. В. Носов<sup>а,\*</sup>, М. Г. Носова<sup>б,\*\*</sup>

<sup>а</sup> *Национальный исследовательский Томский политехнический университет  
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30*

<sup>б</sup> *Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники  
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 40*

\*e-mail: nosov@tpu.ru

\*\*e-mail: nosovamgm@gmail.com

Поступила в редакцию 03.02.2020 г.

После доработки 10.02.2020 г.

Принята к публикации 11.02.2020 г.

Исследован генератор, состоящий из маломощного источника с недостаточным для потребителя уровнем постоянного напряжения, полупроводникового ключа на IGBT-транзисторе, индуктивно-емкостного звена, тиристора, включаемого динисторами, и импульсного трансформатора. Генератор предназначен для электропитания различных потребителей мощными импульсами тока с частотой повторения до 100 Гц и более. Экспериментальные исследования опытной модели генератора показали, что по сравнению с маломощным источником (22 Вт, 13.8 В) импульсные значения мощности и напряжения у потребителя составили 2.47 кВт, 1122 В. При этом в сопротивлении потребителя (510 Ом) импульсы тока имели амплитуду 2.2 А, длительность 20 мкс и частоту повторения 50–167 Гц при напряжении источника 13.8–22.8 В. С увеличением постоянного напряжения источника питания число импульсов тока зарядки конденсатора снижалось, а частота импульсов тока в нагрузке возрастала. Максимальное напряжение на конденсаторе при его зарядке получено в 3–5 раз больше напряжения источника.

DOI: 10.31857/S0032816220040163

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СХЕМА  
И РАБОТА ГЕНЕРАТОРА

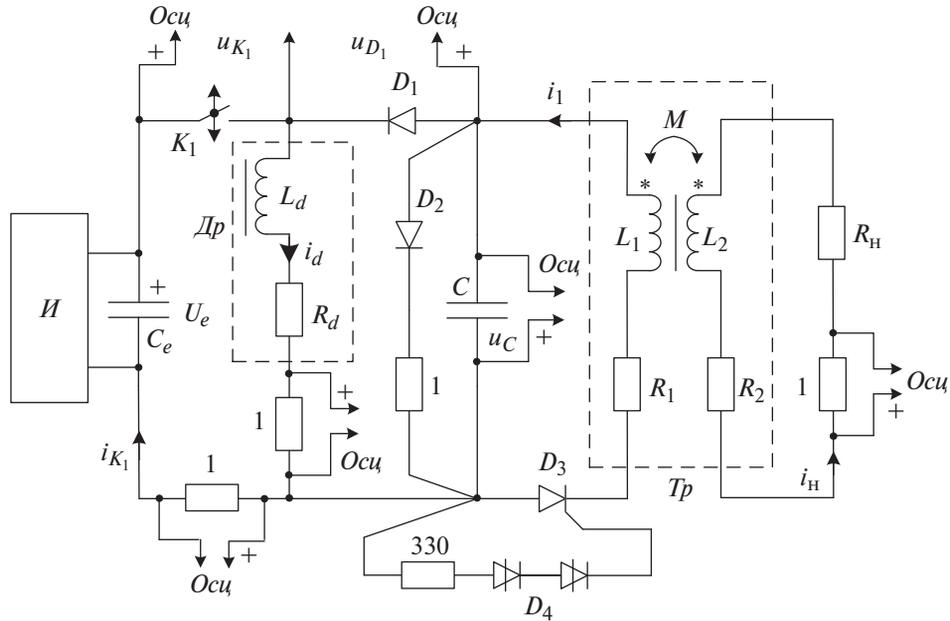
Для электропитания многих потребителей мощными импульсами тока используются генераторы с электрическими конденсаторами, которые заряжаются от источника энергии постоянного напряжения (аккумулятор, выпрямитель, блок питания) и затем разряжаются на нагрузку (потребитель). К таким генераторам относится коммутаторный индуктивно-конденсаторный генератор с частотой повторения импульсов тока в нагрузке до 100 Гц и более. Задачей данной работы является исследование этого генератора при подключении его к источнику постоянного напряжения ограниченной мощности и с недостаточным для потребителя уровнем напряжения.

При недостаточном для потребителя уровне постоянного напряжения источника часто применяется промежуточное звено переменного тока, состоящее из инвертора, трансформатора и выпрямителя, от которого заряжаются конденсаторы [1, 2]. В работе [3] рассмотрены индуктивно-конденсаторные импульсные преобразователи

напряжения постоянного тока с полупроводниковым ключевым элементом – IGBT-транзистором, работающие в режиме питания потребителя непрерывным колеблющимся напряжением на конденсаторе.

Электрическая схема одного из этих преобразователей была использована в исследуемом генераторе как звено для повышения напряжения на заряжаемом сериями импульсов тока конденсаторе. Для дальнейшего повышения напряжения был применен импульсный трансформатор, к первичной обмотке которого тиристором подключается заряженный конденсатор, а к вторичной обмотке подсоединена нагрузка. Тиристор отпирается включением в цепи управления одного или нескольких последовательно соединенных динисторов, и конденсатор разряжается, генерируя импульс тока в нагрузке. Запирание тиристора осуществляется при снижении его тока до нулевого значения.

Электрическая схема исследуемого генератора с измерительными резисторами (1 Ом) представлена на рис. 1. Коммутатор  $K_1$  (IGBT-транзистор) периодически замыкает и размыкает силовую



**Рис. 1.** Электрическая схема генерации и регистрации токов и напряжений. *I* – источник постоянного напряжения (канал блока питания Mastech HY3003D-2), *Osci* – цифровой осциллограф UNI-T модели UTD2025CL серии UTD-2000L, 25 МГц;  $K_1$  – твердотельное реле постоянного тока 5П40.10GDA1-20-12-B88,  $f = 500$  Гц;  $D_1, D_2$  – диоды VS-NFA16TB120-N3 (16 А, 1200 В, 76 А/мкс),  $D_3$  – тиристор T242-80-7 (80 А, 700 В),  $D_4$  – динисторы КН102А и КН102Б; *Tr* – трансформатор: два ферритовых сердечника 2000НМ Ш 20 × 28, зазор 0.1 мм,  $w_1 = 8$  витков,  $w_2 = 250$  витков ( $L_1 \approx 0.167$  мГн,  $R_1 < 0.1$  Ом,  $L_2 \approx 157$  мГн,  $R_2 \approx 1.4$  Ом,  $M \approx 5$  мГн); *Др* – дроссель: два ферритовых сердечника 2000НМ Ш 20 × 28, зазор 2 мм,  $w = 194$  витка ( $L_d \approx 10.9$  мГн,  $R_d \approx 0.4$  Ом);  $C_e$  – 3 электролита ЕСАР470уF/63V, 105°С (1410 мкФ, 63 В),  $C$  – 3 конденсатора СВВ-685-400V-685J-CL2 (20.9 мкФ, 400 В);  $R_H$  – резистор 5W510RJ-510 Ом, резисторы номиналом 1 Ом – 5W1RJ, 330 Ом – 5W330RJ.

цепь питания генератора с частотой  $f$  и скважностью  $Q > 1$ . При этом период коммутации  $T$  и интервалы времени  $t_1$  ( $K_1$  замкнут),  $t_2$  ( $K_1$  разомкнут) будут равны:

$$\begin{aligned} T &= 1/f, & t_1 &= T/Q, \\ t_2 &= T - t_1 = T(Q - 1)/Q. \end{aligned} \quad (1)$$

При замкнутом коммутаторе  $K_1$ , когда подключается источник  $I$  постоянного напряжения  $U_e$ , происходит накопление энергии в магнитном поле дросселя  $Др$ , а при разомкнутом  $K_1$ , когда отключается источник  $I$ , эта энергия передается в электрическое поле конденсатора  $C$ , который за несколько периодов  $T$  коммутации  $K_1$  заряжается до максимального напряжения  $U_{mc}$ .

Это напряжение определяется напряжением включения динисторов  $D_4$ , которые при достижении напряжения конденсатора величины  $U_{mc}$  отпирают тиристор  $D_3$ , конденсатор разряжается на первичную обмотку трансформатора  $Tr$  и в нагрузку  $R_H$  генерируется импульс тока  $i_H$ . Заряд и разряд конденсатора, а также генерирование импульсов тока  $i_H$  периодически повторяются с частотой  $f_H < f$ . С целью разделения во времени про-

цессов накопления энергии в дросселе и конденсаторе установлен полупроводниковый диод  $D_1$ , а для предотвращения возможного появления отрицательного напряжения на конденсаторе при его разрядке подключен полупроводниковый диод  $D_2$ .

При зарядке конденсатора возможны два режима: режим непрерывного тока дросселя  $i_d$ , когда этот ток в течение большинства периодов  $T$  коммутации  $K_1$  не достигает нулевого значения; режим импульсного тока дросселя, когда этот ток в течение большинства периодов коммутации  $K_1$  достигает нулевого значения. Исходя из необходимости периодического запираания тиристора  $D_3$  после разрядов конденсатора, режим импульсного тока дросселя представляется наиболее приемлемым.

Если при индуктивности  $L_d$ , сопротивлении  $R_d$  и постоянной времени  $\tau_d = L_d/R_d$  дросселя его добротность  $q = 2\pi f\tau_d \gg 1$ , то тогда без учета измерительных резисторов (1 Ом) для обеспечения режима импульсного тока дросселя емкость  $C$  конденсатора должна удовлетворять условию:

$$C_m = \frac{4t_2^2}{\pi^2 L_d} > C. \quad (2)$$

### ОПЫТНАЯ МОДЕЛЬ ГЕНЕРАТОРА

Опытная модель генератора составлена из следующих элементов на рис. 1.

В качестве источника  $I$  постоянного напряжения  $U_e$  использован один канал регулируемого двухканального блока питания Mastech HY3003D-2 (Китай, г. Гонконг, MASTECH) с максимальными выходными значениями одного канала 30 В, 3 А. Для уменьшения амплитуд напряжений на коммутаторе  $K_1$  и на внутренних элементах источника при размыкании коммутатора  $K_1$  к выходу блока питания подключены три параллельно соединенных электролитических конденсатора ЕСАР470uF/63V, 105°C (Тайвань) с суммарной емкостью  $C_e \approx 1410$  мкФ и напряжением до 63 В (аналоги конденсатора К50-35).

Управляемым коммутатором  $K_1$  служит твердотельное реле постоянного тока 5П40.10GDA1-20-12-B88 (Россия, г. Орел, ЗАО “Протон-Импульс”) на IGBT-транзисторе с параметрами: размыкаемый ток до 20 А; максимальное напряжение в разомкнутом состоянии до 1200 В; частота коммутации до 100 кГц; время коммутации 5 мкс; остаточное напряжение в замкнутом состоянии  $U_{ост} < 2.5$  В, причем измеренное среднее его значение оказалось равным  $U_{ост} \approx 1.4$  В.

Для защиты силовые выходные зажимы реле  $K_1$  шунтируются варистором СН2-1А на 1200 В (Россия, г. Королёв, “АС Энергия”) и параллельным варистору встречно подключенным диодом VS-NFA16TB120-N3 (www.vishay.com) с параметрами 16 А, 1200 В, 76 А/мкс (оба на рис. 1 не показаны).

Управление работой реле осуществляется однополярными прямоугольными импульсами напряжения  $u_y$  с амплитудой 8 В при скважности  $Q = 2$  и частоте  $f = 500$  Гц, которые через токоограничивающий резистор 426.6 Ом подаются на вход реле, что обеспечивает импульсный входной ток 15 мА. Условные силовые контакты реле  $K_1$  при напряжении управления  $u_y = 0$  разомкнуты, а при  $u_y = 8$  В – замкнуты.

К зажимам питания реле через токоограничивающий резистор 50 Ом подключается источник постоянного напряжения 12–15 В, ток питания не более 30 мА. В качестве источника прямоугольных импульсов напряжения управления и источника питания реле использованы регулируемые источники лабораторного комплекса ЭД-1 (Россия, г. Челябинск, ООО “Учебная техника”), которые на рис. 1 не показаны. В результате коммутатор  $K_1$  при частоте  $f = 500$  Гц и скважности

$Q = 2$  согласно (1) обеспечивает:  $T = 2$  мс,  $t_1 = t_2 = 1$  мс.

Для импульсного периодического накопления энергии в магнитном поле изготовлен дроссель  $D_p$  с магнитопроводом из двух Ш 20 × 28 сердечников из феррита 2000НМ (Россия, г. Санкт-Петербург, “Ферроприбор”). У магнитопровода между сердечниками предусмотрен воздушный зазор 2 мм. Обмотка дросселя с числом витков  $w = 194$  выполнена проводом ПЭТ-155 с диаметром по меди 1.18 мм, между слоями провода в качестве изоляции размещена лавсановая пленка толщиной 0.1 мм. Измеренные параметры дросселя при 25°C:  $L_d \approx 10.9$  мГн,  $R_d \approx 0.4$  Ом, масса 0.7 кг, тогда  $\tau_d \approx 27$  мс  $\gg t_1, q \approx 85.6 \gg 1$ .

Диоды  $D_1$  и  $D_2$  взяты одинаковыми типа VS-NFA16TB120-N3 (www.vishay.com) с параметрами 16 А, 1200 В, 76 А/мкс.

Согласно условию (2), когда  $C_m \approx 37.2$  мкФ, выбираем конденсатор, выполненный в виде трех параллельно соединенных пленочных конденсаторов СВВ-685-400V-685J-CL2 (Китай, ELEC-YINGFO) с суммарной измеренной емкостью  $C = 20.9$  мкФ и с предельным напряжением 400 В.

Для подключения заряженного конденсатора к первичной обмотке трансформатора  $Tr$  применен низкочастотный тиристор ( $D_3$ ) T242-80-7 (Россия, г. Саранск, “Электровыпрямитель”) с параметрами: средний ток 80 А, повторяющееся напряжение в закрытом состоянии 700 В. Для отпираания этого тиристора использовано в цепи его управления последовательное соединение токоограничивающего резистора 330 Ом 5W330RJ и двух диодисторов ( $D_4$ ) КН102А и КН102Б (www.katod-anod.ru/rd/kn102) с паспортными значениями напряжений включения 20 и 28 В соответственно. Экспериментально их напряжение включения оказалось примерно одинаковым и равным 36 В, а при их последовательном соединении напряжение включения составило 72 В. В результате максимальное напряжение на конденсаторе должно быть равно  $U_{mC} \approx 72$  В.

Запирание тиристора происходит при снижении его тока  $i_1$  до нулевого значения, поэтому длительность импульса тока  $i_1$  должна быть существенно меньше интервала времени  $t_2 = 1$  мс (1), что обеспечивается величиной емкости конденсатора ( $C = 20.9$  мкФ), параметрами трансформатора ( $L_1, L_2, M, R_1, R_2$ ) и нагрузки ( $R_n$ ).

Для повышения напряжения на нагрузке  $R_n$  по сравнению с максимальным напряжением на конденсаторе  $U_{mC}$  был изготовлен импульсный трансформатор  $Tr$  с магнитопроводом из таких же, как у дросселя, двух Ш 20 × 28 сердечников из феррита 2000НМ. У магнитопровода между сердечниками для их размагничивания при однополярных им-

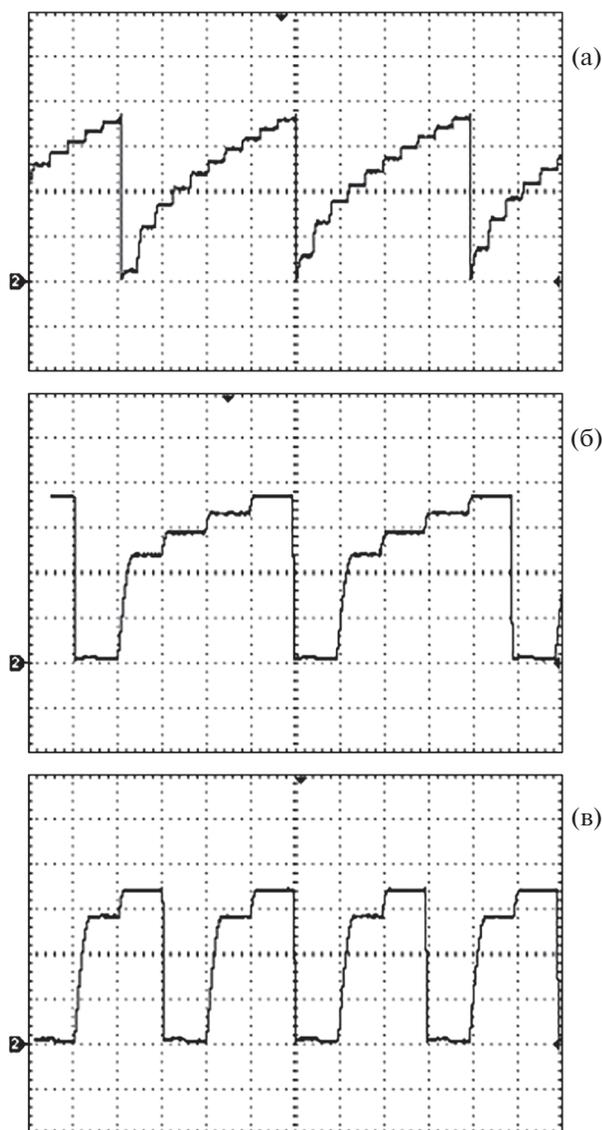


Рис. 2. Осциллограммы напряжения  $u_C$  на конденсаторе: а – при напряжении источника  $U_e \approx 13.8$  В, развертка 5 мс/деление; б – при  $U_e \approx 19.5$  В, 2 мс/деление; в – при  $U_e \approx 22.8$  В, 2 мс/деление. Масштаб по вертикали 20 В/деление. Левая метка – нулевой уровень.

пульсах тока  $i_1$  предусмотрен воздушный зазор 0.1 мм.

Первичная (внешняя) и вторичная (внутренняя) обмотки расположены на общем пластмассовом каркасе с толщиной стенок 1.25 мм. Первичная обмотка выполнена однослойной и состоит из трех параллельных обмоток, каждая из которых изготовлена проводом ПЭТ-155 с диаметром по меди 1.18 мм и с числом витков  $w_1 = 8$ . Вторичная обмотка имеет число витков  $w_2 = 250$  и намотана проводом ПЭТ-155 с диаметром провода по меди 0.8 мм, между слоями этого провода размещена лавсановая пленка толщиной 0.1 мм.

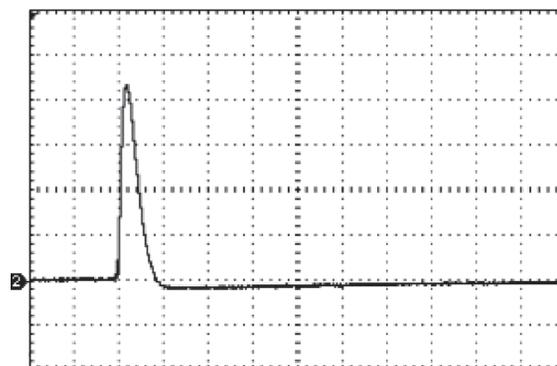


Рис. 3. Осциллограмма напряжения на резисторе 1 Ом, соответствующая току  $i_H$  в нагрузке  $R_H = 510$  Ом. Масштаб по вертикали 500 мВ/деление, по горизонтали – 50 нкс/деление. Левая метка – нулевой уровень.

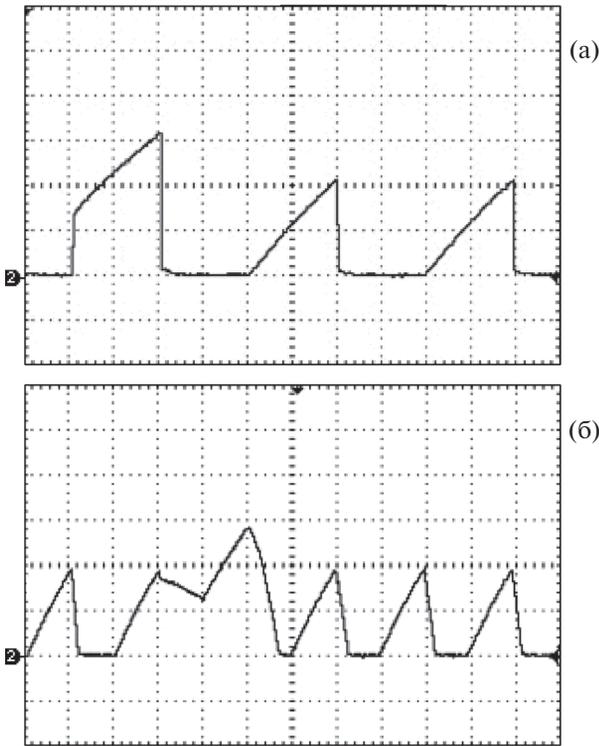
Между первичной и вторичной обмотками расположена изоляция толщиной 0.6 мм из электроизоляционной ПВХ-ленты, которая при толщине 0.15 мм заявлена изготовителем на пробивное напряжение 6 кВ, предположительно рассчитанного на 1 мм (Китай, Safeline). Измеренные параметры трансформатора при 25°C:  $L_1 \approx 0.167$  мГн,  $R_1 < 0.1$  Ом,  $L_2 \approx 157$  мГн,  $R_2 \approx 1.4$  Ом,  $M \approx 5$  мГн,  $w_2/w_1 \approx 31$ , масса 0.7 кг.

В качестве нагрузки использован резистор 5W510RJ с сопротивлением  $R_H = 510$  Ом. Для регистрации напряжений применен цифровой осциллограф (Оци) UNI-T модели UTD2025CL серии UTD-2000L (Китай, г. Дунгуань, Uni-Trend Technology Limited). При этом для регистрации токов используются напряжения, которые снимаются с измерительных резисторов 1 Ом (5W1RJ). Такой же резистор размещен в цепи диода  $D_2$  для преобразования в тепло остатков энергии конденсатора при возможном изменении полярности его напряжения при разрядке. Резисторы 5W1RJ, 5W330RJ, 5W510RJ изготовлены в России, г. Королёв, “АС Энергия”.

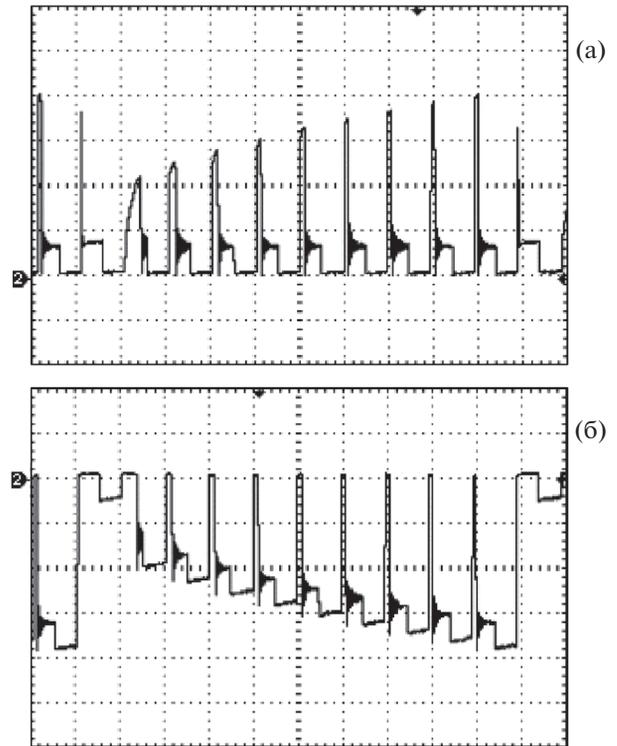
## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2 приведены осциллограммы напряжения  $u_C$  на конденсаторе при различных выходных напряжениях блока питания  $U_e$ , на основании которых найдены значения  $U_{mC} \approx 72$  В, период  $T_c$  напряжения  $u_C$ ,  $f_H$ , число импульсов тока зарядки конденсатора  $N$ ,  $K_{UC} \approx U_{mC}/U_e$ : рис. 2а –  $U_e \approx 13.8$  В,  $N \approx 10$ ,  $T_c \approx 0.02$  с,  $f_H \approx 50$  Гц,  $K_{UC} \approx 5.2$ ; рис. 2б –  $U_e \approx 19.5$  В,  $N \approx 5$ ,  $T_c \approx 0.01$  с,  $f_H \approx 100$  Гц,  $K_{UC} \approx 3.7$ ; рис. 2в –  $U_e \approx 22.8$  В,  $N \approx 3$ ,  $T_c \approx 0.006$  с,  $f_H \approx 167$  Гц,  $K_{UC} \approx 3.2$ .

На рис. 3 представлена осциллограмма, соответствующая току  $i_H$  в нагрузке  $R_H = 510$  Ом, на основании которой можно найти: длительность им-



**Рис. 4.** Осциллограммы напряжений на резисторах 1 Ом, соответствующие: **а** – току  $i_{K1}$  коммутатора  $K_1$ , развертка 500 мкс/деление; **б** – току  $i_d$  дросселя, развертка 1 мс/деление. Напряжение источника  $U_e \approx 13.8$  В. Масштаб по вертикали 500 мВ/деление. Левая метка – нулевой уровень.



**Рис. 5.** Осциллограммы: **а** – напряжение  $u_{K1}$  на коммутаторе  $K_1$ ; **б** – напряжение  $u_{D1}$  на диоде  $D_1$ . Напряжение источника  $U_e \approx 13.8$  В. Масштаб по вертикали 20 В/деление, по горизонтали – 2 мс/деление. Левая метка – нулевой уровень.

пульса тока  $i_n$  на половине его амплитуды 20 мкс, амплитуду этого тока  $I_{mн} \approx 2.2$  А, амплитуду напряжения на нагрузке  $U_{mн} = R_n I_{mн} \approx 1122$  В, амплитуду мощности нагрузки  $P_{mн} = U_{mн} I_{mн} \approx 2.47$  кВт, при  $U_e \approx 13.8–22.8$  В коэффициент повышения напряжения  $K_U = U_{mн}/U_e \approx 81–49$ . Амплитуду тока  $i_1$  в первичной обмотке трансформатора можно оценить так:  $I_{m1} \approx (w_2/w_1) I_{mн} \approx 69$  А.

Работа генератора также иллюстрируется осциллограммами на рис. 4 и 5, которым соответствует напряжение  $u_C$  на рис. 2а при  $U_e \approx 13.8$  В и  $N \approx 10$ .

На рис. 4а показана осциллограмма напряжения на резисторе 1 Ом, подобная току  $i_{K1}$  коммутатора  $K_1$ . Импульс тока  $i_{K1}$  с амплитудой 1.6 А соответствует зарядке и разрядке конденсатора, а импульсы с амплитудой 1.05 А – только зарядке конденсатора. В результате при максимальной генерируемой мощности блока питания  $P_{me} = 13.8 \cdot 1.6 \approx 22$  Вт коэффициент усиления мощности составил  $K_P = P_{mн}/P_{me} \approx 112$ .

На рис. 4б представлена осциллограмма напряжения на резисторе 1 Ом, соответствующая току  $i_d$  дросселя. Сдвоенный импульс тока  $i_d$  с амплитудой 1.4 А соответствует зарядке и разрядке конденсатора, а импульсы с амплитудой 0.95 А – только зарядке конденсатора.

Приблизительно наибольшее максимальное значение напряжения  $u_{K1}$  можно рассчитать так:  $U_{mK1} \approx U_e + U_{mC} = 85.8$  В, которое примерно соответствует экспериментальной величине 80 В.

На рис. 5а приведена осциллограмма напряжения  $u_{K1}$  на коммутаторе  $K_1$ , отражающая процесс работы генератора: девять нарастающих по амплитуде импульсов напряжения соответствуют зарядке конденсатора, а десятый импульс напряжения очевидно соответствует зарядке и разрядке конденсатора. На рис. 5б показана осциллограмма напряжения  $u_{D1}$  на диоде  $D_1$ : при отрицательных значениях напряжения диод  $D_1$  заперт, а при  $u_{D1} \geq 0$  – открыт. Девять нарастающих по модулю амплитуды импульсов напряжения  $u_{D1}$  соответствуют зарядке конденсатора, а десятый импульс с наименьшей по модулю амплитудой напряже-

ния  $u_{D_1}$ , очевидно, соответствует зарядке и разрядке конденсатора. Наименьшее запирающее диод  $D_1$  напряжение  $u_{D_1}$  можно приближенно оценить так:  $U_{mD_1} \approx -U_{mK_1} = -85.8$  В, которое близко к экспериментальному значению  $-76$  В.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован коммутаторный индуктивно-конденсаторный генератор с полупроводниковым ключевым элементом – IGBT-транзистором, опытная модель которого на активной нагрузке  $R_n = 510$  Ом генерировала импульсные значения мощности и напряжения:  $P_{mn} \approx 2.47$  кВт,  $U_{mn} \approx 1122$  В. При изменении напряжения источника  $U_e = 13.8–22.8$  В коэффициент повышения напряжения получился равным  $K_U = U_{mn}/U_e \approx 81–49$ , а при напряжении источника  $U_e = 13.8$  В и его мощности  $P_{me} \approx 22$  Вт коэффициент усиления импульсной мощности составил  $K_P = P_{mn}/P_{me} \approx 112$ . Опытная модель ге-

нератора при этих параметрах работала надежно без регулировок и отключений, обеспечивая в нагрузке импульсы тока с амплитудой 2.2 А, длительностью 20 мкс и с частотой повторения 50–167 Гц при изменении напряжения источника  $U_e = 13.8–22.8$  В. С увеличением напряжения источника питания  $U_e$  число импульсов  $N$  тока зарядки конденсатора снижалось, а частота  $f_n$  импульсов тока в нагрузке возрастала. Максимальное напряжение на конденсаторе ( $U_{mc} \approx 72$  В) при его зарядке получено в  $K_{UC} \approx 5–3$  раз больше напряжения источника ( $U_e = 13.8–22.8$  В).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коваленко Ю.В., Пурескин Д.Н., Савкин В.Я., Сеньков Д.В., Яковлев Д.В. // ПТЭ. 2016. № 6. С. 28. <https://doi.org/10.7868/S0032816216050116>
2. Лившиц А.Л., Отто М.А. Импульсная электротехника. М.: Энергоатомиздат, 1983. С. 225.
3. Шабалин Н.Г., Феоктистов В.П., Иньков Ю.М. // Электротехника. 2011. № 8. С. 33.

## ИОННЫЙ ДИОД С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИОННЫХ ПУЧКОВ АЛЮМИНИЯ

© 2020 г. В. И. Шаманин<sup>а,\*</sup>, Г. Е. Ремнёв<sup>а</sup>, В. А. Тарбоков<sup>а</sup>

<sup>а</sup> *Национальный исследовательский Томский политехнический университет,  
Исследовательская школа физики высокоэнергетических процессов  
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 30*

*\*e-mail: shamanin@tpu.ru*

Поступила в редакцию 18.12.2019 г.

После доработки 12.02.2020 г.

Принята к публикации 18.02.2020 г.

Представлены результаты исследования генерации импульсных пучков, состоящих из ионов алюминия, углерода и протонов. Ионный пучок образуется при приложении к аноду вакуумного диода субмикросекундного импульса высокого напряжения в момент существования в ускоряющем промежутке плотной взрывоэмиссионной плазмы. Плазма в диоде создается дополнительным высоковольтным импульсом, предшествующим основному, за счет взрывной эмиссии на поверхности потенциального электрода. Амплитуда основного, ускоряющего импульса в экспериментах составляла 200 кВ, длительность 100 нс на полувысоте. Для диагностики состава пучка использовались времяпролетная методика на основе коллимированного цилиндра Фарадея и магнитный спектрометр.

DOI: 10.31857/S0032816220040175

### ВВЕДЕНИЕ

Основные проблемы повышения эффективности генерации импульсных мощных ионных пучков (м.и.п.) связаны с решением двух задач: созданием однородной плазмы в ускоряющем промежутке (с плотностью, как правило, более  $10^{14}$  см<sup>-3</sup>) и повышением доли ионной компоненты в токе пучка, ограниченной законом Чайльда–Ленгмюра–Богуславского [1].

Первая задача решается путем использования в качестве источника плазмы пробоя по поверхности диэлектрического анода [2], инъекции плазмы в ускоряющий промежуток от внешнего источника [3, 4], либо инъекции газа с последующим его пробоем при подаче ускоряющего напряжения [5] или при ионизации вихревым электрическим полем [6].

В данной работе использовалась взрывоэмиссионная плазма, формируемая на потенциальном электроде вакуумного диода дополнительным импульсом, предшествующим основному [7, 8]. Такой подход использован в ускорителе ТЕМП с графитовым анодом [9].

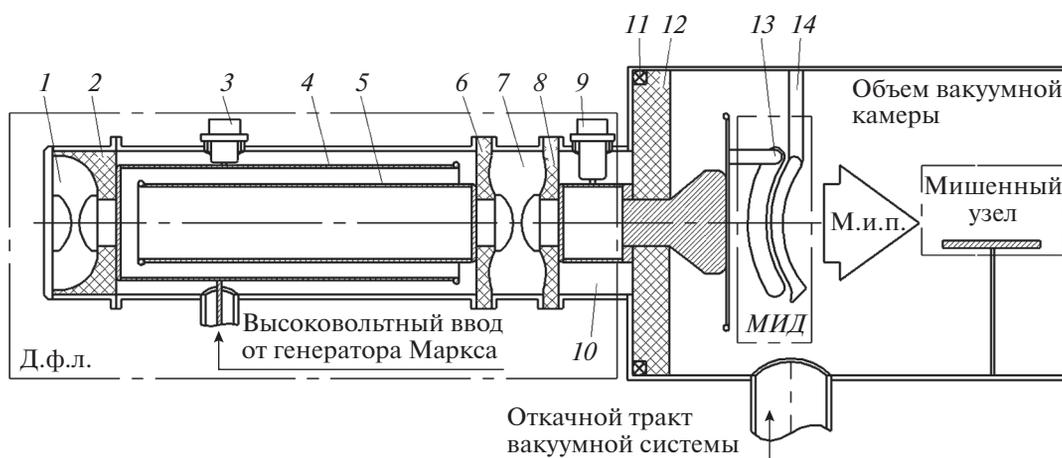
Вторая задача решается за счет увеличения времени нахождения электронов в диодном зазоре при использовании отражательных систем [10, 11], диодов с магнитной изоляцией [12], низкоимпедансных диодов на основе пинчевания электрон-

ного пучка [13], комбинацией последних двух [14].

Повышение частоты следования импульсов для использования ускорителя в практических целях требует, в том числе, более высокого темпа отвода тепла из диодной области. Выполнение анода из металла с высоким коэффициентом теплопроводности решает такую задачу. В качестве материала анода мы использовали сплав на основе алюминия, что обеспечило формирование пучка ионов, включающего ионы алюминия – материала анода. Ранее на ускорителе МУК-М при использовании анода из алюминия были получены пучки с содержанием ионов Al<sup>n+</sup> при работе полоскового диода с внешним магнитным полем [7].

Целью данного исследования является разработка ионного диода с магнитной самоизоляцией, обеспечивающего генерацию многокомпонентного ионного пучка со значительной долей ионов алюминия, не требующего дополнительных устройств для формирования анодной плазмы в ускоряющем промежутке и внешних источников изолирующего импульсного магнитного поля.

Устойчивый режим формирования многокомпонентного пучка со значительной долей ионов алюминия обеспечивается за счет действия дополнительного (предварительного) плазмообразующего импульса, предшествующего основному



**Рис. 1.** Схема ускорителя. 1, 7 – газопроводы; 2, 6, 8, 12 – высоковольтные изоляторы; 3, 9 – делители напряжения; 4, 5 – электроды д.ф.л.; 10 – объем для размещения зарядной индуктивности и делителя для измерения ускоряющего напряжения; 11 – пояс Роговского; 13 – секционный анод; 14 – секционный катод. МИД – магнитно-изолированный диод.

ускоряющему импульсу, и формируемого тем же генератором импульсов напряжения.

В режиме работы с самоизоляцией диодного промежутка собственным током диода пучки ионов алюминия получены впервые.

### НАНОСЕКУНДНЫЙ ГЕНЕРАТОР И ИОННЫЙ ДИОД

Схема ускорителя ТЕМП [8, 14] на основе диода с магнитной самоизоляцией представлена на рис. 1.

Наносекундный генератор на основе двойной формирующей линии (д.ф.л.) обеспечивает режим формирования сдвоенных разнополярных импульсов напряжения [8]. В экспериментах за-

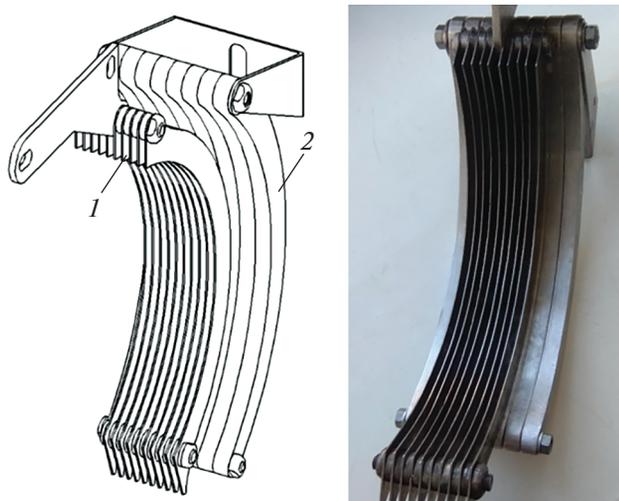
рядка внутренней линии д.ф.л. осуществлялась непосредственно через цепь диода [15].

Эксперименты по формированию многокомпонентных ионных пучков проводились в режиме генерации наносекундным генератором разовых импульсов, что обусловлено необходимостью поддержания на одном и том же уровне вакуумных условий и относительно небольшой мощностью зарядного устройства первичного накопителя энергии. В качестве первичного накопителя энергии в ускорителе ТЕМП используется восьмиступенчатый генератор Маркса.

На рис. 2 представлено конструктивное исполнение ионного диода с магнитной самоизоляцией и металлическим анодом. Разработанный ионный диод имеет фокусирующую геометрию и представляет собой разборную систему из отдельных пластин. Модульность такой конструкции позволяет производить частичную замену пластин ввиду их неравномерного износа, комбинировать несколько материалов в одном электроде и соответственно влиять на процессы образования плазмы, состав м.и.п. и срок службы диода при его непрерывной работе.

Катод набран из пластин толщиной 1 мм, механически стянутых между собой через металлические шайбы, толщина которых определяет расстояние между соседними пластинами. В наших экспериментах ширина шайб составила 4 мм.

Анодная сборка включала в себя 8 секций, каждая шириной 10 мм, механически стянутых между собой так, чтобы образовывалась единая изогнутая под заданный радиус поверхность. Элементы сборки катода были изготовлены из нержавеющей стали, а анодные секции – из сплава на основе алюминия.



**Рис. 2.** Конструктивное исполнение МИД. 1 – секционный катод; 2 – секционный анод.

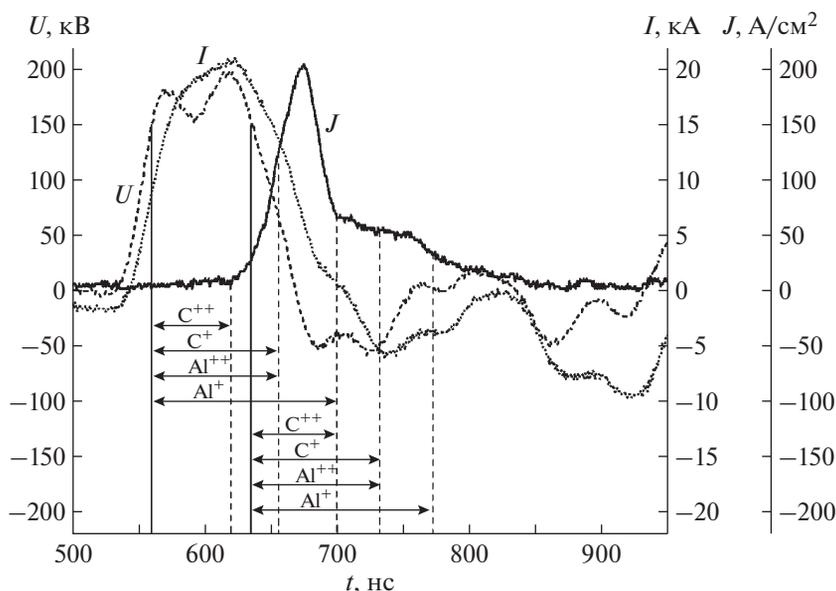


Рис. 3. Осциллограммы ускоряющего напряжения  $U$ , полного тока диода  $I$  и плотности ионного тока  $J$ .

Высокая электро- и теплопроводность анода, выполненного из сплава на основе алюминия, обеспечивает возможность работы на более высокой частоте следования импульсов. Анод, выполненный из хорошо электропроводящего материала, экранирует магнитный поток, создаваемый током, протекающим по катоду в течение длительности импульса ускоряющего напряжения. Это определяет более высокую напряженность магнитного поля в промежутке анод–катод [12], обеспечивающего магнитную изоляцию электронного потока.

Необходимо также отметить, что исполнение анода в виде отдельных пластин обеспечивает более низкий порог по напряжению формирования плазмы на первом вспомогательном импульсе напряжения за счет увеличения напряженности электрического поля на краях в областях стыков секций анода. Площадь активной поверхности анода составила  $\sim 0.018 \text{ м}^2$ . Величина промежутка анод–катод изменялась вдоль длины поверхности анода и варьировалась в диапазоне 8–11 мм.

### УСТРОЙСТВА И СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ

Для контроля выходных амплитудно-временных параметров импульса напряжения на потенциальном электроде и импульса полного тока использовались пояс Роговского и жидкостные делители напряжения [16]. Для контроля состава м.и.п. использовался коллимированный цилиндр Фарадея, который располагался на мишенном узле, в фокальной плоскости диодной системы, на удалении от поверхности анода  $\sim 140 \text{ мм}$ .

Входной коллиматор магнитного спектрометра имеет две апертуры, расположенные на удалении 100 мм друг от друга, диаметром 1 мм и 100 мкм соответственно. Магнитное поле создают два постоянных неодимовых магнита прямоугольной формы  $50 \times 20 \times 10 \text{ мм}$ . Среднее значение индукции магнитного поля спектрометра составляет 3.5 кГс при расстоянии между полюсами магнитов 18 мм. Для проявления треков, оставленных ионным пучком на пластинах пластика CR-39, детектор после воздействия м.и.п. подвергался травлению в растворе каустической соды.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Оценка параметров ионного пучка проводилась по полученным осциллограммам ускоряющего напряжения, полного тока диода и плотности ионного тока в области расположения коллимированного цилиндра Фарадея. Типичная осциллограмма из серии последовательных импульсов приведена на рис. 3. Время отсчитывается от начала плазмообразующего импульса, который на данной осциллограмме не приведен.

Анализ состава пучка и количественного соотношения его компонент основывался на времяпролетной методике (см., например, [1]): разные скорости ионов, отличающихся по отношению заряда к массе  $q/m$ , приводят к тому, что ионы достигают коллектора коллимированного цилиндра Фарадея за разные промежутки времени. Результаты анализа осциллограмм сопоставлялись с полученными треками на детекторе CR-39 магнитного спектрометра. Координаты трековых отпечатков, оставленных ионами пучка на детекторе

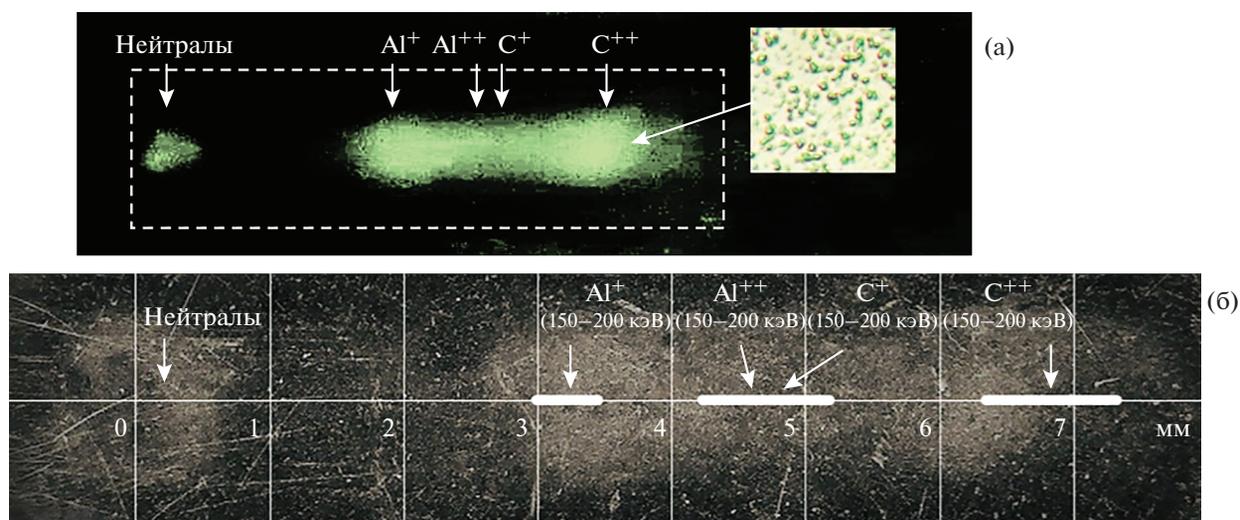


Рис. 4. Трековый детектор CR-39 после травления (а) и наложенные на него координаты расчетного положения треков детектируемых ионов (б).

CR-39, подтвердили содержание значительной доли ионов  $Al^+$  в м.и.п.

На рис. 4б белыми линиями выделены области (интервалы), в которых согласно проведенным расчетам должны находиться треки указанных типов ионов при индукции отклоняющего магнитного поля 3.5 кГс. Экспериментально зафиксированные треки как для нейтральных, так и для отклоненных полем частиц образуют последовательность пятен, находящихся в пределах расчетных областей (интервалов).

На осциллограмме (рис. 3) отмечены временные промежутки (для ионов  $C^{++}$ ;  $C^+$ ;  $Al^{++}$ ;  $Al^+$ ), отсчитываемые от фронта и спада импульса ускоряющего напряжения и соответствующие временам пролета соответствующих ионов с энергией 150 кэВ от диода до коллектора цилиндра Фарадея. Отсчет времени пролета ионов от момента, когда ускоряющее напряжение принимает значение 150 кВ, обоснован тем, что не менее 75% от общего количества частиц м.и.п. имеют энергию в интервале 150–200 кэВ и ускоряются в течение временного промежутка 560–630 нс, внося основной вклад в величину полезного сигнала плотности ионного тока  $J$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная конструкция ионного диода, работающего в режиме самоизоляции ускоряющего промежутка собственным магнитным полем, позволила получить импульсные сильноточные пучки, включающие в свой состав ионы алюминия  $Al^+$ .

Амплитудное значение плотности ионного тока в геометрическом фокусе анода достигает зна-

чения 200 А/см<sup>2</sup>. Среднее значение плотности ионного тока в течение импульса, регистрируемого коллимированным цилиндром Фарадея, составляет около 100 А/см<sup>2</sup>. Распределение плотности ионного тока в горизонтальном поперечном направлении от оси пучка удовлетворительно описывается соотношением  $J(r) \approx J_{\max}[1 - 0.5(r/r_0)^2]$ , где  $r_0 \approx 20-25$  мм. Доля ионной составляющей в полном токе диода, таким образом, находится в пределах 14–17%.

Анализ полученных экспериментальных результатов показал, что доля ионов алюминия в многокомпонентном пучке достигает 30%. Помимо ионов  $Al^+$  в составе ионного пучка содержались ионы углерода и протоны.

Более 70% энергии м.и.п. переносится ионами с энергией в интервале 150–200 кэВ при ускоряющем напряжении 200 кВ и длительности задержки между основным и плазмообразующим импульсами 550 нс.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Разработка ионного диода с магнитной самоизоляцией и исследования по генерации мощных ионных пучков проводились в Томском политехническом университете в рамках программы повышения конкурентоспособности ТПУ, проект ВИУ-ИШНПТ-499/2019 “Создание диагностического стенда для проведения НИР по разработке новых радиационностойких элементов импульсного ускорителя заряженных частиц экстремально высокой мощности”.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Быстрицкий В.М., Месяц Г.А., Красик Я.Е. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1991. Т. 22. № 5. С. 1172.
3. Ито Н., Fujikawa К., Miyake Н., Masugata К. // IEE Trans. Plasma Science. 2009. V. 37. № 10. P. 1879. <https://doi.org/10.1109/TPS.2009.2022967>
4. Быстрицкий В.М., Григорьев С.В., Харлов А.В. // ЖТФ. 1992. Т. 62. № 12. С. 163.
5. Ueda M., Greenly J.B., Hammer D.F., Rondeau G.D. // Laser and Particle Beams. 1994. V. 12. № 4. P. 585.
6. Noonan W.A., Glidden S.C., Greenly J.B., Hammer D.A. // Rev. Sci. Instrum. 1995. V. 66. № 6. P. 3448.
7. Логачев Е.И., Ремнёв Г.Е., Усов Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 22. С. 1404.
8. Логачев Е.И., Ремнев Г.Е., Усов Ю.П. // ПТЭ. 1983. № 1. С. 21.
9. Remnev G.E., Isakov I.F., Opekunov M.S., Kotlyarevsky G.I., Kutuzov V.L., Lopatin V.S., Matvienko V.M., Ovsyanikov M.Yu., Potyomkin A.V., Tarbokov V.A. // Surface and Coatings Technology. 1997. V. 96. № 1. P. 103.
10. Humphries S., Jr., Lee J.J., Sudan R.N. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. P. 20.
11. Humphries S., Jr., Lee J.J., Sudan R.N. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 46. P. 187.
12. Лопатин В.С., Ремнёв Г.Е., Фурман Э.Г., Макеев В.А., Степанов А.В. // ПТЭ. 2004. № 4. С. 70.
13. Olsen J.N., Rosenthal S.E., Mix L.P., Seidel D.B., Anderson R.J., Dreike P.L., Leeper R.J. // J. Appl. Phys. 1984. V. 55. № 5. P. 1254.
14. Miller P.A., Dreike P.L., Quintenz J.P., Anderson R.J., Crow J.T., Mendel C.W., Jr., Mills G.S., Mix L.P., Rosenthal S.E., Seidel D.B., Vandevender J.P. // Laser and Particle Beams. 1984. V. 2. № 2. P. 153.
15. Isakova Y.I., Pushkarev A.I., Khaylov I.P. // Rev. Sci. Instrum. 2013. V. 84. № 7. P. 073302. <https://doi.org/10.1063/1.4813258>
16. Герасимов А.И. // ПТЭ. 2006. № 1. С. 5.

УДК

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ЗАХВАТОМ ЧАСТОТЫ В КАЧЕСТВЕ ЗАДАЮЩЕГО ОПТИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА КОГЕРЕНТНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ЧАСТОТЫ ВИБРАЦИЙ<sup>1</sup>

© 2020 г. В. В. Спирин<sup>a</sup>, С. А. López-Mercado<sup>a</sup>, М. Wuilpart<sup>b</sup>,  
Д. А. Коробко<sup>c</sup>, И. О. Золотовский<sup>c</sup>, А. А. Фотиади<sup>b,c,d,\*</sup>

<sup>a</sup> Исследовательский центр CICESE, Ensenada, 22860, Mexico

<sup>b</sup> Université de Mons, Place du Parc 20, 7000 Mons, Belgium

<sup>c</sup> Ульяновский государственный университет  
Россия, 432970, Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42

<sup>d</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26

\*e-mail: fotiadi@mail.ru

Поступила в редакцию 08.03.2020 г.

После доработки 19.03.2020 г.

Принята к публикации 20.03.2020 г.

Стандартный полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью, самостабилизированный через эффект захвата частоты внешнего волоконного кольцевого резонатора, способен заменить штатный задающий генератор когерентного рефлектометра в системе распределенного волоконного датчика вибраций. Для количественной оценки способности системы восстанавливать частотный спектр вибраций проведено прямое сравнение отношения сигнал/шум, измеренного в конфигурациях с полупроводниковым и эталонным задающим генератором. Распределенные измерения спектров вибраций с частотами до 5600 Гц и пространственным разрешением 10 м при воздействии на оптическое волокно на расстоянии ~3500 м демонстрируют отношение сигнал/шум выше ~8 дБ для обеих конфигурации. Различие между конфигурациями составило <2 дБ во всем спектральном диапазоне.

DOI: 10.31857/S0032816220050055

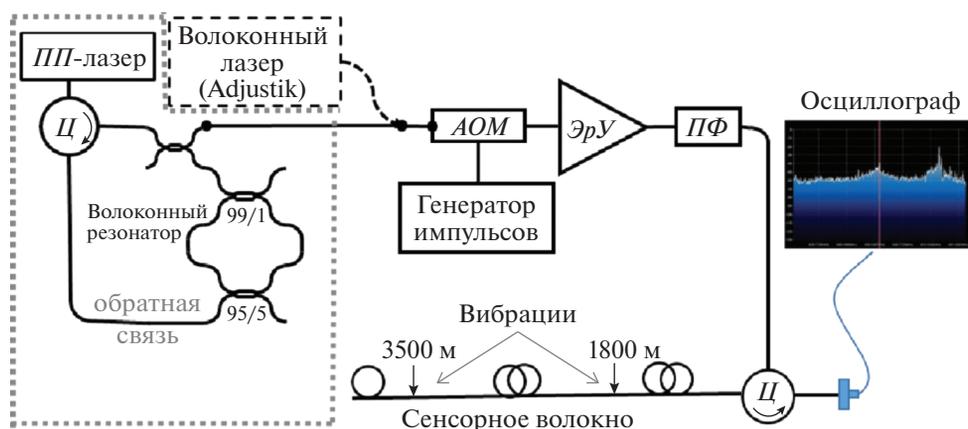
В последнее десятилетие активно развивались системы оптической когерентной рефлектометрии, специализированные для применений в системах акустического мониторинга, таких как охрана специальных объектов, нефте- и газопроводов, железнодорожного полотна и т.д. [1–3]. Основанная на эффектах обратного рэлеевского рассеяния в оптических волокнах, такая система использует в качестве задающего генератора стабилизированный лазерный излучатель высокой когерентности, обеспечивающий ширину линии генерации в несколько кГц и дрейф частоты менее ~10 МГц/мин [4, 5].

Стандартные полупроводниковые лазеры с распределенной обратной связью не соответствуют необходимым требованиям когерентности, так

как типичная ширина их линии генерации составляет несколько мГц. Однако спектральные характеристики полупроводникового лазера могут быть значительно улучшены в оптической конфигурации, обеспечивающей захват лазером частоты внешнего волоконного резонатора [6–10]. При этом ширина линии генерации полупроводникового лазера может быть сужена на несколько порядков (до нескольких кГц), а стабильность частоты генерации в режиме захвата частоты определяется стабильностью резонансной частоты внешнего резонатора.

Описанный эффект открывает перспективы создания доступных когерентных рефлектометров для широкого класса новых применений [11, 12]. В эксперименте [13] нами была оценена способность когерентного рефлектометра на основе полупроводникового лазера с захватом частоты обнаруживать и локализовать акустические возмущения в тестовой волоконной линии длиной 4.5 км. Было показано, что эффективность (соот-

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.perm.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).



**Рис. 1.** Экспериментальная установка для распределенного измерения спектра вибраций с использованием полупроводникового или коммерческого волоконного лазера. ПП-лазер – полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью, АОМ – акстооптический модулятор, ЭрУ – эрбиевый волоконный усилитель, ПФ – полосовой фильтр, Ц – циркулятор.

ношение сигнал/шум) обнаружения источника вибрации и точность его локализации в этом случае не хуже, чем в случае использования дорогостоящего штатного задающего генератора.

В данной статье приведены результаты новых экспериментов [14] по изучению особенностей использования полупроводникового лазера с захватом частоты в системе когерентного рефлектометра. Изучена способность системы восстанавливать частотный спектр возмущений, получена количественная оценка отношения сигнал/шум для распределенных измерений частоты вибрации на длине 4000 м в диапазоне частот 350–5600 Гц.

Для сравнения те же измерения, на том же рефлектометре и в тех же условиях возбуждения возмущений были проведены с использованием коммерческого волоконного лазера, обладающего сверхузкой линией генерации (~100 Гц). Это позволило определить предельные параметры системы, обусловленные использованием полупроводникового лазера с захватом частоты.

Экспериментальная конфигурация распределенного датчика вибраций на основе когерентного рефлектометра показана на рис. 1. Сенсорная волоконная линия (SMF28, Corning Inc.) длиной  $L_0 = 4$  км опрашивается импульсными сигналами с пиковой мощностью ~100 мВт и длительностью ~100 нс (пространственное разрешение ~10 м). Импульсы с частотой повторения  $f_0$  формируются акстооптическим модулятором (АОМ) из излучения узкополосного задающего генератора, усиленного эрбиевым усилителем (ЭрУ). Полосовой фильтр 2 ГГц (ПФ) используется для подавления шумов от спонтанной люминесценции.

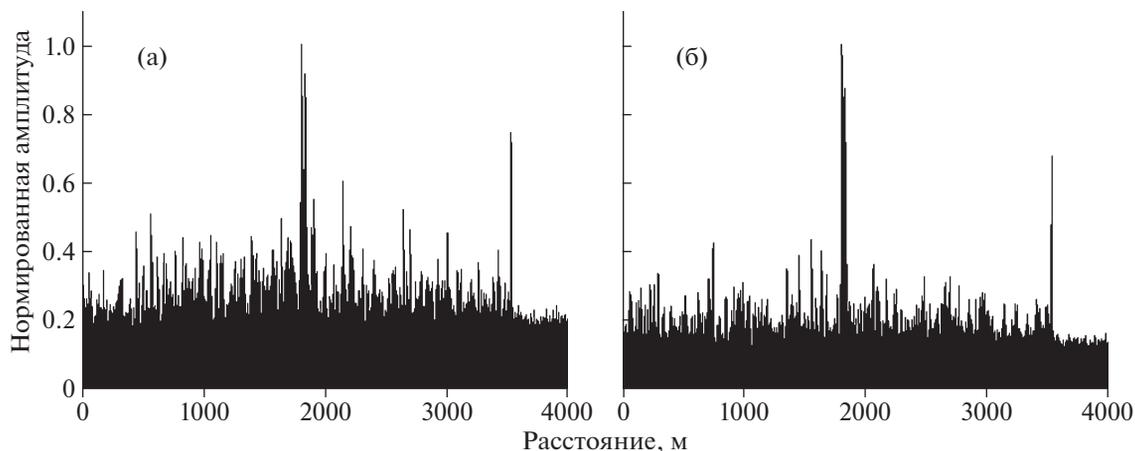
Сенсорное волокно подвергалось вибрациям, возбуждаемых в точке 1800 м пьезопреобразователем и в точке 3500 м шейкером. В частности, для

дистанционного измерения спектра вибраций волокно в точке 3500 м было пропущено через пластиковую трубку длиной 2 м, а вибрации в волокно передавались от вибратора (шейкера), примыкающего к трубке. Исследования проводились при частоте вибраций 350, 500, 1200, 3700 и 5600 Гц.

В качестве задающего генератора в эксперименте использовались два оптических источника. Первый – это обычный полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью, специализированный для телекоммуникационных приложений. В свободном режиме лазер вырабатывает излучение на длине волны ~1548.5 нм с выходной мощностью ~7.4 мВт и шириной линии генерации ~1 МГц.

Для принудительной работы лазера в режиме захвата частоты волоконный выход лазера через линию обратной связи, содержащую оптический циркулятор и кольцевой волоконный фильтр [15, 16], сваренный из двух волоконных ответвителей на основе оптического волокна с сохранением поляризации общей длиной 3.75 м, замкнут сам на себя. В режиме захвата частоты происходит резкое сужение ширины линии генерации и самостабилизация частоты лазера с генерацией одной продольной моды в полосе менее ~6 кГц [9].

Использование волоконно-оптических компонентов с сохранением поляризации позволяет избежать скачкообразного изменения состояния поляризации лазера, что является основным источником нестабильности [17], приводящей к срыву генерации лазера в режиме захвата частоты. Для поддержания работы лазера в режиме самозахвата частоты внешнего резонатора ток лазерного диода 50 мА (пороговый ток 10 мА) и рабочая температура 25°C лазерной конфигурации были экспериментально подобраны для достижения наилуч-



**Рис. 2.** Примеры рефлектограмм, полученных с помощью полупроводникового (а) и коммерческого волоконного лазера (б). Пики на рефлектограммах показывают локализацию точек приложения вибраций.

шего результата и стабилизированы с точностью  $\sim 0.3\%$  [18].

Для защиты лазера от внешних возмущений вся лазерная система была помещена в полиуретановую термо- и шумоизолирующую коробку. В этих условиях дрейф частоты лазера в основном определялся температурной стабильностью внешнего кольцевого резонатора и, по оценкам, составлял менее  $\sim 30$  МГц/мин. Продолжительность непрерывной работы лазера в режиме самозахвата частоты (между событиями перескока мод) — до  $\sim 30$  мин.

Второй лазер, использованный в эксперименте в качестве эталонного задающего генератора, — коммерческий волоконный лазер (Koheras Adjustik, NKT Photonics), работающий на длине волны  $\sim 1552.5$  нм с выходной мощностью  $\sim 40$  мВт и шириной линии  $\sim 100$  Гц. Согласно спецификации лазер имеет дрейф частоты  $\sim 1$  МГц/мин.

В процессе опроса сенсорного волокна каждый пробный импульс, вводимый в волокно, генерирует сигнал обратного рассеяния, который оцифровывается быстрым фотоприемником с помощью цифрового преобразователя. Исходная рефлектограмма состоит из  $M = 8000$  точек, соответствующих равномерному распределению по длине волокна, т.е. разрешение выборки составляет  $\sim 0.5$  м. Для анализа вибраций используется  $N = 932$  последовательно записанных рефлектограмм, образующих сигнальную матрицу  $N \times M \{s_{nm}\}$ .

При ее обработке каждый матричный элемент  $s_{nm}$  усредняется по 20 ближайшим элементам строки (т.е. в пространственном домене):  $\tilde{s}_{nm} = \frac{1}{w} \sum_{k=m-(w-1)/2}^{m+(w-1)/2} s_{nk}$ , где  $w = 21$ . Эта процедура сглаживает записанные рефлектограммы, т.е. отфильтровывает шум сигнала вне пространственного спектра, соответствующего разрешению  $\sim 10$  м. Дальнейшая обработка сигналов применялась к

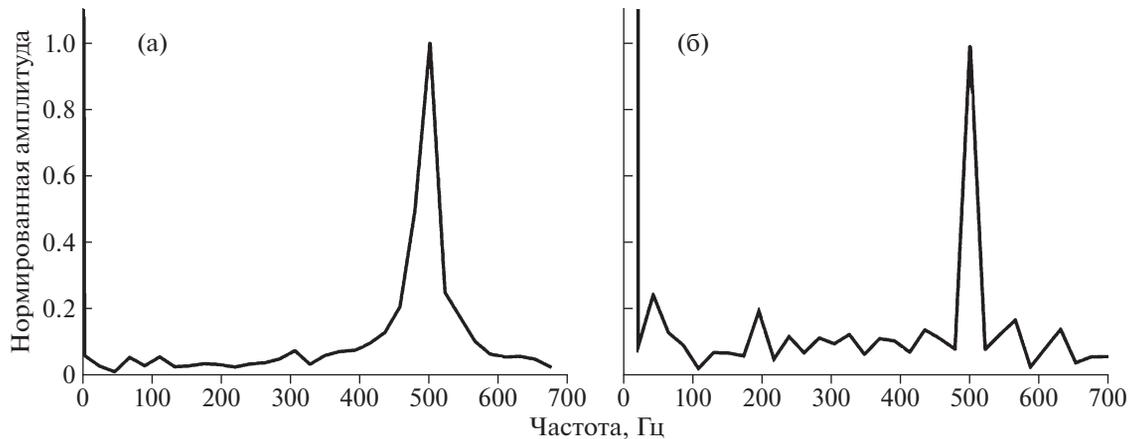
столбцам матрицы (т.е. к временной области): применение алгоритма с движущимся дифференциалом [13, 14] позволяет уменьшить шумовой фон и приводит к результирующему сигналу, приведенному на рис. 2, с ярко выраженными пиками в позициях приложенных возмущений.

Спектральная функция  $U(f_k, x_m) = FFT(\tilde{s}_{nm}, m, k)$  частот  $f_k = f_0(k-1)/(N-1)$  описывает спектр колебаний в точке волокна  $x_m = L_0(m-1)/(M-1)$ , который получается из  $\{\tilde{s}_{nm}\}$  быстрым преобразованием Фурье по индексу  $n$ .

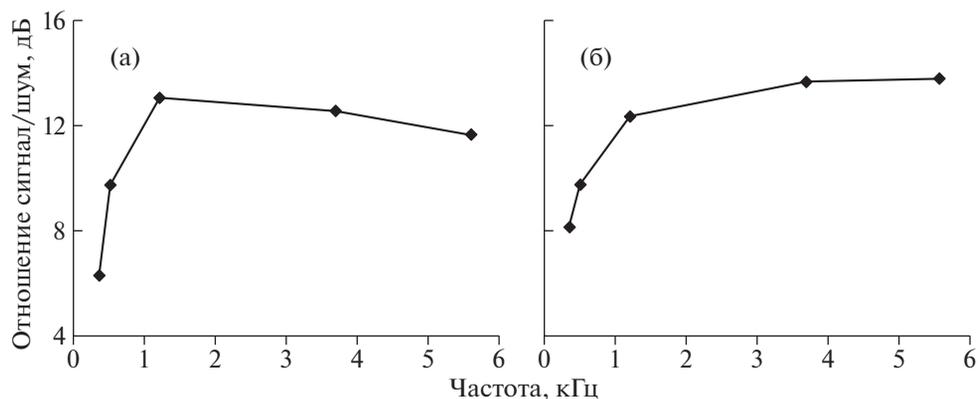
На рис. 3 показан спектр  $U(f_k, x_m)$ , зарегистрированный для частоты колебаний  $\sim 500$  Гц в точке  $x_m \sim 3500$  м, полученный с помощью полупроводникового (рис. 3а) и коммерческого лазера (рис. 3б). Для уменьшения флуктуаций в отклике [19] (связанных со стохастическими флуктуациями ширины пика и уровня фона) для каждой частоты было выполнено несколько (5–10) измерений, и представленные значения отношения сигнал/шум — это усредненные значения для каждой частоты.

Для конфигурации с полупроводниковым лазером (рис. 3а) пик спектра превышает максимальный уровень шума примерно в 10 раз, обеспечивая надежное распознавание приложенной частоты колебаний. Отношение сигнал/шум, определяемое как отношение между пиковым значением спектра и среднеквадратичным уровнем спектрального шума, оценивается как  $\sim 9.4$  дБ. Для конфигурации с коммерческим лазером (рис. 3б) эти значения почти такие же,  $\sim 9$  раз и 9.0 дБ соответственно.

Зависимость отношения сигнал/шум от частоты колебаний показана на рис. 4. Видно, что отношение сигнал/шум плавно увеличивается с увеличением частоты вибрации. Это может быть объяснено сужением пика спектра, восстановленного с помощью быстрого преобразования



**Рис. 3.** Спектр частот вибрации при частоте воздействия 500 Гц от вибраций, записанных в точке ~3500 м при использовании полупроводникового лазера с захватом частоты внешнего резонатора (а) и коммерческого волоконного лазера (б).



**Рис. 4.** Значение отношения сигнал/шум как функция частоты от вибраций, записанных в точке ~3500 м при использовании полупроводникового лазера с захватом частоты внешнего резонатора (а) и коммерческого волоконного лазера (б).

Фурье, при увеличении числа периодов колебаний за фиксированное время измерений. На низких частотах вибрации обе конфигурации имеют одинаковые отношения сигнал/шум. Для более высоких частот чуть меньшие значения отношения сигнал/шум получаются с полупроводниковым лазером (рис. 4а) из-за более быстрого дрейфа его частоты, а при частоте колебаний 5600 Гц разность значений для двух конфигураций составляет ~10%. Во всем диапазоне частот вибрации  $\geq 500$  Гц значения отношения сигнал/шум в обоих случаях превышает ~8 дБ.

Таким образом, нами количественно обосновано использование обычного телекоммуникационного полупроводникового лазера в режиме захвата частоты внешнего резонатора для работы в качестве задающего генератора когерентного рефлектометра, специализированного для распределенного детектирования вибраций. Полу-

ченные значения отношения сигнал/шум подтверждают способность системы выполнять распределенное измерение частот вибрации в диапазоне 500–5600 Гц с пространственным разрешением ~10 м.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Российским научным фондом (проект 18-12-00457) и Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 18-42-732001 р\_мк и 19-42-730009 р\_а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Горбуленков В., Леонов А., Марченко К., Трещиков В. // Фотон-экспресс. 2014. № 5(117). С. 12.
2. Нестеров Е., Озеров А., Наний О., Трещиков В. // Фотон-экспресс. 2011. № 6 (94). С. 122.

3. Lu Y., Zhu T., Chen L., Bao X. // *Lightwave Technology*. 2010. V. 28(22). P. 3243.
4. Фомиряков Э.А., Харасов Д.Р., Никитин С.П., Нануй О.Е., Трещиков В.Н. // *Фотон-экспресс*. 2019. № ВКВО. С. 48. <https://doi.org/10.24411/2308-6920-2019-16019>
5. Peng F., Wu H., Jia X.-H., Rao Y.-J., Wang Z.-N., Peng Z.-P. // *Optics Express*. 2014. V. 22(11). P. 13804. <https://doi.org/10.1364/OE.22.013804>
6. Spirin V.V., Castro M., López-Mercado C.A., Mégret P., Fotiadi A.A. // *Laser Phys*. 2012. V. 22. P. 760. <https://doi.org/10.1134/S10546660X12040214>
7. Spirin V.V., López-Mercado C.A., Mégret P., Fotiadi A.A. // *Laser Phys. Lett*. 2012. V. 9. P. 377. <https://doi.org/10.7452/lapl.201110138>
8. Spirin V.V., López-Mercado C.A., Kinet D., Mégret P., Zolotovskiy I.O., Fotiadi A.A. // *Laser Phys. Lett*. 2013. V. 10. P. 015102. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/10/1/015102>
9. López-Mercado C.A., Spirin V.V., Escobedo J.L.B., Lucero A.M., Mégret P., Zolotovskii I.O., Fotiadi A.A. // *Opt. Commun*. 2016. V. 359. P. 195. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2015.09.076>
10. Spirin V.V., Escobedo J.L.B., Korobko D.A., Mégret P., Fotiadi A.A. // *Opt. Express*. 2020. V. 28. P. 478. <https://doi.org/10.1364/OE.28.000478>
11. Escobedo J.L.B., Spirin V.V., López-Mercado C.A., Lucero A.M., Mégret P., Zolotovskii I.O., Fotiadi A.A. // *Results in Physics*. 2017. V. 7. P. 641. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2017.01.013>
12. Spirin V.V., López-Mercado C.A., Mégret P., Fotiadi A.A. // *INTECH*. 2018. <https://doi.org/10.5772/intechopen.72553>
13. López-Mercado C.A., Jason J., Spirin V.V., Escobedo J.L.B., Wuilpart M., Mégret P., Korobko D.A., Zolotovskiy I.O., Fotiadi A.A. // *SPIE Photonics Europe (SPIE, Strasbourg, France, 2018)*. 2018. P. 106802S. <https://doi.org/10.1117/12.2307683>
14. Escobedo J.L.B., Jason J., López-Mercado C.A., Spirin V.V., Wuilpart M., Mégret P., Korobko D.A., Zolotovskiy I.O., Fotiadi A.A. // *Results in Physics*. 2019. V. 12. P. 1840. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.02.023>
15. Spirin V.V., López-Mercado C.A., Kablukov S.I., Zlobina E.A., Zolotovskiy I.O., Mégret P., Fotiadi A.A. // *Optics Lett*. 2013. V. 38. P. 2528. <https://doi.org/10.1364/OL.38.002528>
16. López-Mercado C.A., Spirin V.V., Kablukov S.I., Zlobina E.A., Zolotovskiy I.O., Mégret P., Fotiadi A.A. // *Optical Fiber Technology*. 2014. V. 20. P. 194. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2014.01.011>
17. Escobedo J.L.B., Spirin V.V., López-Mercado C.A., Mégret P., Zolotovskii I.O., Fotiadi A.A. // *Results in Physics*. 2016. V. 6. P. 59. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2016.01.017>
18. Korobko D.A., Zolotovskii I.O., Panajotov K., Spirin V.V., Fotiadi A.A. // *Opt. Commun*. 2017. V. 405. P. 253. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2017.08.040>
19. Hartog A.H. *An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors*. Boca Raton: CRC Press, 2017. <https://doi.org/10.1201/9781315119014>

## ПОЛНОСТЬЮ ВОЛОКОННЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ АКТИВНЫХ ЭРБИЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ<sup>1</sup>

© 2020 г. М. Е. Белокрылов<sup>a,b,\*</sup>, Ю. А. Константинов<sup>a</sup>, К. П. Латкин<sup>a,c</sup>, Д. Клод<sup>a</sup>, Д. А. Селезнев<sup>c,d</sup>, А. А. Степин<sup>c</sup>, Ю. А. Конин<sup>c,d</sup>, В. А. Щербакова<sup>b</sup>, Р. Р. Кашина<sup>d</sup>

<sup>a</sup> Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

<sup>b</sup> Пермский государственный национальный исследовательский университет  
Россия, 614990, Пермь, ул. Букирева, 15

<sup>c</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский проспект, 29

<sup>d</sup> Пермская научно-производственная приборостроительная компания (ПНППК)  
Россия, 614990, Пермь, ул. 25 Октября, 10б

\*e-mail: belokrylovme@gmail.com

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 24.03.2020 г.

Принята к публикации 26.03.2020 г.

Сконструирован экспериментальный стенд на основе иттербиевого импульсного лазера с пассивным затвором на гольмиевом волокне, обеспечивающий рефлектометрическое исследование во временной области длины образцов активных волоконных световодов после вытяжки и на этапах складского хранения. Обсуждена возможность исследования неоднородностей в волокне и количественной оценки коэффициента затухания оптического сигнала на длине волны источника излучения. Полученные результаты свидетельствуют о возможности проведения исследований такого типа, а также потенциального создания рефлектометров для нужд лабораторий предприятий, серийно выпускающих активные волоконные световоды.

DOI: 10.31857/S0032816220050018

### ВВЕДЕНИЕ

Волоконные световоды, легированные активными ионами, также иногда называемые активными оптическими волокнами, нашли широкое применение в современной фотонике [1]. Основная их роль – работа в составе волоконных лазеров и усилителей в приборах и устройствах различного назначения. Они используются в связи, сенсорных системах, навигации, медицине, биофотонике и других областях [2, 3].

Самое большое распространение получили волокна, легированные ионами эрбия, они люминесцируют на длине волны 1.5 мкм в окне прозрачности кварцевых оптических волокон. Обычно в эрбиевых волоконных лазерах и усилителях применяются контуры активных волокон порядка единиц или десятков метров.

Исследование оптических параметров на этапе производства световодов включает несколько стадий. Так, распределение активного редкоземельного металла в преформе (заготовке) активного волокна исследуют при помощи анализатора, осуществляющего пространственное сканирование диодом накачки на длине волны 980 нм [4], после вытяжки осуществляется разделение волокон на фрагменты, и каждый из них исследуется спектрально. Также изучаются другие опико-геометрические параметры волокон.

Величина, которая не измеряется напрямую в промышленной лаборатории, – фактическая длина световода. Ориентирами при паспортизации данного параметра обычно являются счетчик метража приемного устройства башни вытяжки волокна и расчетные величины длины световода, полученные из параметров заготовки. Фактическое время запуска счетчика метража в условиях различного времени выхода процесса на режим в ряде случаев может определяться среди прочего и человеческим фактором, особенно, если речь

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permisc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

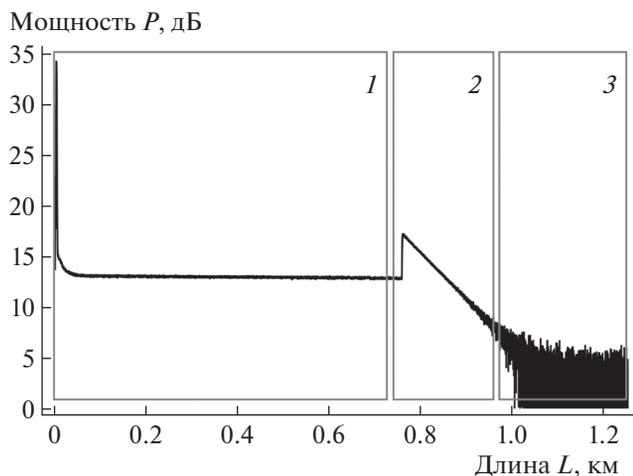


Рис. 1. Рефлектограмма, полученная в результате тестового измерения.

идет об экспериментальных конструкциях световодов.

Далее активный волоконный световод, длина которого возможно неточно зарегистрирована, поступает на производство волоконных лазеров или усилителей. В различных оптоэлектронных устройствах используется различная длина активного волокна и зачастую подбирается экспериментально, а значит, каждый раз отматывается с запасом. Регламентировать как сам такой запас, так и способ его фактического контроля для каждого исследователя достаточно сложно.

Это может привести к тому, что с учетом всех ранее упомянутых факторов информация о длине световода, хранящегося на складе, уже после 50–70 отмоток с нескольких километров волокна накапливает достаточно весомую ошибку в единицы, а иногда и десятки метров. Несложно оценить, что при рыночной стоимости активного эрбиевого волокна от 20 до 100 долларов США за 1 м описанные неточности приобретают и финансовую важность. Необходимо при этом оценивать и качество оставшегося волокна – имеет ли оно значительные девиации оптико-геометрических параметров по длине (особенно актуально, когда исследуется активное волокно типа “Панда”, процесс изготовления которого более сложен [5]).

Измерить длину волоконного световода довольно просто: достаточно подобрать длину волны источника излучения, на которой коэффициент затухания оптического сигнала в волокне не столь велик, разделить его оптическим делителем на два плеча, в одно из которых встроить исследуемый световод, а потом объединить вновь для совместной регистрации фотоприемником и записи временной развертки. Если показатель преломления сердцевины волокна, определяющий скорость света в образце, известен и однороден по длине,

то точность определения протяженности световода будет определяться лишь параметрами аналого-цифрового преобразования сигнала (единицу или десятки сантиметров в пересчете на длину волокна). При этом, однако, информация об упомянутых неоднородностях в световоде будет потеряна. Для оценки подобных дефектов целесообразно применение методов оптической рефлектометрии.

Исследовать длину активного волокна и качественно оценить его однородность рефлектометрическим способом сразу после вытяжки не позволяют достаточно высокие потери сигнала оптического излучения на длинах волн, на которых работают типовые оптические рефлектометры. Наглядно данную невозможность, хоть и вполне очевидную, но все же требующую верификации, демонстрирует тестовое измерение, выполненное авторами ранее (рис. 1).

Для тестового замера использовался типовой рефлектометр для исследования оптических волокон и кабелей Yokogawa AQ7260 (Yokogawa, Япония), излучающий на длине волны 1310 нм (второе окно прозрачности кварцевого стекла выбрано для максимально возможного смещения из области поглощения эрбия). На рис. 1 область 1 соответствует балластной катушке одномодового кварцевого волокна SMF28e (Corning, США), которая необходима для вывода места стыковки с эрбиевым световодом из мертвой зоны рефлектометра и наглядности рефлектограммы. С ней сварен активный эрбиевый волоконный световод M12-980-125 (Thorlabs, США) – область 2, имеющий выходной торец в области 3.

Как и следовало ожидать, активный световод длиной около 300 м не только не может быть исследован на предмет оптических потерь (сигнал выходит за динамический диапазон и зашумлен), но и его выходной торец, обратное отражение от которого имело теоретические шансы на идентификацию, не локализуется. А именно этот сигнал и несет информацию о длине оптического волокна.

По информации авторов, существует лишь одна научная группа, которая в ряде своих работ рассмотрела рефлектометрию активных волоконных световодов [6]. Они использовали технику OFDR (оптическую рефлектометрию частотной области) и добились существенного прогресса в повышении разрешения исследования непротяженных оптических волокон. Однако для поставленной задачи эта методика представляется неприемлемой. Во-первых, спектры пропускания активных волокон имеют резкие перепады в десятках децибел, поэтому сканирование в частотной области может дать неравномерный отклик на разных длинах волн, что усложнит интерпретацию данных. Во-вторых, протяженность исследуемых световодов в данном случае будет в числе

прочих факторов определяться и длиной когерентности источника излучения, что усложнит и делает более затратным сам метод.

Практический интерес представляет также оценка возможности получения количественной оценки коэффициента затухания оптического сигнала вследствие поглощения на некоторых длинах волн, а также качественная оценка пространственной равномерности волокон больших длин. Научных работ, где данные задачи были решены для активных эрбиевых волоконных световодов, по информации авторов, на момент написания публикации нет.

Таким образом, ставится задача разработки метода измерения длины активного эрбиевого волоконного световода. Характерный диапазон протяженности образцов составит от 500 до 5000 м.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ПАРАМЕТРЫ ЕЕ УЗЛОВ

Для создания установки необходимо определиться с длиной волны излучения рефлектометрической системы. Спектр поглощения активного эрбиевого световода представлен на рис. 2.

Из рис. 2 видно, что на плато 1050–1350 нм в сравнении с областями поглощения редкоземельных элементов световод имеет значительно меньшие потери оптической мощности. На практике они могут быть меньше в  $10^3$ – $10^4$  раз и составлять единицы децибел на километр световода. Практический опыт (рис. 1) показывает, что область 1310 нм слабо пригодна для поставленной задачи. Стоит, однако, заметить, что плато имеет некоторый спад в сторону коротковолновой области (имеющаяся у авторов аппаратура не позволила оценить насколько он велик), что дает шанс на успех регистрации на длинах волн около 1050–1100 нм.

В указанной области хорошо зарекомендовали себя иттербиевые лазеры [7]. Модуляцию излучения таких источников можно осуществить различными способами. К примеру, воспользоваться интегрально-оптическим модулятором Маха–Цендера или акустооптическим модулятором. Однако применение первого сопряжено с рядом трудностей: отслеживание и компенсация ухода рабочей точки, невозможность работы с требуемыми оптическими мощностями. Вариант с акустооптическим модулятором затруднен ввиду его немалой стоимости и необходимости включения в экспериментальный стенд генератора частот.

Разумным и не самым ресурсозатратным выходом может быть применение импульсного волоконного источника с пассивным затвором [8, 9]. Применение полностью волоконного рефлектометра (за исключением регистрирующих устройств) позволяет создать достаточно простое устройство без использования большого числа внешних электронных устройств (драйверов, генераторов, со-

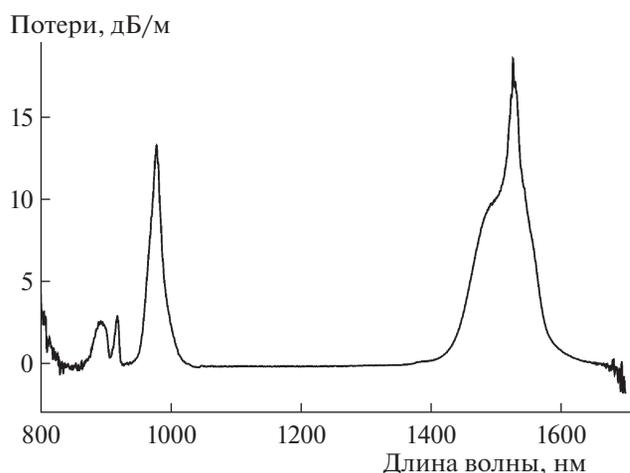


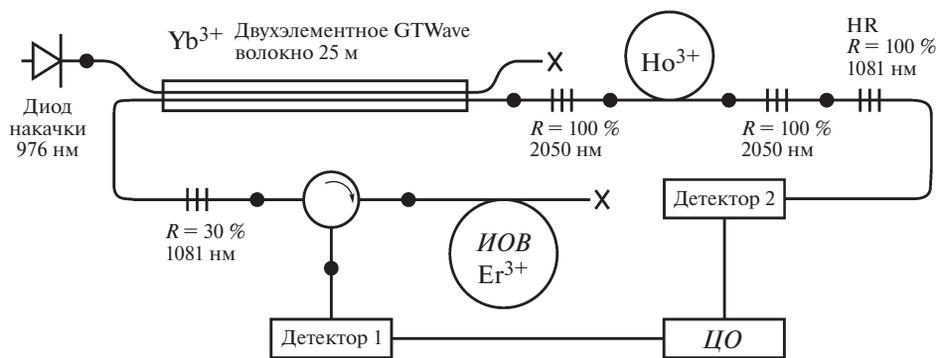
Рис. 2. Спектр поглощения активного волоконного световода, легированного ионами эрбия.

гласующих схем). Устройство такого лазера в составе рефлектометра временной области представлено на рис. 3.

Были использованы диод накачки с центральной длиной волны излучения 976 нм мощностью 50 Вт с внешним активным охлаждением K976AA5RN-50.00 (BWT, КНР) и двухэлементное волокно, легированное активными ионами иттербия, длиной 25 м. Поглощение на длине волны накачки (976 нм) составляет 0.4 дБ/м из оболочки и 80 дБ/м из сердцевины. В качестве пассивного затвора использовано гольмиевое волокно производства ПАО «ПНППК» (Пермь) длиной 12 м, потери поглощения на длине волны 1125 нм составляют 16.14 дБ/м, на длине волны 1151 нм — 35.7 дБ/м. Также в схеме пассивного затвора использованы три волоконные брэгговские решетки с коэффициентом отражения 100%: две из них на длину волны 2050 нм.

Лазерный резонатор состоит из двух решеток на 1081 нм: HR, имеющая высокий коэффициент отражения и широкий спектр с центром в 1079 нм, и 30%-ная решетка с пиковым отражением на длине волны 1081 нм, шириной спектра ~2 нм. Оптический поляризационно-нечувствительный трехплечевой циркулятор производителя LightComm (КНР) использовался для перенаправления излучения в исследуемый образец волокна (ИОВ) — волоконный световод, легированный эрбием.

В качестве регистратора использовался фотоприемник HCA-S-200M-IN (Femto, Германия) с частотой регистрации сигнала 200 МГц (Детектор 1). Второй детектор (Детектор 2) PDA10D-EC (Thorlabs, США) с частотой регистрации сигнала 150 МГц использовался для получения синхронизирующего сигнала. В качестве аналого-цифрового преобразователя и визуализатора процесса был применен цифровой осциллограф (ЦО) GWInstek MDO-72072EX с разрядностью 8 бит и частотой дискре-



**Рис. 3.** Макет рефлектометра временной области на основе импульсного иттербиевого лазера с пассивным затвором. ЦО – цифровой осциллограф, ИОВ – исследуемый образец волокна.

тизации 1 ГГц производства GWInstek (Тайвань). Параметры исследуемого образца производства ПАО “ПНППК”: диаметр световедущей сердцевины 6 мкм; длина волны отсечки 0.92 мкм; максимальное поглощение оптического излучения на длине волны 980 нм – 13.9 дБ/м, на длине волны 1530 нм – 19.3 дБ/м; коэффициент затухания оптического излучения на длине волны 1200 нм – 7.93 дБ/км; длина  $\pm 620$  м.

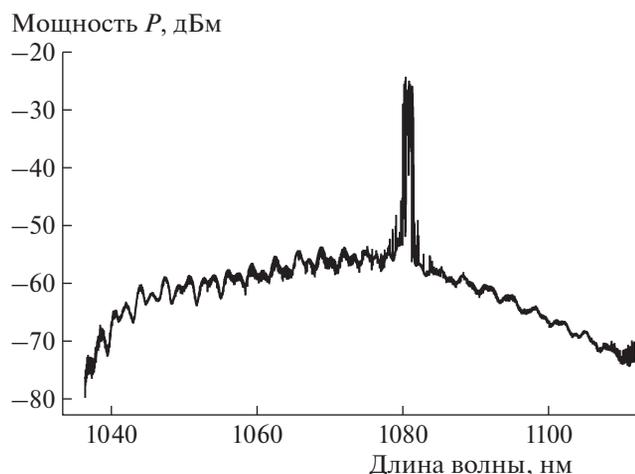
Спектр источника излучения, снятый с разрешением 0.1 нм при 10000 усреднений, выполненных лабораторным анализатором спектра AQ6370D (Yokogawa, Япония), представлен на рис. 4. Центральная длина волны приходится на 1081 нм. Ширина спектра составляет несколько нанометров.

Важнейшими характеристиками источника излучения для оптической рефлектометрии временной области являются также длительность и скважность импульса. Длительность импульса определяет как пространственное разрешение, так и динамический диапазон измерительной системы. Минимально возможная скважность опреде-

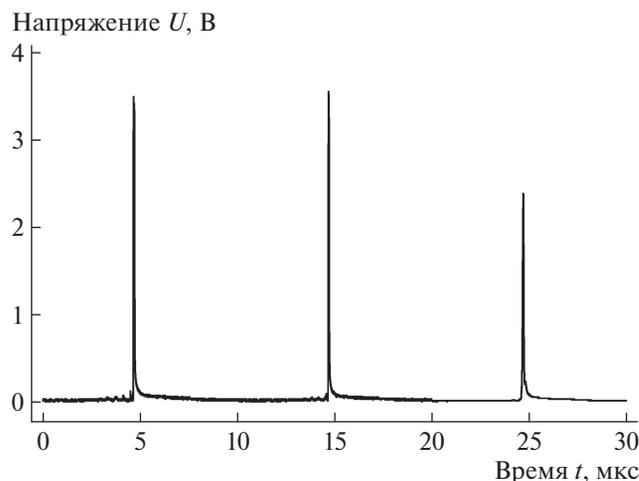
ляется временем двукратного прохождения света полной длины волокна. Характерные длительности импульсов, пригодных для зондирования в ходе решения описываемой задачи, определяются десятками и сотнями наносекунд, характерные скважности – микросекундами. На рис. 5 представлена временная развертка импульсов (при вводе излучения в образец).

Скважность импульсов в незначительной степени варьируется (в пределах десятков наносекунд), что не является важным фактором при корректно настроенной синхронизации. Отмечено также, что мощность импульсов в одной записи может отличаться до 30% от усредненной. Однако сама важная для измерения усредненная мощность в пакете из 1024 импульсов используемой в эксперименте техникой уже регистрируется как постоянная.

Достаточно гладкий и крутой фронт импульса (см. рис. 6) позволяет однозначно локализовать временную координату его начала в реальном



**Рис. 4.** Спектр импульсного иттербиевого лазера.



**Рис. 5.** Импульсный режим работы иттербиевого лазера.

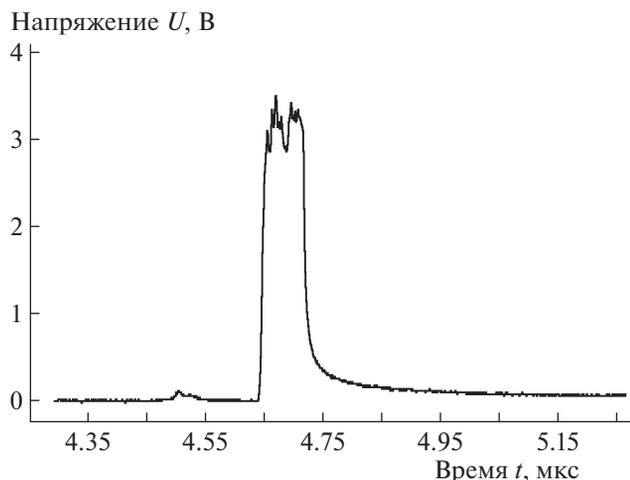


Рис. 6. Одиночный импульс разработанного иттербиевого источника излучения.

времени, что использовалось для синхронизации. Длительность импульса составила 100 нс. В отличие от фронта импульса, его спад все же визуально затянут. Предполагается, что это не скажется драматическим образом на локализации координаты дальнего торца волокна. Экстинкция (контрастность) импульса по разным оценкам составила от 10 до 30 дБ, что также не является затруднительным моментом для реализации поставленной задачи.

### ЭКСПЕРИМЕНТ И ЕГО РЕЗУЛЬТАТЫ

Описанная установка была применена для исследования активного эрбиевого волоконного световода, параметры которого были даны выше. Излучение на длине волны 1081 нм в импульсном режиме с параметрами: длительность импульса 100 нс, скважность (не менее) 10 мкс, средняя мощность от 0.2 Вт, вводилось в исследуемый световод; параллельно регистрировалась запись обратнорассеянной мощности во времени. Полученная рефлектограмма представлена на рис. 7.

Из рис. 7 видно, что длина удовлетворительно совпадает с паспортной. При правильно заданном показателе преломления сердцевины данный параметр определяется корректно. Известно, что главным лимитирующим фактором в данном случае является длительность импульса. Немаловажным также является режим оцифровки — известны работы, в которых исследователям удавалось получать разрешение, более точное, чем теоретически позволяет определенная длительность импульса [10].

В данной же работе был проведен простой эксперимент, в ходе которого исследуемое волокно последовательно укорачивалось на известную величину, и каждая такая рефлектограмма сохранялась для дальнейшей обработки. Результат эксперимента представлен на рис. 8.

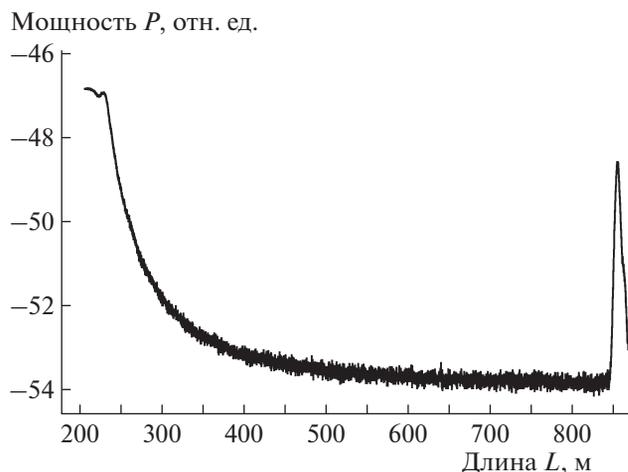


Рис. 7. Рефлектограмма активного эрбиевого волоконного световода.

Было установлено, что при заданных временных параметрах импульса и частоты дискретизации максимальное абсолютное отклонение при определении длины составило 1.82 м, что является вполне приемлемой величиной на фоне отсутствия каких-либо коммерческих инструментальных способов определения действительной длины активного эрбиевого волоконного световода. Проведение серии замеров и набор статистики позволяют детализировать абсолютную ошибку измерения длины.

Для обсуждения вопроса о возможности оценки пространственной однородности волокна и коэффициента поглощения на длине волны 1081 нм необходимо вернуться к рис. 7. Видно, что коэффициент затухания, полученный по рефлектограмме, достаточно реалистичен — около 7 дБ/км (потери на близкой длине волны 1200 нм состав-

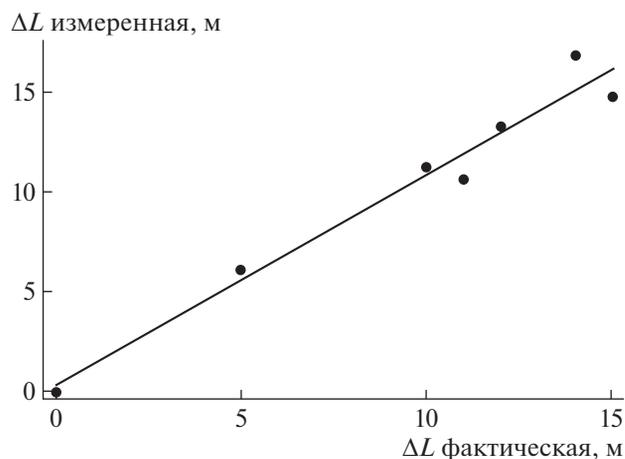


Рис. 8. Сопоставление фактического и измеренного укорочения длины волокна.

ляют согласно паспорту 7.93 дБ/км), однако сама рефлектограмма имеет довольно нехарактерный для типовых оптических потерь, отображаемых в логарифмических единицах, плавный изгиб.

Убедиться, что он является свойством самого процесса измерения, а не характеристикой среды распространения, несложно — достаточно скоммутировать исследуемый световод с рефлектометром другим торцом; изгиб при этом остается без существенных изменений. Более того, он визуализируется и на других исследуемых образцах. Возможно, данная особенность полученных данных является следствием работы созданного устройства на границах динамического диапазона и/или насыщением поглощения.

Следует также отметить, что если плавный изгиб рефлектограммы действительно определен только особенностями эксперимента, наблюдения и пространственная локализация неоднородностей по-прежнему теоретически возможны. Для подтверждения данной гипотезы авторам необходимо лишь изучить достаточное количество эрбиевых волоконных световодов, потенциально имеющих локальные неоднородности.

Таким образом, описанное явление также требует набора статистики и дальнейшего изучения, в то время как основную задачу настоящего исследования — рефлектометрического измерения длины активных эрбиевых волоконных световодов при помощи полностью волоконной схемы можно считать выполненной на уровне макетного образца нестандартного средства измерения, применяющегося в заводской лаборатории.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят И.А. Лобача (Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск), В.В. Бурдина (Пермский федеральный исследовательский

центр УрО РАН и Пермский национальный исследовательский политехнический университет) и И.И. Крюкова (Научно-образовательный центр ПАО “ПНППК”) за плодотворные дискуссии, а ПАО “ПНППК” — за предоставленные компоненты и образцы для изготовления макетной установки и испытаний.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Peng G., Luo Y., Zhang J., Wen J., Yan B., Canning J.* // 2013 IEEE 4th International Conference on Photonics (ICP). Melaka. 2013. P. 5. <https://doi.org/10.1109/ICP.2013.6687053>
2. *Tandirovic Gursel A.* // IntechOpen: London, UK. 2018 V. 1. <https://doi.org/10.5772/intechopen.76610>
3. *Ter-Mikirychev V.* // Springer Series in Optical Sciences, 2014. V. 181. Springer, Cham. [https://doi.org/10.1007/978-3-319-02338-0\\_11](https://doi.org/10.1007/978-3-319-02338-0_11)
4. *Konstantinov Yu.A., Latkin K.P., Barkov F.L., Smirnov A.S., Poskrebyshch M.M., Pervadchuk V.P., Vladimirova D.B., Konin Yu.A., Garanin A.I., Burdin V.V.* // Scientific Visualization. 2017. V. 9. Issue 4. P. 94.
5. *Von der Weid, Jean Pierre, Passy R., Gisin N.* // Photonics Technology Lett. IEEE. 1997. V. 9. 1253. <https://doi.org/10.1109/68.618495>
6. *Андреев В.А., Бурдин В.А., Дашков М.В.* // Электро-связь. 2010. № 2. С. 28.
7. *Liu P., Yan F., Wang L., Li J., Gong T., Tao P.* // Proceedings of SPIE — The International Society for Optical Engineering. 2008. 7134. <https://doi.org/10.1117/12.803821>
8. *Zervas M.N., Codemard C.A.* // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 2014. V. 20. № 5. P. 219. Art no. 0904123. <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2014.2321279>
9. *Kurkov A.S., Sholokhov E.M., Medvedkov O.I.* // Laser Phys. Lett. 2009. № 6. P. 135.
10. *Курков А.С., Шолохов Е.М.* // 3-й Российский семинар по волоконным лазерам: Сборник трудов. 31 марта—2 апреля 2009. Уфа, Россия. 2009. С. 54.

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ОДНОВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУР И ДЕФОРМАЦИЙ В АНИЗОТРОПНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗАЦИОННО-БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ<sup>1</sup>

© 2020 г. Ф. Л. Барков<sup>а,\*</sup>, Ю. А. Константинов<sup>а</sup>, В. В. Бурдин<sup>а,б</sup>, А. И. Кривошеев<sup>а,б</sup>

<sup>а</sup> Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

<sup>б</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

\*e-mail: fbarkov@pstu.ru

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.

После доработки 11.03.2020 г.

Принята к публикации 12.03.2020 г.

Построена модель для определения зависимости точности метода разделения температуры и деформации с помощью поляризационно-бриллюэновской рефлектометрии, основанной на измерении бриллюэновского сдвига частоты в двух поляризационных осях волоконного световода, от инструментальных и калибровочных погрешностей. Показано, что погрешности, обусловленные невязкой калибровочных коэффициентов, пренебрежимо малы. Определены оптимальные аппаратные требования к рефлектометру. Экспериментальные данные, полученные на максимально доступном авторам разрешении спектрального сканирования, находятся в согласии с результатами компьютерного моделирования.

DOI: 10.31857/S0032816220040229

### ВВЕДЕНИЕ

Задача одновременного измерения температур и деформаций в распределенной сенсорике актуальна с точки зрения как производственных, так и научных приложений. Например, это исследование механических напряжений в контуре волоконно-оптического гироскопа при вариации температур, исследование деформаций новых материалов с памятью формы, тестирование узлов и элементов ответственных инженерных сооружений, летательных аппаратов в условиях агрессивных сред при воздействии совокупности различных факторов.

Существуют разные методики разделения температурных и деформационных воздействий, например: использование двух различных волокон с записанными в них брэгговскими решетками [1, 2], внесение в конструкцию волоконного световода двух бессердцевинных волоконных тейперов с разными диаметрами [3], поляризационно-брил-

люэновская рефлектометрия [4, 5], фазочувствительная рефлектометрия [6], использование волокна с двумя сердцевинами [7], получение рефлектограмм для двух поляризационных мод в волокне, сохраняющем состояние поляризации вводимого излучения, с последующим корреляционным анализом рэлеевского спектра [8]. Характерными являются точностные характеристики в пределах нескольких градусов по температуре (°С) и нескольких микрострейн (µε) по деформации.

Поляризационно-бриллюэновская рефлектометрия успешно применяется для разделения температуры и деформации. Так, в работах [4, 5] представлен метод, основанный на анализе динамической акустической решетки, генерируемой во время вынужденного бриллюэновского рассеяния. Метод обеспечивает высокую точность определения температур и деформаций, порядка 3 µε по деформациям и 0.08°С по температурам, но в то же время требует значительного усложнения аппаратной части сенсора.

Интересным представляется вопрос о возможности применения другого метода, суть которого заключается в том, что две поляризационные оси

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permsc.ru/>), 22–24 сентября, Россия, Пермь.

анизотропного волоконного световода рассматриваются как два независимых волокна, соответственно зависимости бриллюэновского сдвига частоты от температуры и деформации не одинаковы.

Основы бриллюэновской рефлектометрии без поляризационной чувствительности изложены в [9].

В общем случае можно записать

$$\begin{pmatrix} \Delta f_1 \\ \Delta f_2 \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta \varepsilon \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $\Delta f_1, \Delta f_2$  – изменения бриллюэновского сдвига частоты для двух осей, обусловленные температурными  $\Delta T$  и механическими  $\Delta \varepsilon$  воздействиями, т.е. разница между бриллюэновским сдвигом  $f$  при воздействии  $\Delta T, \Delta \varepsilon$  и при отсутствии воздействий;  $a_{ij}$  – частные производные от бриллюэновского сдвига по температуре и деформации, являющиеся соответствующими чувствительностями. Необходимым и достаточным условием однозначности пересчета измеряемых величин  $f_1, f_2$  в значения температуры и деформации является невырожденность матрицы  $A$ .

Точность измерения бриллюэновских сдвигов  $f_1, f_2$  определяется рядом факторов [10–12]. При частотном сканировании спектр подвергается дискретизации, что заведомо вносит ошибку в определение бриллюэновского сдвига частоты. Помимо этого, даже при бесконечно малом шаге сканирования неточность определения максимума бриллюэновского спектра может быть вызвана зашумленностью сигнала. Для увеличения отношения сигнал/шум (с./ш.) используются различные приемы, например использование фильтрации низких частот, модуляция интенсивности волны накачки и зондирующей волны, модуляция длины волны зондирующего сигнала [13–15].

На первый взгляд, чем меньше шаг сканирования по частоте при измерении бриллюэновских сдвигов, тем меньше погрешность в определении температур и деформаций, и зависимость должна носить линейный характер. Однако на практике качество оцифровки и дальнейшей машинной расшифровки бриллюэновского спектра может нелинейно зависеть от его разрешения ввиду зашумленности спектра.

Понижение разрешения некоторых рефлектометров и анализаторов в ряде диапазонов выбранных шагов дискретизации может, напротив, работать как фильтр низких частот, повышая достоверность регистрации максимума бриллюэновского спектра Стокса или антистокса. Кроме того, уменьшение шага сканирования приводит к пропорциональному увеличению продолжительности эксперимента, что далеко не всегда приемлемо при решении практических задач.

Таким образом, огромное значение имеет определение “оптимального” шага сканирования, при

котором, с одной стороны, еще достигается необходимая точность измерения температуры и деформации, а с другой – эксперимент можно проводить в реальном времени. Это позволит определить аппаратные требования для бриллюэновских анализаторов.

Помимо инструментальных погрешностей, как и при любых косвенных измерениях, имеется еще один источник ошибок, а именно, различие между действительными и расчетными значениями коэффициентов матрицы  $A$ . Даже при идеальном экспериментальном определении величин бриллюэновских сдвигов  $f_1, f_2$  это приведет к ошибке их пересчета в температуру и деформацию.

Следует ожидать, что чем менее вырождена матрица  $A$ , тем более устойчивым будет результат пересчета к вариациям коэффициентов матрицы. Однако исследования влияния калибровочных погрешностей на точность разделения температуры и деформации до этого по информации авторов не проводились.

В данной работе авторы ставили следующие задачи: первая – моделирование зависимости точности методики от калибровочных (невязка коэффициентов матрицы  $A$ ) и инструментальных (шаг сканирования и отношение сигнал/шум) погрешностей, вторая – экспериментальная проверка результатов моделирования на доступном оборудовании.

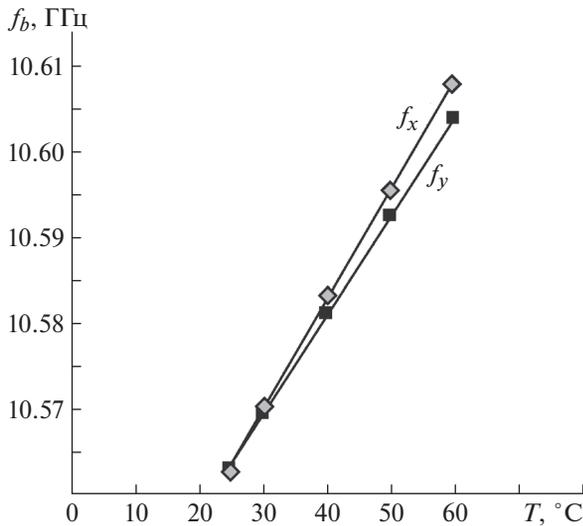
## ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ КОСВЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

На начальном этапе исследования необходимо было оценить влияние ошибок, обусловленных погрешностями в расчетах при косвенных измерениях. С этой целью был поставлен следующий эксперимент:

1. Путем снятия калибровочных кривых определены значения коэффициентов матрицы  $A$ .

2. На компьютере задавалось некоторое распределение температурного и деформационного полей вдоль волокна. С использованием значений, полученных на первом шаге, рассчитывалось соответствующее распределение значений  $f_1, f_2$ . Искусственно внося погрешности в значения коэффициентов матрицы, авторы исследовали как это влияет на изменение рассчитываемых значений температуры и деформации.

Калибровочное измерение состояло из двух этапов. На первом этапе волокно в свободной намотке прошло термоциклирование с одночасовой выдержкой на температурах 25, 30, 40, 50 и 60°C для двух состояний поляризации. При этом для всей длины волокна снимались показания бриллюэновского сдвига при пространственном разрешении 0.1 м и шаге частотного сканирования 5 МГц.



**Рис. 1.** Зависимость бриллюэновских сдвигов  $f_x$  и  $f_y$  от температуры, полученная во время калибровочного эксперимента.

Было установлено, что поляризационно-чувствительное измерение в данной конфигурации достаточно требовательно к динамическому диапазону бриллюэновского анализатора, поэтому уменьшение шага частотного сканирования приводило к сбою в измерениях.

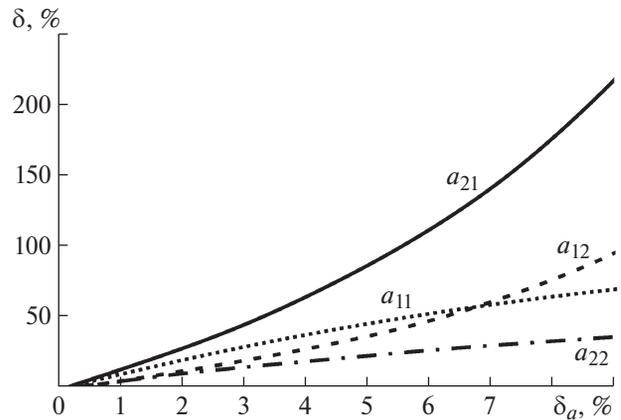
На втором этапе эксперимента часть свободно намотанного волокна была помещена в стенд, обеспечивающий заданные продольные натяжения. На участке волокна 1 м при постоянной температуре окружающей среды 25°C было осуществлено продольное растяжение с усилиями до 5 Н. На указанном участке волокна также фиксировались бриллюэновские сдвиги  $f_x$  и  $f_y$ .

Для опыта с термическими испытаниями зависимость бриллюэновских сдвигов  $f_x$  и  $f_y$  от температуры приведена на рис. 1. Зависимости для опыта с натяжением волокон выглядят аналогично, имея лишь несколько иной наклон по отношению к оси абсцисс.

По тангенсам угла наклона кривых были получены значения коэффициентов матрицы:

$$A = \begin{pmatrix} 1.271 \text{ МГц/}^\circ\text{C} & 0.043 \text{ МГц/}\mu\epsilon \\ 1.159 \text{ МГц/}^\circ\text{C} & 0.044 \text{ МГц/}\mu\epsilon \end{pmatrix}. \quad (2)$$

По заданным значениям  $\Delta T$  и  $\Delta \epsilon$  с использованием данных коэффициентов рассчитывались изменения бриллюэновских сдвигов  $\Delta f_x$  и  $\Delta f_y$ . При обратном пересчете  $\Delta f_x$  и  $\Delta f_y$  с использованием тех же коэффициентов матрицы, естественно, получаются исходные  $\Delta T$  и  $\Delta \epsilon$ . Однако при внесении изменений в коэффициенты матрицы будут получены некие другие значения  $\Delta T'$  и  $\Delta \epsilon'$ . Зависимость



**Рис. 2.** Зависимость погрешности расчетного эксперимента от погрешности ввода калибровочных коэффициентов.

средней по модулю разности между  $\Delta T$  и  $\Delta T'$  от вариации коэффициентов матрицы представлена на рис. 2. Видно, что результаты неодинаково чувствительны к разным коэффициентам матрицы, но общий вид зависимости одинаков – чем больше погрешность коэффициентов матрицы, тем менее точно определяется температура. Для достижения точности измерений температуры в несколько процентов погрешности коэффициентов не должны превышать долей процента.

Зависимость погрешности определения деформации, не представленная на рис. 2, носит аналогичный характер.

### ИМИТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

Следующим шагом стало создание модели для определения зависимости точности метода от шага сканирования по частоте и отношения сигнал/шум бриллюэновского спектра.

Предположим, что имеется некое распределение температуры и деформации по длине волокна, а значения коэффициентов матрицы  $A$  точно известны. Сканирование по частоте с бесконечно малым шагом позволило бы определить абсолютно точные значения бриллюэновских сдвигов, что в свою очередь дало бы при пересчете ровно начальные распределения измеряемых величин. Однако из-за конечного шага сканирования, а также из-за шумов получаемые в эксперименте значения  $f_1, f_2$  обладают некоей погрешностью, что приводит к погрешностям расчета температуры и деформации.

Для создания типового бриллюэновского спектра достаточно обратиться к литературе. Моделирование процесса рассеяния Мандельштама–Бриллюэна хорошо исследовано различными авторами [16, 17]. Однако для задачи частотного сканирова-

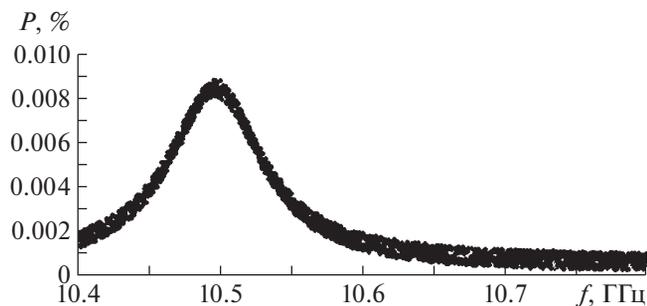


Рис. 3. Имитационная модель бриллюэновского спектра в максимальном разрешении.

ния вполне уместно использовать простое выражение, наглядно описывающее бриллюэновский спектр [18]:

$$P(f) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{W}{(f - f_b)^2 + w^2} \right) + R, \quad (3)$$

где  $f_b$  — центральная длина волны стоксовой компоненты бриллюэновского спектра;  $w$  — параметр, связанный с шириной его полосы;  $R$  — амплитуда шумовой компоненты. Величину  $R$  целесообразно задавать соразмерной той, что визуализируется на типовом бриллюэновском спектре.

Выражение для второго состояния поляризации выглядит аналогично. Величины  $f_{bx}$  и  $f_{by}$  рассчитываются на основе изменений бриллюэновских сдвигов  $\Delta f_x$  и  $\Delta f_y$ , полученных по (1) и (2). Построенный по данному выражению фрагмент спектра, содержащий бриллюэновский компонент в максимальном разрешении, представлен на рис. 3.

Дискретные (оцифрованные с шагом  $b$ ) спектры могут быть записаны следующим образом:

$$P_{ix} = P_{jx}, \quad P_{iy} = P_{jy}, \quad j = b(\text{div} b), \quad (4)$$

где  $i$  — номер отсчета в дискретной функции,  $\text{div}$  — операция деления без остатка. По положениям максимумов дискретных функций  $P_{ix}$  и  $P_{jy}$  определялись заново бриллюэновские сдвиги  $f'_x$  и  $f'_y$  для обеих осей волоконного световода для каждой координаты по длине световода и сочетания температурного воздействия и усилий натяжения. Далее, оперируя коэффициентами матрицы  $A$ , можно получить уже разделенные значения температуры и продольного натяжения. Различие между полученными и исходными результатами и определяет точность метода.

Полученные в ходе моделирования результаты представлены на рис. 4. По оси ординат отложено среднее по модулю расхождение исходной и полученной температур, по оси абсцисс — шаг сканирования. Усреднение проводилось по 100000 точкам.

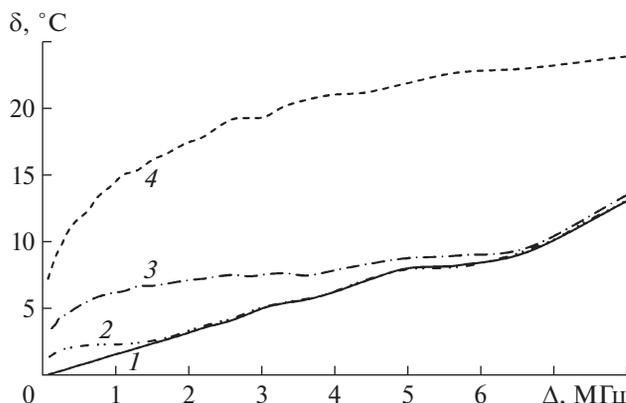


Рис. 4. Полученные моделированием погрешности определения температуры в зависимости от шага сканирования  $\Delta$  и отношения сигнал/шум: 1 — шум отсутствует, 2 — с./ш. = 1000, 3 — с./ш. = 100, 4 — с./ш. = 10.

В отсутствие шума зависимость практически линейна, небольшие отклонения обусловлены лишь конечным количеством усредняемых данных. Однако добавление даже небольшого шума (с./ш. = 100) приводит к тому, что на начальном интервале график существенно искажается — погрешность определения температуры не стремится к нулю, а остается на уровне порядка 5 °C. Лишь при увеличении шага сканирования до ~5 МГц погрешность, вызванная шагом сканирования, начинает преобладать. При еще меньшем отношении сигнал/шум погрешности катастрофическим образом возрастают и даже при очень малых шагах сканирования превышают 10 °C.

Таким образом, для получения точности измерения температуры в несколько градусов Цельсия необходимо выполнение двух условий: с./ш. > 1000 и шаг сканирования по частоте  $\Delta < 0.5$  МГц.

Результаты моделирования измерения температуры и деформации при шаге сканирования по частоте  $\Delta = 0.5$  МГц и с./ш. = 1000 представлены на рис. 5. Из рисунка видно, что погрешность определения температуры не превышает 3 °C, деформации — 10 мкε.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МОДЕЛИ

Для экспериментальной проверки результатов моделирования был собран исследовательский стенд (рис. 6).

Двадцать метров анизотропного волоконного световода “Панда” производства ПАО “ПНППК” (Пермская научно-производственная приборостроительная компания) с коэффициентом затухания оптического сигнала 1.4 дБ/км на длине волны 1550 нм и модовым двулучепреломлением  $7 \cdot 10^{-4}$  были намотаны рядами на сплошной алю-

мининовый цилиндр вручную без перехлестов. Часть световода (несколько метров) была собрана в бухту (так называемая “свободная намотка”) и в дальнейшем располагалась в непосредственной близости от алюминиевого цилиндра в ходе всех экспериментов.

Со световодом методом дуговой сварки с контролем угла относительно главной оптической оси были соединены два интегрально-оптических поляризатора с поляризационной экстинкцией более 28 дБ и вносимыми потерями около 4 дБ. В ходе эксперимента эти сварные соединения сначала были соединены “ось в ось” (далее по тексту это состояние назовем 0° или “ось x”), во второй его части быстрые оси входных волокон поляризаторов были совмещены с медленными осями исследуемого образца (далее по тексту – 90° или “ось y”).

Исследуемый образец на алюминиевом цилиндре и бухта с волокном, уложенным “свободной намоткой”, были помещены в лабораторную термокамеру Espes 712 (Espes, Япония). Один из выходных торцов интегрально-оптического поляризатора был подключен к ходу Pump (накачка) бриллиэновского анализатора Ditest STA-R 202 (Omnisens, Швейцария), второй – через буферное волокно (200 м SMF28, Corning, США) к входу Probe (зондирование).

Была установлена температура 25°C, сняты значения изменений бриллиэновских сдвигов  $f_1, f_2$  вдоль волокна, на основании этих значений рассчитаны пространственные распределения температуры и деформации. Затем аналогичные эксперименты были проведены при температуре 30, 40, 50, 60°C.

Шаг сканирования по частоте при определении бриллиэновского сдвига составлял 5 МГц. Характерный бриллиэновский спектр представлен на рис. 7, из которого можно оценить отношение с./ш. ~10.

Результаты одновременного определения температуры и деформации представлены соответственно на рис. 8а и 8б.

При отсутствии погрешностей на рис. 8а следовало ожидать ряд параллельных прямых, смещение которых друг относительно друга соответствует фактическим температурам. Реальные же результаты показывают, что действительно имеется тенденция к подъему всего графика с ростом температуры, при этом среднее значение температуры по длине волокна находится в удовлетворительном согласии с ожидаемыми величинами.

В то же время имеется ряд участков, где различие между определяемой и заданной температурами составляет несколько десятков градусов, что значительно превышает спрогнозированную погрешность согласно данным рис. 4. Выбросы носят не случайный, а систематический характер – повторяются на разных графиках в тех же локациях.

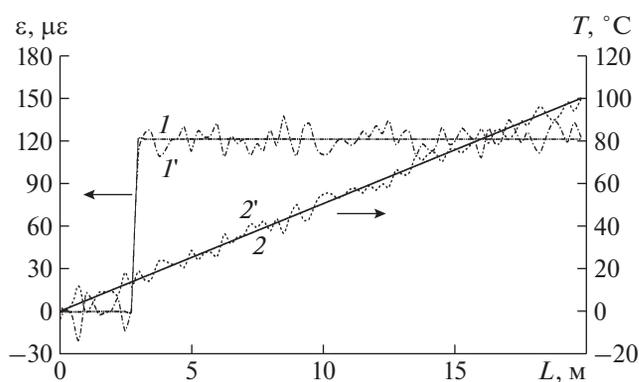


Рис. 5. Моделирование процесса измерения температуры и деформации при значениях параметров: шаг сканирования  $\Delta = 0.5$  МГц, с./ш. = 1000. 1, 2 – задано в модели, 1', 2' – получено в модели.

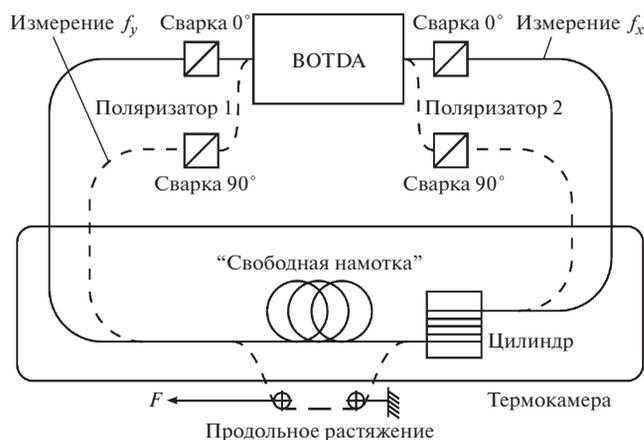


Рис. 6. Исследовательский стенд поляризационно-бриллиэновской рефлектометрии. ВОЛДА – бриллиэновский оптический анализатор временной области.

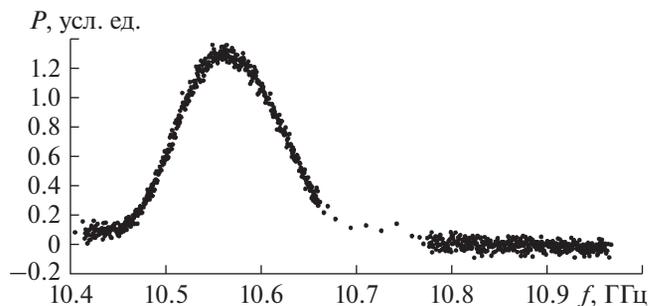


Рис. 7. Бриллиэновский спектр, полученный в результате эксперимента.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено исследование влияния различных факторов на точность метода одновременного распределенного измерения температур и деформаций в анизотропных волоконных световодах “Панда” с помощью поляризационно-бриллюэновской рефлектометрии.

Посредством численного моделирования показано, что при нахождении калибровочных коэффициентов с погрешностью  $< 0.1\%$  определяемые данным фактором погрешности малы и не вносят существенных искажений в получаемые значения температуры и деформации.

Результаты моделирования зависимости точности метода от шага сканирования по частоте и отношения сигнал/шум бриллюэновских спектров показали, что оба этих фактора оказывают существенное влияние на определение значений температуры и деформации. Причем при отношении с./ш.  $< 100$  погрешность измерения температуры составляет десятки градусов независимо от шага сканирования. Лишь при повышении с./ш.  $> 100$  можно добиться уменьшения погрешности до единиц градусов. При этом шаг сканирования по частоте не должен превышать 1 МГц. Отсюда следует, что коммерчески доступные приборы, имеющие характеристики с./ш.  $\sim 10$  и  $\Delta \sim 5$  МГц, мало пригодны для разделения температуры и деформации данным методом сразу по обоим параметрам.

Проведенные с использованием коммерчески доступного бриллюэновского анализатора эксперименты находятся в согласии с результатами моделирования, а именно показывают, что разделение температуры и деформации возможно лишь на индикаторном уровне. Авторы считают целесообразным повышать достоверность измерений путем постобработки полученного сигнала, например вейвлет-фильтрацией. В работах [19–21] продемонстрировано, что такой обработкой можно в значительной степени повысить точность измерений. Предполагается, что подобную практику можно считать применимой для задачи получения действительных значений температур, усилий натяжения и модового двулучепреломления световода.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shishkin V.V., Terentyev V.S., Kharenko D.S., Dostovalov A.V., Wolf A.A., Simonov V.A., Fedotov M.Yu., Shienok A.M., Shelemba I.S., Babin S.A. // J. Sensors. 2016. P. 3230968. <https://doi.org/10.1155/2016/3230968>
2. Sivanesan P., Sirkis J.S., Murata Y., Buckley S.G. // Opt. Engineering. 2002. V. 41. P. 2456. <https://doi.org/10.1117/1.1505638>
3. André R.M., Biazoli C.R., Marques M.B., Silva S.O., Cordeiro C.M.B., Frazao O. // Photonics Technology

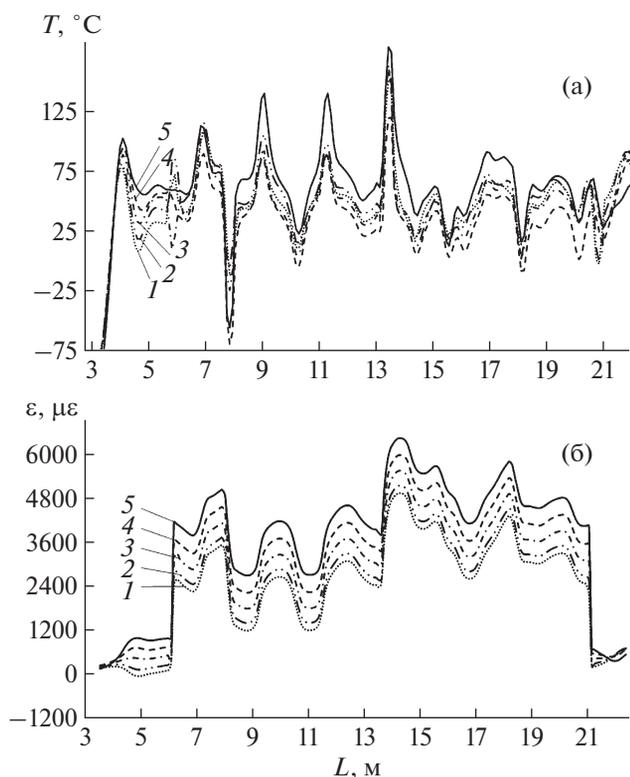


Рис. 8. Результаты пересчета измеренных бриллюэновских сдвигов в температуру (а) и в деформацию (б) при температуре: 1 – 25°C, 2 – 30°C, 3 – 40°C, 4 – 50°C, 5 – 60°C.

Авторы полагают, что это может быть обусловлено наличием локальных неоднородностей волокна, в таком случае значения коэффициентов матрицы  $A$  на этих участках могут сильно отличаться от приведенных в выражении (2), что в соответствии с результатами рис. 4 и должно приводить к большим систематическим погрешностям.

В эксперименте не проводилось количественных измерений деформации. Однако логичным выглядит предположение, что, во-первых, поведение в области свободной намотки должно существенно отличаться от остального волокна, во-вторых, деформации в области намотки на цилиндр должны возрастать с повышением температуры вследствие температурного расширения волокна. Экспериментальные данные на рис. 8б качественно согласуются с прогнозируемыми.

Таким образом, измерения в целом носят индикаторный характер (можно заметить изменения физических величин, но нельзя определить их точные значения). Это вполне согласуется с результатами моделирования – даже на однородных участках волокна при данных параметрах ( $\Delta = 5$  МГц и с./ш. = 10) погрешность измерения температуры (рис. 4) может достигать 20°C.

- Lett. IEEE. 2013. V. 25. P. 155.  
<https://doi.org/10.1109/LPT.2012.2230617>
4. Zou W., He Z., Hotate K. // Opt. Express. 2009. V. 17. P. 1248.  
<https://doi.org/10.1364/OE.17.001248>
  5. Hotate K., Zou W., Yamashita R.D., Zuyuan He // Photonic Sensors. 2013. V. 3. P. 332.  
<https://doi.org/10.1007/s13320-013-0130-7>
  6. Froggatt M., Gifford D., Kreger S., Wolfe M., Soller B. // Proc. Opt. Fiber Sens. 23–27 October 2006. P. ThC5.  
<https://doi.org/10.1364/OFS.2006.ThC5>
  7. Zaghoul M.A.S., Wang M., Milione G., Li M.J., Li S., Huang Y.-K., Wang T., Chen K.P. // Sensors. 2018. V. 18. P. 1176.  
<https://doi.org/10.3390/s18041176>
  8. Xin Lu, Soto M.A., Thévenaz L. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 16059.  
<https://doi.org/10.1364/OE.25.016059>
  9. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон. М.: ЛЕСАРпт, 2005.
  10. Zheng H., Fang Z., Wang Z., Bin Lu, Cao Y., Qing Ye, Qu R., Cai H. // Sensors. 2018. V. 18. P. 409.  
<https://doi.org/10.3390/s18020409>
  11. Zaslowski S., Yang Z., Soto M.A., Thévenaz L. // Proc. 26th International Conference on Optical Fiber Sensors, 24–28 September 2018, P. ThE27,  
<https://doi.org/10.1364/OFS.2018.ThE27>
  12. Soto M.A., Thévenaz L. // Opt. Express. 2013. V. 21. P. 31347.  
<https://doi.org/10.1364/OE.21.031347>
  13. Feng C., Preussler S., Kadum J.E., Schneider T. // Sensors. 2019. V. 19. P. 2878.  
<https://doi.org/10.3390/s19132878>
  14. Gyger F., Yang Z., Soto M.A., Yang F., Hey Tow K., Thévenaz L. // Proc. 6th International Conference on Optical Fiber Sensors. 24–28 September 2018. P. ThE69.  
<https://doi.org/10.1364/OFS.2018.ThE69>
  15. Urricelqui J., Sagues M., Loayssa A. // Opt. Express. 2014. V. 22. P. 18195.  
<https://doi.org/10.1364/OE.22.018195>
  16. Laude V., Beugnot J.-Ch. // Appl. Sci. 2018. V. 8 (6). P. 907.  
<https://doi.org/10.3390/app8060907>
  17. Bouyahi M., Zrelli A., Rezig H., Ezzedine T. // Opt. Quant. Electron. 2016. V. 48. P. 103.  
<https://doi.org/10.1007/s11082-016-0395-3>
  18. Thévenaz L., Nikles M., Robert Ph.A. // Proc. Symposium on Optical Fiber Measurements. Boulder CO. 1994. P. 211.
  19. Shengpeng W., He X., Fang L. // Opt. Commun. 2012. V. 285. P. 4971.  
<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2012.07.075>
  20. Feng Z., Jianjun G., Lv Huan, Ligang C. // IOP Conference Series Earth and Environmental Science, 2018, V. 189. P. 032026.  
<https://doi.org/10.1088/1755-1315/189/3/032026>
  21. Soto M.A., Ramirez J.A., Thevenaz L. // Nature Commun. 2016. V. 7. P. 10870.  
<https://doi.org/10.1038/ncomms10870>

## РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ КОМПОНЕНТОВ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ<sup>1</sup>

© 2020 г. А. А. Власов<sup>а,\*</sup>, М. Ю. Плотников<sup>а</sup>, А. Н. Аширов<sup>а</sup>,  
А. С. Алейник<sup>а</sup>, А. Н. Никитенко<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,  
механики и оптики (Университет ИТМО)

Россия, 197101, С.-Петербург, Кронверкский просп., 49

\*e-mail: [salusnetlim@yandex.ru](mailto:salusnetlim@yandex.ru)

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 11.03.2020 г.

Принята к публикации 12.03.2020 г.

Приведены результаты теоретических расчетов и экспериментальных исследований характеристик акустического испытательного сигнала при применении акустического оформления типа “открытый экран”. Обогащение спектра тестового акустического сигнала за счет применения разработанного оформления составило до +30 дБ в области частот до 500 Гц, в диапазоне частот 1500–5000 Гц – от +4 до +20 дБ по сравнению с динамиком без оформления. Проведены исследования влияния характеристик помещения на акустический сигнал в точке измерения и предложен способ компенсации этого влияния, в результате применения которого неравномерность амплитудно-частотной характеристики акустического сигнала в точке измерения снизилась с 7 до 1.5 дБ, а также устранены наклоны его спектральной характеристики.

DOI: 10.31857/S0032816220040345

### ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день наиболее совершенными с точки зрения точностных, массогабаритных и эксплуатационных параметров являются волоконно-оптические измерительные системы [1–3]. Отсутствие механических и токопроводящих частей, высокая помехозащищенность и возможность мультиплексирования большого количества датчиков на одном оптическом волокне привели к широкому развитию таких систем, годовой оборот рынка которых исчисляется миллиардами долларов [3]. Спрос на такие системы стремительно увеличивается в таких отраслях промышленности, как нефтегазовая и горнодобывающая промышленность, военно-промышленный комплекс, а также многих других [3].

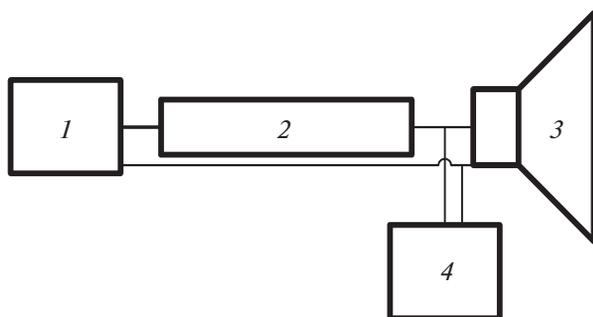
Наряду с неоспоримыми достоинствами высокоточным волоконно-оптическим измерительным системам присущ также и ряд недостатков, одним из которых является чувствительность волоконно-оптических компонентов к акустическим и вибрационным воздействиям за счет про-

явления эффекта фотоупругости и физического изменения длины оптического волокна под действием внешнего давления [4]. Помимо применения в волоконно-оптических датчиках давления (в том числе акустического и гидроакустического) и вибрации, данные эффекты носят нежелательный характер в других видах волоконно-оптических датчиков и таких волоконно-оптических компонентах, как волоконно-оптические интерферометры и волоконные лазеры.

Таким образом, при их работе в реальных условиях наблюдается снижение точностных параметров за счет повышения уровня шума в выходном сигнале. Ввиду высокого значения несущей частоты колебаний световой волны (как правило, в диапазоне сотен терагерц), их отклик носит практически безынерционный характер по сравнению с механическими воздействиями звукового диапазона, почему задача подавления либо компенсации шумовых воздействий является актуальной.

Данной проблеме посвящено большое количество исследований – для устранения нежелательной чувствительности волоконно-оптических компонентов в мировой практике применяют различные покрытия [5–11] и защитные конструкции [11, 12], снижающие вариации длины оптическо-

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permisc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).



**Рис. 1.** Схема измерений импедансно-частотной характеристики динамического преобразователя. 1 – генератор сигналов; 2 – балластный резистор (1000 Ом); 3 – динамический преобразователь; 4 – цифровой осциллограф.

го пути на участке оптического волокна. Также находят применение дополнительные опорные датчики, для которых также применимы методы акустической изоляции [13].

Для экспериментальной проверки эффективности мер по защите чувствительных волоконно-оптических компонентов от механических шумовых воздействий, а также для исследования их чувствительности и калибровки волоконно-оптических датчиков акустического давления необходимо наличие экспериментальной установки, позволяющей осуществлять озвучивание испытываемых образцов различными акустическими сигналами с изменяемыми амплитудными, временными и частотными параметрами, причем вибрационное взаимодействие должно быть максимально исключено.

В мировой научно-технической практике подобные измерения проводят в специализированных заглушенных камерах, которые позволяют исключить внешние вибрационные воздействия с помощью развязки исследуемого объекта от пола и стен камеры и акустические воздействия посредством покрытия стен камеры звукопоглощающими покрытиями. Однако постройка такой камеры сопряжена со значительными технологическими трудностями – так, например, акустическое изолирующее покрытие стенок камеры обычно рассчитано на определенный акустический диапазон частот, что делает комнату непригодной для широкого спектра акустических измерений [14, 15].

Целью данной работы является разработка экспериментальной установки, предназначенной для проведения акустических исследований компонентов волоконно-оптических измерительных систем и оценки их основных акустических характеристик (рабочего диапазона частот и чувствительности) в широком диапазоне частот, позволяющей имитировать акустическое воздействие на исследуемые образцы различных факторов техногенного и антропогенного характера в зависимо-

сти от условий предполагаемой эксплуатации измерительных систем без использования вспомогательных звукопоглощающих покрытий и других методов акустической подготовки помещения.

Для достижения цели необходимо комплексное рассмотрение вопросов, связанных с источником акустических колебаний, влиянием акустического оформления и помещения на амплитудные и частотные характеристики испытательного акустического сигнала в точке измерения, а также поиск способов коррекции данного влияния для линеаризации указанных характеристик.

### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ АКУСТИЧЕСКОГО ОФОРМЛЕНИЯ ИСТОЧНИКА ИСПЫТАТЕЛЬНОГО СИГНАЛА

Под акустическим воздействием на исследуемые образцы в рамках данной работы понимается излучение звуковой волны в воздушной среде в направлении исследуемого объекта. Таким образом, исследуемые образцы подвергаются воздействию переменного акустического давления, временные, амплитудные и спектральные параметры которого должны быть регулируемы для обеспечения различных режимов исследований.

Источником звуковых колебаний в экспериментальной установке служит электродинамический громкоговоритель. При отсутствии акустического оформления (корпуса) динамической головки по причине взаимодействия волн, создаваемых фронтальной и тыльной поверхностями диффузора, происходит процесс так называемого акустического короткого замыкания и результирующее звуковое давление в окружающем пространстве значительно ослабляется.

Для исключения этого негативного явления динамическую головку помещают в акустическое оформление. Известны различные конструкции акустического оформления, такие как закрытый ящик, рупорный корпус, корпус с фазоинвертором, корпус с лабиринтным волноводом [16–19], однако только акустическое оформление типа “открытый экран” оказывает наименьшее влияние на полную добротность встраиваемого электродинамического преобразователя, а значит, не повышает (а в некоторых конфигурациях снижает) его резонансную частоту и, соответственно, не сужает частотный диапазон его работы [19]. По этой причине именно данный тип акустического оформления динамика был выбран для разрабатываемой экспериментальной установки.

Для эффективной работы в области нижних частот данный экран должен иметь линейные размеры, сопоставимые с длиной акустической волны на резонансной частоте динамика.

Необходимая площадь акустического оформления типа “открытый экран” для конкретного

динамического громкоговорителя может быть найдена по формуле [19]

$$S_{\text{ideal}} = 0.125 \left( \frac{c}{F_r Q_{ts}} \right)^2, \quad (1)$$

где  $c$ , м/с – скорость звука,  $F_r$ , Гц – резонансная частота динамического громкоговорителя,  $Q_{ts}$  – полная добротность динамического громкоговорителя. Данная формула применима при значениях  $Q_{ts}$ , меньших 1.93. При других значениях  $Q_{ts}$  заменяется функциональной зависимостью от  $Q_{ts}$  [19].

При наличии у акустического экрана боковых стенок наблюдается снижение резонансной частоты  $F_r$  динамика, обусловленное присоединением части массы воздуха внутри оформления к массе подвижной системы головки и вычисляемое при помощи выражения [19]

$$F_r' = \frac{F_r}{\sqrt{1 + \frac{\rho h S_{\text{ideal}}}{m_0}}}, \quad (2)$$

где  $\rho$ , кг/м<sup>3</sup> – плотность воздуха;  $h$ , м – высота боковых стенок;  $m_0$ , кг – масса подвижной системы динамического преобразователя.

Необходимые для данного расчета электроакустические параметры Тилля–Смолла определяют поведение динамической головки в области низких частот (в двухоктавной области до и после резонансной частоты) при ее работе в поршневом режиме [20, 21].

Как правило, значения необходимых для расчета площади акустического оформления параметров указаны в сопроводительной документации динамического преобразователя. Однако в случае отсутствия информации от производителя, а также для устранения последствий неизбежного технологического разброса параметров при производстве динамиков необходимо проводить измерение и расчет параметров конкретного образца по предлагаемой методике.

Для нахождения параметров Тилля–Смолла динамика необходимо провести измерение его импедансно-частотной характеристики. Для этого была собрана измерительная схема (рис. 1), а сам динамик без акустического оформления был жестко закреплен. Генератор синусоидальных сигналов включен в режим сканирования частоты (sweep mode) в пределах от 1 до 1000 Гц. Напряжение на динамике, подключенном через балластный резистор (1000 Ом), непрерывно измеряется и сохраняется в файл цифровым осциллографом. Сопротивление постоянному току  $R_e$  измеряется мультиметром.

Реактивное электрическое сопротивление динамика  $X_L$  измеряется на частоте 1000 Гц. Таким образом, результатом измерения является импе-

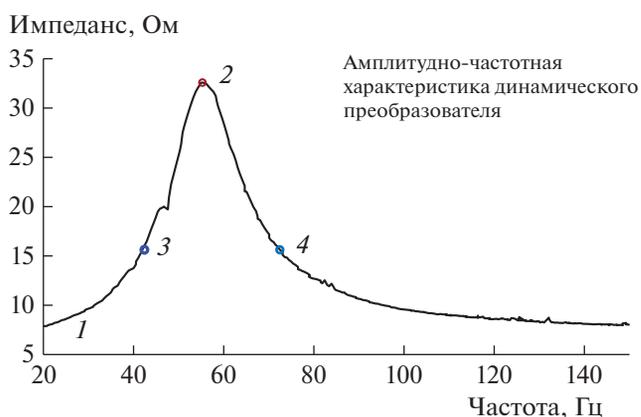


Рис. 2. Результат экспериментального исследования динамического преобразователя: 1 – импедансно-частотная характеристика, 2 – резонансная частота  $F_r$ , 3 – частота  $F_1$  при импедансе  $R_x$ , 4 – частота  $F_2$  при импедансе  $R_x$ .

дансно-частотная характеристика динамического громкоговорителя (рис. 2).

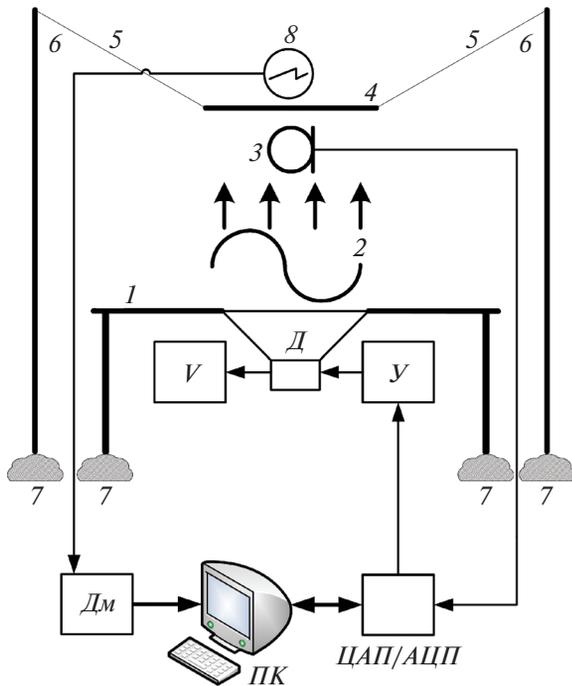
Из данного графика были получены пиковое значение  $R_{\text{max}}$  и его частота  $F_r$  (резонансная частота, при которой импеданс максимален). Далее были вычислены значения частот  $F_1$  и  $F_2$ , при которых импеданс динамика равен значению, найденному при помощи выражения

$$R_x = \sqrt{R_{\text{max}} R_e}. \quad (3)$$

Затем были вычислены значения механической ( $Q_{ms}$ ), электрической ( $Q_{es}$ ) и полной ( $Q_{ts}$ ) добротностей динамического громкоговорителя при помощи системы уравнений:

$$\begin{cases} Q_{ms} = \frac{F_r \sqrt{(R_{\text{max}}/R_e)}}{F_2 - F_1}, \\ Q_{es} = \frac{Q_{ms}}{(R_{\text{max}}/R_e) - 1}, \\ Q_{ts} = \frac{Q_{ms}}{(R_{\text{max}}/R_e)}. \end{cases} \quad (4)$$

Таким образом, были определены параметры применяемого динамического преобразователя SENON DYP820D и требуемая площадь акустического оформления типа “открытый экран”  $S_{\text{ideal}}$  для него: диаметр динамика 18 см; резонансная частота динамика  $F_r = 55.3$  Гц; импеданс динамика на резонансной частоте – 32.6 Ом; сопротивление динамика постоянному току  $R_e = 7.5$  Ом; импеданс динамика на частоте 1000 Гц  $X_L = 6.5$  Ом; импеданс  $R_x = 15.6$  Ом; частота  $F_1$  при импедансе  $R_x$  (слева от  $F_r$ ) 42.4 Гц; частота  $F_2$  при импедансе  $R_x$  (справа от  $F_r$ ) 72.6 Гц; механическая, электрическая и полная добротности динамика соответ-



**Рис. 3.** Структурная схема экспериментальной установки для проведения акустических исследований компонентов волоконно-оптических измерительных систем. ПК – персональный компьютер с разработанным управляющим программным обеспечением, ЦАП/АЦП – двухканальный блок цифроаналогового/аналого-цифрового преобразователя, У – усилитель, Д – динамический преобразователь, V – вольтметр переменного тока, Дм – блок демодуляции фазовых сигналов; 1 – акустическое оформление типа “открытый экран”; 2 – акустическое воздействие; 3 – измерительный микрофон; 4 – сетчатая платформа для размещения исследуемых образцов; 5 – эластичные растяжки; 6 – опоры эластичных растяжек; 7 – вибродемпфирующие прокладки; 8 – исследуемый образец.

ственно 3,8, 1,2 и 0,9; площадь акустического экрана  $S_{ideal}$ : оптимальная 6,3 м<sup>2</sup>, выбранная 4,1 м<sup>2</sup>; ослабление уровня акустического давления за счет снижения площади экрана  $\Delta S = -1,9$  дБ.

Ослабление уровня акустического давления при площади экрана  $S_{shield}$ , меньшей оптимальной  $S_{ideal}$ , вычислено по формуле [19]

$$\Delta S, \text{ дБ} = 10 \lg \left( \frac{S_{shield}}{S_{ideal}} \right). \quad (5)$$

### ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для данного динамика расчетная площадь акустического экрана  $S_{ideal}$  составила 6,3 м<sup>2</sup>. В качестве материала для изготовления акустического экрана был выбран лист ламинированной древесно-стружечной плиты толщиной 25 мм размера-

ми 2,7 × 1,8 м из соображений возможности прохода данного экрана в стандартный дверной проем и, следовательно, обеспечения возможности транспортировки готового изделия.

Таким образом,  $S_{shield}$  составила 4,1 м<sup>2</sup>. Значит, ослабление акустического давления  $\Delta S$  в точке измерения на расстоянии 1 м вдоль оси динамика составляет согласно (5) – 1,9 дБ. Углы акустического экрана были закруглены с радиусом 0,5 м для минимизации влияния краевых эффектов [22]. Динамический громкоговоритель был установлен в акустический экран в соответствии с ГОСТ 16122-87.

Для размещения испытываемых образцов над источником акустического воздействия была установлена сетчатая платформа площадью 1 м<sup>2</sup>. Для минимизации передачи вибрации от колеблющегося диффузора через материал акустического экрана и строительные конструкции помещения лаборатории сетчатая корзина выполнена подвесной на эластичных растяжках с развязанными от акустического экрана опорами, выполненными из хромированных труб и держателей стандарта JOKER.

На ножки этих опор, как и на ножки акустического экрана, был нанесен вибродемпфирующий материал. Внутренний объем опор заполнен вспененным материалом для минимизации влияния резонансов воздушного столба внутри труб и передачи вибрационного воздействия.

В качестве источника тестового сигнала в установке применен двухканальный цифроаналоговый/аналого-цифровой преобразователь (ЦАП/АЦП) Behringer UMC202hd с частотой дискретизации  $F_s$  до 192 кГц и разрядностью 24 бит, управляемый с персонального компьютера. Описываемые в данной работе измерения проведены с частотой дискретизации  $F_s$  100000 Гц. Для контроля уровня акустического давления в точке измерения при помощи держателя-пантографа и виброзащитного крепления типа “паук” размещен измерительный конденсаторный микрофон Behringer ECM8000, сигнал с которого поступает на АЦП и, соответственно, на персональный компьютер.

Структурная схема установки представлена на рис. 3. Состав, описание и принцип действия оптической схемы и схемы демодуляции оптических сигналов данной установки подробно рассмотрен в работах [9–11, 23, 24]. Для обеспечения безопасной работы динамика при различных режимах работы усилителя установка была дополнена быстродействующим вольтметром переменного тока, чтобы не превышать максимально допустимую мощность, выделяемую на динамике.

Измерение амплитудно-частотной характеристики (а.ч.х.) результирующей акустической системы проводилось путем посылки на динамический громкоговоритель сигнала белого шума (white gaussian noise, длительность 20 с) с одновре-

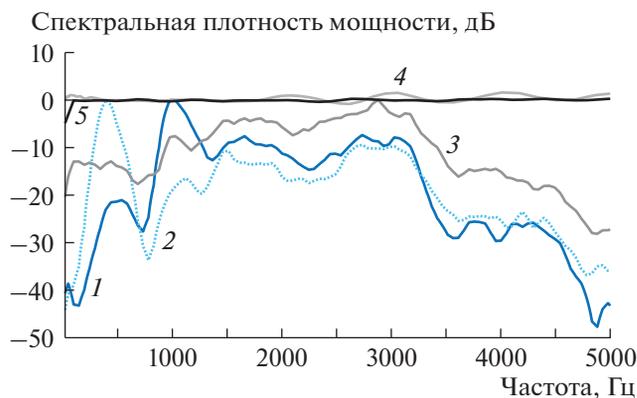
менным приемом данного звукового сигнала измерительным микрофоном и построением функции спектральной плотности мощности. Результат данного измерения для акустического экрана площадью  $4.1 \text{ м}^2$ , а также результаты для динамика без акустического оформления и акустического экрана площадью  $0.36 \text{ м}^2$  ( $60 \times 60 \text{ см}$ ) представлены на рис. 4. Там же приведены функция спектральной плотности мощности исходного тестового сигнала и кривая зависимости чувствительности измерительного микрофона от частоты. Результаты представлены в относительных единицах и нормированы на кривую чувствительности микрофона.

Из результатов эксперимента видно, что применение акустического оформления типа “открытый экран” с указанными размерами существенно расширяет частотный диапазон работы динамика и делает его более равномерным, сглаживая узкие резонансные пики. В диапазоне частот  $1500\text{--}5000 \text{ Гц}$  обогащение спектра акустического сигнала составило от  $+4$  до  $+20 \text{ дБ}$ , в диапазоне  $20\text{--}500 \text{ Гц}$  — до  $+30 \text{ дБ}$ . В целом, за счет применения данного типа акустического оформления динамика становится возможным его применение в качестве излучателя испытательного акустического сигнала в диапазоне частот  $1\text{--}5000 \text{ Гц}$ . Данный частотный диапазон позволяет осуществлять исследования влияний различных шумовых факторов техногенного и антропогенного характера на работу компонентов волоконно-оптических измерительных систем (табл. 1, [22, 25–30]).

Однако результаты данного эксперимента свидетельствуют и о том, что результирующая а.ч.х. акустического сигнала в точке измерения подвергается влиянию передаточных характеристик составных частей электроакустического тракта, а также передаточной характеристики помещения, в котором размещено оборудование:

$$AFR'_{(f)} = AFR_{sig(f)} T_{DAC(f)} T_{amp(f)} \times T_{sp(f)} T_{room(f)} T_{mic(f)} T_{ADC(f)}, \quad (6)$$

где  $AFR$ ,  $AFR_{sig}$ ,  $T_{DAC}$ ,  $T_{amp}$ ,  $T_{sp}$ ,  $T_{room}$ ,  $T_{mic}$ ,  $T_{ADC}$  — а.ч.х. акустического сигнала в точке измерения, а.ч.х. исходного сигнала, передаточные характеристики ЦАП, усилителя, динамического преобразователя, помещения лаборатории, измерительного



**Рис. 4.** Результат экспериментального исследования а.ч.х. динамического преобразователя в зависимости от площади акустического экрана: 1 — без акустического оформления, 2 — в акустическом экране с площадью  $0.36 \text{ м}^2$  ( $60 \times 60 \text{ см}$ ), 3 — с площадью  $4.1 \text{ м}^2$  ( $270 \times 180 \text{ см}$ ), 4 — частотная характеристики чувствительности измерительного микрофона, 5 — а.ч.х. исходного тестового сигнала.

микрофона и АЦП соответственно. Индекс  $f$  означает, что данный сигнал представлен в частотной области, а штрих (') — что данный сигнал зарегистрирован микрофоном, размещенным в точке измерения. Влияние передаточных характеристик составных частей электроакустического тракта в большей степени может быть устранено введением электромеханической обратной связи за счет регистрации сигнала с измерительного микрофона в точке измерения с учетом его собственной передаточной характеристики [30]:

$$AFR'_{ист(f)} = \frac{AFR'_{(f)}}{T_{mic(f)}}, \quad (7)$$

где  $AFR'_{ист}$  — истинная а.ч.х. акустического испытательного сигнала в точке измерения.

#### УСТРАНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОМЕЩЕНИЯ НА РЕЗУЛЬТАТЫ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Каждому помещению присущи акустические резонансы или, иначе, комнатные моды. В идеальном прямоугольных комнатах с идеально ров-

**Таблица 1.** Полоса частот различных акустических воздействий

Тип воздействия	Полоса частот, Гц
Совокупный шум всех систем работающего двигателя при $800\text{--}5000 \text{ об/мин}$	13–5000
Голосовой сигнал (при применении в телефонии)	300–3400
Голосовой сигнал (высокое качество, одноканальное воспроизведение)	30–5000
Производственный шум (более 90% спектральной плотности мощности)	30–5000
Музыкальный сигнал (около 80% спектральной плотности мощности)	20–3200

ными и отражающими поверхностями (стенами, полом и потолком) резонансные частоты могут быть вычислены по формуле [22, 32]:

$$F_{(k,m,n)} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{k}{L}\right)^2 + \left(\frac{m}{B}\right)^2 + \left(\frac{n}{H}\right)^2}, \quad (8)$$

где  $k, m, n$  – целые числа;  $L, B, H$  [м] – длина, ширина и высота помещения соответственно.

Помещение акустической лаборатории, в которой выполняется данная работа, имеет линейные размеры  $8.8 \times 5.9 \times 2.9$  м. Результаты расчета собственных мод помещения и моделирования позволяют сделать вывод о том, что распределение пучностей и узлов зон акустического давления в воздушном объеме помещения даже в условиях работы в линейном режиме звукоизлучения [22] носит весьма сложный характер за счет многократных переотражений от поверхностей стен, пола, потолка, а также предметов, находящихся в помещении, и влияние помещения на уровень акустического давления и его спектр принципиально не может быть устранено без акустической подготовки помещения.

Однако для решения большей части задач акустических исследований компонентов волоконно-оптических измерительных систем достаточно устранить влияние помещения на мощностные и спектральные параметры акустического испытательного сигнала в точке измерения. Данное условие может быть выполнено методом компенсации влияния помещения и нелинейных характеристик электроакустического тракта. Суть метода состоит во внесении в исходный акустический сигнал предыскажений (preemphasis), передаточная характеристика которых является обратной функцией от совокупной передаточной характеристики помещения и электроакустического тракта [30].

Для исследования импульсной характеристики помещения оно было озвучено синтезированной тестовой последовательностью, включающей в себя переходы между граничными состояниями мембраны диффузора (из состояния покоя “0” – в крайнее верхнее положение “1”, из положения “1” – в “0”, из положения “0” в крайнее нижнее положение “–1” и обратно. Результаты данного анализа представлены на рис. 5.

Из данных результатов следует, что среднее время реверберации  $\tau_{rev}$  данного помещения составляет не более 0.4 с, что является удовлетворительным значением для работы со звуком в данном помещении [22]. По спектру принятого акустического сигнала стало возможно вычислить пространственные моды помещения, имеющие наиболее сильное влияние в точке измерения. Такими оказались рассчитанные при помощи выражения (8) моды (1,0,0) – 20 Гц, (0,0,1) – 59 Гц и (0,4,0) – 117 Гц.

Далее был синтезирован испытательный сигнал  $TSS$  для сканирования характеристик помещения, представляющий собой синусоидальный сигнал единичной амплитуды с перестраиваемой в диапазоне от  $F_{start} = 1$  Гц до  $F_{stop} = 5000$  Гц частотой в соответствии с выражениями:

$$TSS_{(t)} = \sin(2\pi F_{inst} t), \quad (9)$$

где  $F_{inst}$ , Гц – мгновенное значение частоты сканирования, равное

$$F_{inst} = F_{inc} t + F_{start}, \quad (10)$$

где  $F_{inc}$ , Гц<sup>2</sup> – инкремент нарастания частоты, равный

$$F_{inc} = \frac{F_{stop} - F_{start}}{T_{sc}}, \quad (11)$$

где  $T_{sc}$ , с – полная продолжительность временного интервала сканирования.

При этом время излучения сигнала на каждой частоте должно быть больше  $\tau_{rev}$  в соответствии с выражением:

$$T_{sc} > (F_{stop} - F_{start}) \tau_{rev}. \quad (12)$$

Последнее условие было введено для снижения влияния задержки, вносимой реверберацией звуковых волн в помещении, на результат измерений. Индекс ( $t$ ) означает, что данный сигнал представлен во временной области.

При озвучивании исследуемого помещения данным испытательным сигналом в точке измерения при помощи измерительного микрофона регистрировался временной отклик системы, результатом действия которого являлось применение амплитудной модуляции  $AFR'_{(t)}$  к исходному сигналу  $TSS_{(t)}$ :

$$TSS'_{(t)} = AFR'_{(t)} \sin(2\pi F_{inst} t). \quad (13)$$

Далее при помощи преобразования Гильберта  $H(TSS'_{(t)})$  данного сигнала была найдена его огибающая в соответствии с выражениями

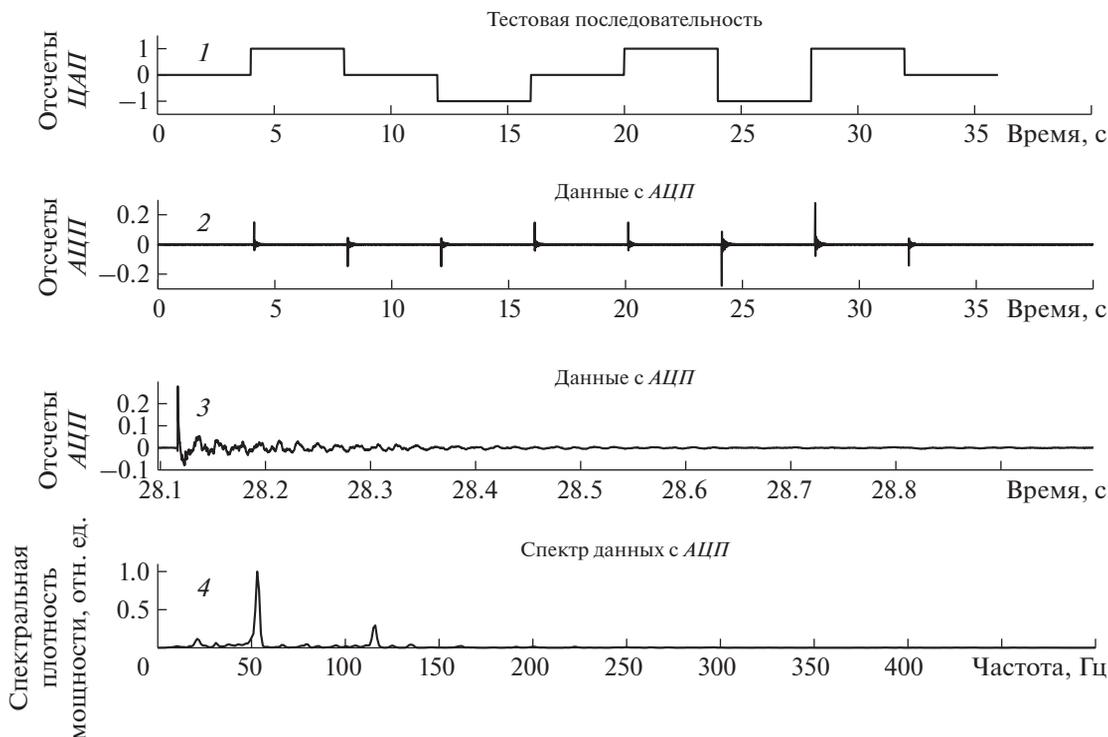
$$H(TSS'_{(t)}) = AFR'_{(t)} \cos(2\pi F_{inst} t), \quad (14)$$

$$AFR'_{(t)} = \sqrt{((TSS'_{(t)})^2 + (H(TSS'_{(t)}))^2)}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} & (TSS'_{(t)})^2 + (H(TSS'_{(t)}))^2 = \\ & = (AFR'_{(t)})^2 (\sin^2(2\pi F_{inst} t) + \cos^2(2\pi F_{inst} t)). \end{aligned} \quad (16)$$

Инвертированное значение огибающей применяется для корректировки исходного испытательного сигнала путем внесения в него предыскажений, являющихся обратной функцией от  $AFR'_{(t)}$ .

Принимая во внимание линейное нарастание частоты сигнала от времени и выражения (10) и (11), становится возможным найти представле-



**Рис. 5.** Результат экспериментального исследования импульсной характеристики помещения: 1 – исходная тестовая последовательность; 2 – отклик системы на тестовую последовательность 1; 3 – нахождение времени реверберации  $\tau_{rev}$  в помещении: увеличенный участок кривой отклика 2; 4 – нахождение действующих в точке измерения пространственных мод помещения: спектр по данным кривой отклика 2.

ние модулирующего воздействия  $AFR'_{(t)}$  в частотной области –  $AFR'_{(f)}$ . В результате данной коррекции происходит линейризация а.ч.х. акустического сигнала в точке измерения  $AFR'_{corr(f)}$  при помощи выражений:

$$AFR'_{ист(f)} \frac{1}{AFR'_{(f)}} \rightarrow 1, \quad (17)$$

$$AFR'_{corr(f)} = \frac{AFR'_{ист(f)}}{AFR'_{(f)}}. \quad (18)$$

При синтезе фильтра с а.ч.х. на основе данной огибающей средствами цифровой обработки сигналов может быть выполнена корректировка испытательного сигнала произвольного вида [30]. Результаты исследования частотной характеристики помещения лаборатории представлены на рис. 6.

Результат работы предлагаемого способа устранения влияния характеристик электроакустического тракта и помещения на результаты акустических измерений представлен на рис. 7.

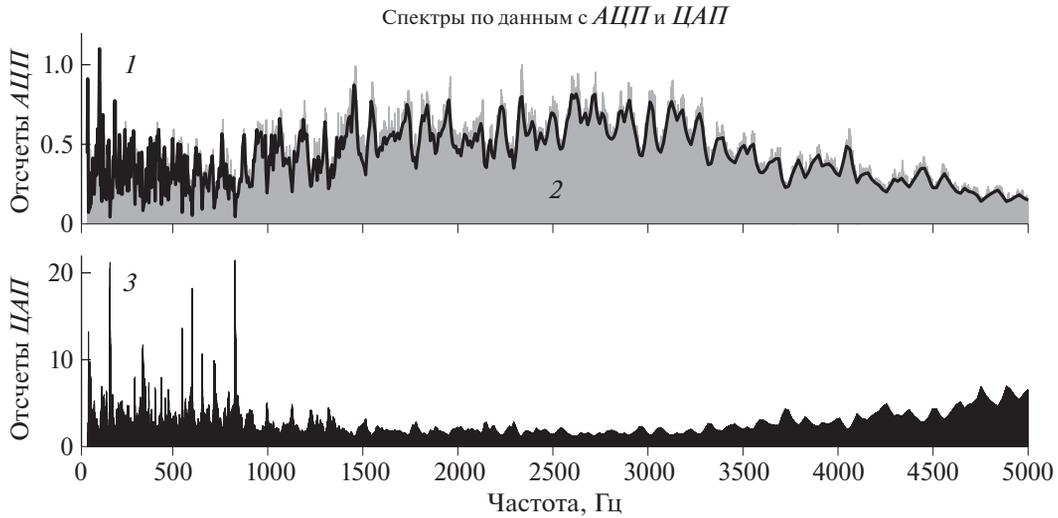
Видно, что неравномерность а.ч.х. за счет применения компенсации изменяется с 7 до 1.5 дБ. Однако важнейшим следствием применения предла-

гаемого способа является приведение а.ч.х. испытательного акустического сигнала к ступенчатому виду по сравнению со спектром исходного сигнала, имевшего наклоны спектральной характеристики до 15 дБ.

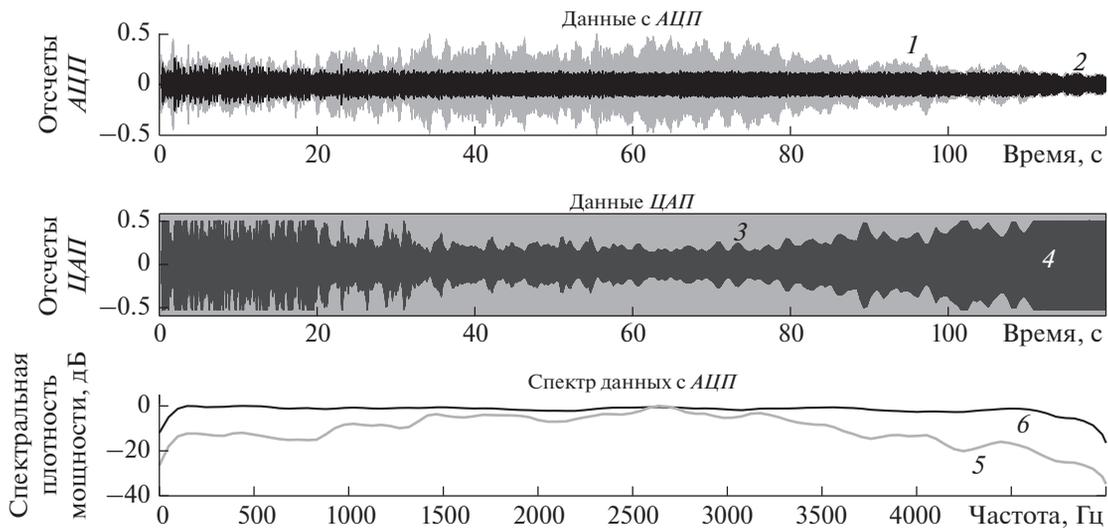
## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате данной работы была выполнена разработка экспериментальной установки для проведения акустических исследований компонентов волоконно-оптических измерительных систем. Для расчета акустического оформления типа “открытый экран” были измерены параметры Тилля–Смолла электродинамического громкоговорителя с помощью генератора сигналов со сканированием частоты и цифрового осциллографа. Применение данного акустического оформления динамика привело к расширению частотного диапазона его работы, особенно в области нижних частот до 500 Гц – обогащение спектра гармониками в данной области составило до +30 дБ. В диапазоне частот от 1500 до 5000 Гц обогащение спектра составило от +4 до +20 дБ.

Для снижения влияния характеристик помещения на результаты акустических измерений и линейризации а.ч.х. акустического воздействия в



**Рис. 6.** Исследование частотной характеристики помещения: 1 – спектральная характеристика принятого при озвучивании помещения сигнала, 2 – его огибающая; 3 – результат применения инвертированной огибающей отклика помещения к исходному испытательному сигналу.



**Рис. 7.** Результат работы предложенного способа компенсации влияния характеристик помещения на результат акустических измерений: 1 – фрагмент временной диаграммы записи результата озвучивания помещения исходным испытательным сигналом, 2 – тот же фрагмент с применением предложенного способа коррекции; 3 – фрагмент временной диаграммы исходного испытательного сигнала, посылаемого на ЦАП, 4 – скорректированного сигнала; 5 – спектр по данным, зарегистрированным при озвучивании помещения исходным испытательным сигналом, 6 – скорректированным сигналом.

точке измерения была применена обратная связь при помощи акустического микрофона и частотная коррекция акустического сигнала. Неравномерность а.ч.х. при этом снизилась с 7 до 1.5 дБ.

При использовании поверенного микрофона в цепи обратной связи разработанная установка может применяться при проведении измерений уровня абсолютного акустического давления в точке измерения. Разработанная экспериментальная установка

применялась при проведении работ, описанных в [9–11], а также в ряде других исследований.

**ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ**

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-11-2019-026 от 27.11.2019).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists / Ed. Udd E., Spillman Jr W.B. Hoboken (NJ): John Wiley & Sons, 2011.
2. *Окоци Т., Окамото К., Оцу М., Нусихара Х., Кюма К., Хататэ К.* Волоконно-оптические датчики. Л.: Энергоатомиздат, 1990. Т. 254. С. 1.
3. Fiber Bragg grating sensors: recent advancements, industrial applications and market exploitation / Ed. Cusano A., Cutolo A., Albert J. Sharjah: Bentham Science Publishers, 2011.
4. *Hocker G.B.* // Appl. Optics. 1979. V. 18. № 9. P. 1445. <https://doi.org/10.1364/AO.18.001445>
5. *McMahon G.W., Cielo P.G.* // Appl. Optics. 1979. V. 18. № 22. P. 3720. <https://doi.org/10.1364/AO.18.003720>
6. *Lagakos N., Bush I.J., Cole J.H., Bucaro J.A., Skogen J.D., Hocker G.B.* // Optics Lett. 1982. V. 7. № 9. P. 460. <https://doi.org/10.1364/OL.7.000460>
7. *Yang Y.C., Lee H.L., Chou H.M.* // Appl. Optics. 2002. V. 41. № 10. P. 1989. <https://doi.org/10.1364/AO.41.001989>
8. *Lagakos N., Hickman T.R., Cole J.H., Bucaro J.A.* // Optics Lett. 1981. V. 6. № 9. P. 443. <https://doi.org/10.1364/OL.6.000443>
9. *Vlasov A.A., Aleynik A.S., Ashirov A.N., Plotnikov M.Yu., Varlamov A.V.* // Technical Phys. Lett. 2019. V. 45. № 8. P. 769. <https://doi.org/10.1134/S1063785019080157>
10. *Vlasov A.A., Plotnikov M.Y., Ashirov A.N., Aleynik A.S., Varlamov A.V., Stam A.M.* // 2019 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). IEEE. 2019. P. 305. <https://doi.org/10.1109/EExPolytech.2019.8906889>
11. *Vlasov A.A., Plotnikov M.Y., Aleynik A.S., Varlamov A.V.* // J. Phys.: Conference Series. IOP Publishing, 2019. V. 1326. № 1. P. 012010. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1326/1/012010>
12. *Poulsen C.V., Hansen L.V., Sigmund O., Pedersen J.E., Beukema M.* Pat. 7809029 USA. 2010.
13. *Waagaard O.H., Rønnekleiv E., Forbord S., Thingbo D.* // 20th International Conference on Optical Fibre Sensors. International Society for Optics and Photonics, 2009. V. 7503. P. 75034Q.
14. *Beranek L.L., Sleeper Jr H.P.* // J. Acoustical Society of America. 1946. V. 18. № 1. P. 140. <https://doi.org/10.1121/1.1916351>
15. *Kopiev V.F., Palchikovskiy V.V., Belyaev I.V., Bersenev Y.V., Makashov S.Y., Khramtsov I.V., Konin I.A., Sorokin E.V., Kustov O.Y.* // Acoust. Phys. 2017. V. 63. № 1. P. 113. <https://doi.org/10.1134/S1063771017010043>
16. *Сапожков М.А.* Электроакустика. М.: Связь, 1978.
17. *Дьяконов Б.П.* Бытовая аудиотехника. Смоленск: Русич, 1997.
18. *Бурко Б.Г., Лямин П.М.* Бытовые акустические системы: эксплуатация, ремонт. Минск: Беларусь, 1996.
19. *Иофе В.К., Лизунков М.В.* Бытовые акустические системы. М.: Радио и связь, 1984.
20. *Thiele N.* // J. Audio Engineering Society. 1971. V. 19. № 5. P. 382.
21. *Small R.H.* // J. Audio Engineering Society. 1973. V. 21. № 5. P. 363.
22. *Алдошина И.А., Пруттс Р.* Музыкальная акустика. СПб.: Композитор, 2006.
23. *Volkov A.V., Plotnikov M.Y., Mekhregin M.V., Miroshnichenko G.P., Aleynik A.S.* // IEEE Sensors J. 2017. V. 17. № 13. P. 4143. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2017.2704287>
24. *Plotnikov M.Y., Lavrov V.S., Dmitraschenko P.Y., Kulikov A.V., Meshkovskiy I.K.* // IEEE Sensors J. 2019. V. 19. № 9. P. 3376. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2019.2894323>
25. *Шатров М.Г., Яковенко А.Л., Кричевская Т.Ю.* Шум автомобильных двигателей внутреннего сгорания. М.: МАДИ, 2014.
26. *Васильев А.В.* // Изв. Самарского научного центра РАН. 2004. Т. 6. № 2.
27. *Грушецкий И.В., Кирпичников В.Ю.* // Изв. Самарского научного центра РАН. 2012. Т. 14. № 1–3.
28. *Вартанян И.А.* Звук – слух – мозг. Л.: Наука, 1981.
29. *Розенберг Л.Д.* // Успехи физ. наук. 1949. Т. 38. № 5. С. 120.
30. *Смит С.* Цифровая обработка сигналов. М.: Додэка-XXI, 2008.
31. *Сулима Н.Н.* // Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах. 2013. № 4. С. 62.
32. *Иванов Н.И., Шашиурин А.Е.* Защита от шума и вибрации. СПб.: Печатный цех, 2019. ISBN 978-5-60424483-8.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТЕПЕНИ АКУСТИЧЕСКОЙ ГЕРМЕТИЗАЦИИ ЗВУКОЗАЩИТНЫХ КОРПУСОВ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ НА ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ<sup>1</sup>

© 2020 г. А. А. Власов<sup>a,\*</sup>, А. В. Варламов<sup>a,b</sup>, А. Н. Аширов<sup>a</sup>,  
Н. Е. Кикилич<sup>a</sup>, А. С. Алейник<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,  
механики и оптики (Университет ИТМО)

Россия, 197101, С.-Петербург, Кронверкский просп., 49

<sup>b</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26

\*e-mail: [salusnetklim@yandex.ru](mailto:salusnetklim@yandex.ru)

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 13.03.2020 г.

Принята к публикации 14.03.2020 г.

Данная статья посвящена исследованию влияния акустических воздействий окружающей среды на работу волоконно-оптических интерферометров и измерительных систем на их основе. Рассматривается способ снижения данного влияния применением акустически подготовленного звукозащитного корпуса для работы при наличии внешних воздействий в диапазоне частот от 20 до 20000 Гц. Представлена разработанная математическая модель и приведены результаты ее исследования, получена расчетная зависимость степени снижения акустической чувствительности волоконно-оптического интерферометра от степени акустической герметизации его корпуса. Созданы экспериментальная установка и методика экспериментальной оценки степени акустической герметизации при исследовании корпусов устройств.

DOI: 10.31857/S0032816220040357

### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время волоконно-оптические фазовые измерительные системы являются наиболее совершенными с точки зрения точностных, массогабаритных и эксплуатационных параметров. Отсутствие механических и токопроводящих частей, высокая помехозащищенность и возможность мультиплексирования большого количества датчиков на одном оптическом волокне (о.в.) привели к широкому развитию таких систем [1]. Принцип действия волоконно-оптических фазовых измерительных систем состоит в интерференции опорного и измерительного оптического сигналов, в общем случае разность фаз между которыми определяет интенсивность интерференционного сигнала согласно выражению

$$I = I_{\text{изм}} + I_{\text{оп}} + 2\sqrt{I_{\text{изм}}I_{\text{оп}}}\cos(\Delta\varphi_{\text{изм}} - \Delta\varphi_{\text{оп}}), \quad (1)$$

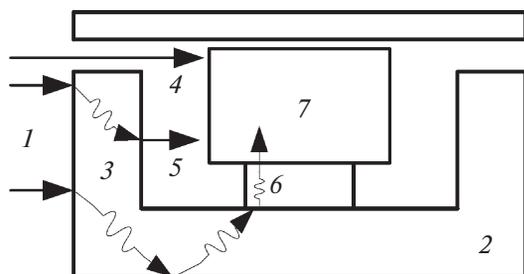
где  $I$ , Вт/м<sup>2</sup> – интенсивность интерференционного сигнала;  $I_{\text{изм}}$ , Вт/м<sup>2</sup> – интенсивность измерительного сигнала;  $I_{\text{оп}}$ , Вт/м<sup>2</sup> – интенсивность опорного сигнала;  $\Delta\varphi_{\text{изм}}$ , рад – разность фаз, наводимая воздействием измеряемой величины на чувствительное плечо интерферометра;  $\Delta\varphi_{\text{оп}}$ , рад – разность фаз в опорном плече интерферометра.

При работе в реальных условиях интерферометр подвергается внешним акустическим воздействиям окружающей среды, что приводит к возникновению дополнительной разности фаз на его опорном плече [2]:

$$\Delta\varphi_{\text{оп}} = \frac{2\pi nL}{\lambda} \times \left( -\frac{(1-2\mu)}{E} + \left[ \frac{n^2}{2E}(1-2\mu)(2p_{12} + p_{11}) \right] \right) \Delta P, \quad (2)$$

где  $\lambda$ , м – длина волны оптического излучения;  $n$  – эффективный показатель преломления о.в.;  $L$ , м – длина о.в.;  $\Delta P$ , Па – уровень звукового давления;  $\mu$  – коэффициент Пуассона о.в.;  $E$ , Па –

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permisc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).



**Рис. 1.** Принцип распространения акустического воздействия: 1 – внешнее акустическое воздействие; 2 – корпус изделия; 3 – структурная волна в конструкции корпуса, вызванная внешним акустическим воздействием; 4 – прямая воздушная волна, проникающая через отверстия в корпусе; 5 – воздушная волна, вызванная колебанием поверхности корпуса под действием структурной волны 3; 6 – структурная волна, распространяющаяся через конструкцию корпуса; 7 – защищаемый объект.

модуль Юнга о.в.;  $p_{12}$  и  $p_{11}$  – элементы матрицы описания эффекта фотоупругости для о.в.

Данная проблема является особенно актуальной при разработке измерительных систем на принципах PMDI-интерферометрии (path matched differential interferometry – дифференциальная интерферометрия с согласованными траекториями), когда для снижения требований к длине когерентности зондирующего оптического излучения в состав оптической схемы вводится компенсационный интерферометр (к.и.). Компенсационный и измерительные (чувствительные) интерферометры (ч.и.), как правило, разнесены в пространстве и в этом случае внешние акустические воздействия на них некоррелированы, в результате чего в выходном сигнале волоконно-оптических фазовых измерительных систем присутствует неотделимая от полезного сигнала составляющая, обусловленная внешним акустическим воздействием на компенсационный интерферометр [3–6]:

$$I = I_{\text{ч.и.}} + I_{\text{к.и.}} + 2\sqrt{I_{\text{ч.и.}} I_{\text{к.и.}}} \cos(\Delta\varphi_{\text{ч.и.}} - \Delta\varphi_{\text{к.и.}}), \quad (3)$$

где  $I$ , Вт/м<sup>2</sup> – интенсивность интерференционного сигнала;  $I_{\text{ч.и.}}$ , Вт/м<sup>2</sup> – интенсивность оптического сигнала в чувствительном интерферометре;  $I_{\text{к.и.}}$ , Вт/м<sup>2</sup> – интенсивность оптического сигнала в компенсационном интерферометре;  $\Delta\varphi_{\text{ч.и.}}$ , рад – разность фаз, наводимая воздействием измеряемой величины в чувствительном интерферометре;  $\Delta\varphi_{\text{к.и.}}$ , рад – разность фаз, наводимая внешним акустическим (помеховым) воздействием в компенсационном интерферометре.

Не менее актуальной данная проблема является и при разработке волоконных лазеров, внешнее акустическое воздействие на резонаторы которых вызывает сдвиг центральной длины волны их излучения [6, 7]:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left( \frac{(2\mu - 1)}{E} - \left[ \frac{n^2}{2E} (2\mu - 1)(2p_{12} + p_{11}) \right] \right) \Delta P, \quad (4)$$

где  $\lambda$ , м – центральная длина волны оптического излучения лазера;  $\Delta\lambda$ , м – сдвиг центральной длины волны оптического излучения лазера.

Таким образом, внешнее акустическое воздействие на такие компоненты волоконно-оптических измерительных систем, как интерферометры и волоконные лазеры, приводит к снижению точностных параметров: ухудшению отношения сигнал/шум, снижению минимально обнаружимого воздействия и сужению динамического диапазона.

Данная работа посвящена снижению влияния шумов окружающей среды на точностные и эксплуатационные параметры волоконно-оптических фазовых измерительных систем. Задачами данной работы являются поиск способов построения акустически подготовленных звукозащитных корпусов волоконно-оптических интерферометров и изучение влияния их параметров на снижение уровня звукового давления на волоконно-оптические интерферометры.

## СПОСОБЫ ЗАЩИТЫ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КОМПОНЕНТОВ ОТ ШУМОВ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

В зависимости от среды распространения колебаний акустическое воздействие может быть разделено на воздушный и структурный шум. Воздушный шум распространяется в газообразной среде, средой распространения структурного шума является твердое тело. При этом взаимодействие акустической воздушной волны с твердой преградой приводит к возникновению в последней структурных колебаний. В свою очередь, структурные колебания поверхности твердого тела приводят к возникновению воздушной акустической волны. В результате этого в реальных условиях результирующее акустическое воздействие в точке измерения имеет чрезвычайно сложный характер. Процесс распространения акустического воздействия поясняется рис. 1.

Снижение уровня звукового давления, действующего на опорное плечо волоконно-оптического интерферометра может быть достигнуто применением корпуса устройства, спроектированного с целью внесения затухания для распространяющихся воздушной и структурной волн акустического воздействия. Для ослабления прямой воздушной волны применяют корпуса из плотных и жестких материалов с высоким показателем модуля Юнга, при этом достигается максимальный коэффициент отражения, а также повышается степень герметизации корпуса [8]. Степень акустической герметизации может быть оценена по формуле [8]

$$AH = \frac{\sum_{i=1}^k S_{h_i}}{S_{tot}} \times 100\%, \quad (5)$$

где  $S_{h_i}$ , м<sup>2</sup> – площадь  $i$ -го отверстия корпуса;  $k$  – число отверстий;  $S_{tot}$ , м<sup>2</sup> – полная площадь поверхности корпуса.

Для снижения интенсивности структурной волны, распространяющейся в материале корпуса, применяют вязкоупругие покрытия (битум, каучук и др.), обладающие высоким коэффициентом механических потерь [8]. Зачастую применяют размещение распределенной массы поверх данных покрытий, повышающее степень подавления нежелательного воздействия за счет образования дополнительного колебательного контура с высокими потерями [8]. По такому принципу могут быть сформированы многослойные конструкции для расширения диапазона частот эффективной работы и увеличения степени подавления.

Для снижения интенсивности вторичной воздушной волны, вызванной звукоизлучением конструкции корпуса, его внутренняя поверхность может быть покрыта звукопоглотителями из волонистых и пористых материалов [8, 9].

Для повышения результирующей эффективности шумозащитных мер внутри акустически подготовленных устройств могут применяться защитные покрытия оптического волокна [3, 4, 6, 10], а также оптические схемы, позволяющие осуществлять компенсацию внешних акустических воздействий на интерферометр [11].

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В ходе данной работы предложена математическая модель, разработанная на основе адаптации подходов инженерной и архитектурной акустики (снижение уровня воздушного шума тонкой плоской ограждающей конструкцией) для совместного применения со статической моделью акустической чувствительности оптического волокна в случае равномерного изотропного сжатия [2–4, 10, 12].

Модель описывает снижение фазовой акустической чувствительности  $\Delta\varphi_{оп}$  опорного плеча волоконно-оптического интерферометра внутри акустически подготовленного корпуса в зависимости от его параметров: геометрические размеры, материал и толщина стенок, коэффициент механических потерь применяемого вязкоупругого слоя, степень акустической герметизации, площадь покрытия внутреннего объема звукопоглощающим материалом и его коэффициент звукопоглощения.

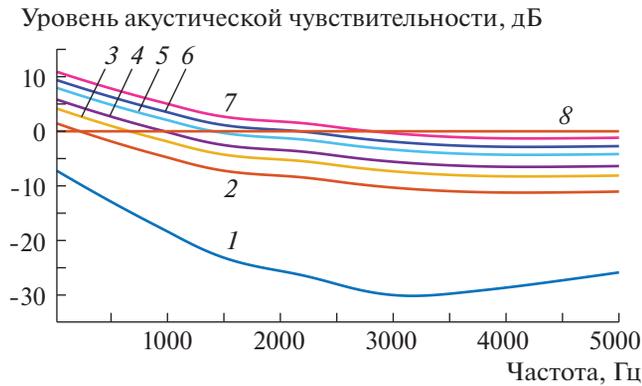


**Рис. 2.** Сравнение экспериментальных результатов и результатов работы модели: 1 – снижение уровня фазовой акустической чувствительности применением корпуса с известными параметрами, 2 – уровень 0 дБ (без корпуса), 3 – результат моделирования снижения уровня фазовой акустической чувствительности с применением корпуса с известными параметрами.

Достоверность разработанной математической модели подтверждается высокой степенью сходимости результатов, полученных при моделировании, с результатами экспериментальной проверки степени снижения уровня акустического давления корпусом с известными параметрами [4] в звуковом диапазоне частот от 20 до 20000 Гц (рис. 2). Методика измерений подробно описана в работах [3, 4, 6].

Линейный критерий корреляции Пирсона для результатов работы модели и результатов обработки экспериментальных данных при идентичных параметрах исследуемого корпуса составил 0.908. Неполная сходимость модели с экспериментальной кривой объясняется расхождением в результате неизбежного технологического разброса действительных значений параметров применяемых материалов от полученных из справочных данных. Степень акустической герметизации  $AH$  исследуемого корпуса составляла около 1%.

Далее было проведено исследование разработанной модели в диапазоне частот от 20 до 5000 Гц для определения факторов, наиболее серьезно влияющих на уровень снижения акустической чувствительности. В ходе исследования было установлено, что таким фактором, прежде всего, является степень акустической герметизации защитного корпуса  $AH$  [%]. Семейство спектров для оценки влияния степени герметизации  $AH$  корпуса представлены на рис. 3. Видно, что при наличии щелей, суммарная площадь которых составляет всего 1% от общей площади внутренней поверхности корпуса, звукоизоляция существенно (до 20 дБ) снижается. Согласно данным, полученным при моделировании, связь между степенью герметизации корпуса  $AH$  [%] и максимальной степенью снижения акустической чувствитель-



**Рис. 3.** Зависимость уровня фазовой акустической чувствительности волоконно-оптического интерферометра от степени акустической герметизации внешнего корпуса: 1 – при степени акустической герметизации 0%, 2 – 1%, 3 – 2%, 4 – 3%, 5 – 5%, 6 – 7%, 7 – 10%, 8 – уровень 0 дБ (без корпуса).

ности  $\Delta S_{case}$  [дБ] может быть описана следующим выражением (при достоверности аппроксимации  $R^2 = 0.9221$ ):

$$|\Delta S_{case}| \sim -0.1101(AH)^3 - 2.0719(AH)^2 - 12.401(AH) + 26.82. \quad (6)$$

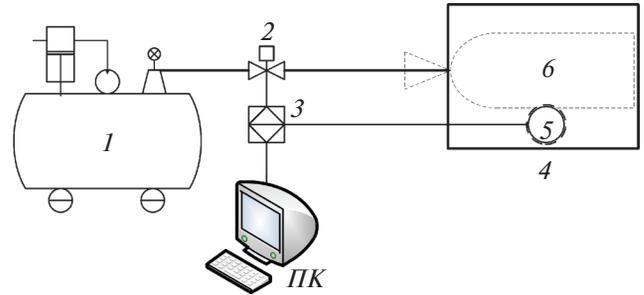
#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Оценка степени акустической герметизации корпуса является достаточно нетривиальной задачей, так как ввиду сложности конструкции не все его отверстия и щели могут быть доступны для прямого измерения. В теории течеискания вакуумных систем и трубопроводов данная задача решается применением так называемых способов повышения или понижения давления. Суть данных способов заключается в следующем: внутри исследуемого объема  $V$  создается повышенное либо пониженное давление, динамика изменения уровня которого во времени фиксируется при помощи датчика давления. В работе [13] приведена экспериментальная зависимость диаметра отверстия  $D$  от уровня утечки давления, которая может быть аппроксимирована следующим выражением (при достоверности аппроксимации  $R^2 = 1$ ):

$$D = 0.0001 \sqrt{\frac{V_i \Delta P_{mb}}{\Delta t}}, \quad (7)$$

где  $V_i$ , л – объем исследуемого корпуса;  $\Delta P_{mb}$ , мбар – изменение уровня давления;  $\Delta t$ , с – временной интервал изменения уровня давления.

Таким образом, суммарная площадь отверстий исследуемого корпуса может быть оценена при помощи следующего выражения (при достоверности аппроксимации  $R^2 = 1$ ):



**Рис. 4.** Экспериментальная установка для оценки степени акустической герметизации корпуса. 1 – компрессор с ресивером; 2 – запорная арматура; 3 – микроконтроллер; 4 – исследуемый корпус; 5 – датчик давления; 6 – разрушаемый резервуар из эластичного материала; ПК – персональный компьютер.

$$\sum S_h = (8 \cdot 10^{-8}) \left( \frac{V_m \Delta P_{pa}}{\Delta t} \right), \quad (8)$$

где  $V_m$ , м<sup>3</sup> – объем исследуемого корпуса;  $\Delta P_{pa}$ , Па – изменение уровня давления.

Для проведения экспериментальной оценки степени акустической герметизации корпуса была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 4. С учетом того, что ожидаемая суммарная площадь щелей и отверстий корпуса может составлять значительную долю от общей площади его внутренней поверхности, а значит, процесс выравнивания давления будет быстропротекающим, производительность компрессора и скорость срабатывания запорной арматуры должны обеспечивать возможность нагнетания импульса давления значительной амплитуды с резкими фронтами. В случае, если это невозможно или затруднительно, предлагается применение дополнительного разрушаемого резервуара-накопителя из эластичного материала (6 на рис. 4) внутри исследуемого корпуса. При поступлении давления от компрессора он начинает расширяться, препятствуя утечке нагнетаемого давления во внешнюю среду. При превышении давлением внутри резервуара-накопителя предела его прочности происходит его разрушение, сопровождающееся быстропротекающим всенаправленным ударным истечением воздуха во внешнюю среду через щели и отверстия исследуемого корпуса. Таким образом, за счет того, что волна давления образуется за счет мгновенного разрушения резервуара-накопителя, для его первоначальной накачки может быть использован любой источник воздушного давления, а в качестве резервуара-накопителя – резиновый баллон, воздушный шар и пр.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результат экспериментальной проверки степени акустической герметизации исследуемого корпуса представлен на рис. 5. В качестве разрушаемого резервуара-накопителя применялся воздушный шарик из плотной резины (арт. № GM120ASS 1101-0008 14"). Запорная арматура обеспечивала поступление воздуха от компрессора DV-370-50, выходное давление которого было ограничено редуктором на уровне 700 кПа. При разрыве резервуара-накопителя поступление давления прекращалось путем перекрытия воздушного клапана. Мониторинг давления внутреннего объема исследуемого корпуса осуществлялся цифровым датчиком давления HSCMRNN1.6BASA3 с частотой опроса 2 кГц и абсолютной погрешностью проводимых измерений  $\pm 1\%$ .

Анализ экспериментальных данных показывает, что ударное истечение воздуха при разрушении резервуара-накопителя провоцирует начало переходного процесса установления давления с уровня  $(P_{amb} + \Delta P_{max})$  до уровня  $P_{amb}$  ( $P_{amb}$ , Па – уровень постоянного (атмосферного) давления;  $\Delta P_{max}$ , Па – уровень повышения давления при разрушении накопителя). Разрыв применяемого резервуара в корпусе с объемом 10 л вызывает скачок давления на уровне 25 кПа. Переходный процесс считают установившимся при достижении изменяющейся величиной значения, отличающегося от установившегося не более чем на 5% [14]. В данном случае переходный процесс считался окончанным при истечении 95% избыточного давления из исследуемого объема. Экспериментальные данные, соответствующие диапазону изменения давления  $[P_{amb} + \Delta P_{max}; P_{amb}]$ , могут быть описаны эмпирическим выражением (при достоверности аппроксимации  $R^2 = 0.8781$ ):

$$P(t) = 0.01272e^{-9.162t} + 1.075 \cdot 10^5 e^{-0.03822t}. \quad (9)$$

Пересечение аппроксимирующей кривой и прямой, соответствующей уровню давления  $(P_{amb} + 0.05\Delta P_{max})$ , позволяет найти точку, в которой переходный процесс устанавливается, и, соответственно, получить  $\Delta P_{pa} = 0.95\Delta P_{max}$  и  $\Delta t$  суммарной площади щелей и отверстий исследуемого корпуса согласно выражению (8). Временной интервал  $\Delta t$  составил около 0.005 с, величина утечки давления составила порядка 51 кПа · (м<sup>3</sup>/с), что соответствует суммарной площади щелей и отверстий  $\sim 41$  см<sup>2</sup>, эквивалентной степени акустической герметизации около  $АН \approx 1\%$ .

Колебания уровня давления в оставшейся части переходного процесса могут быть объяснены колебаниями массы воздуха по причине его упругих свойств при переотражениях внутри корпуса, колебаниями стенок корпуса при ударном воздей-

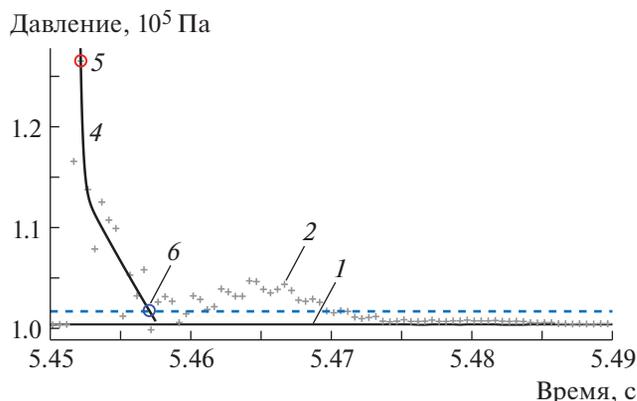


Рис. 5. Результат экспериментального исследования степени акустической герметизации защитного корпуса: 1 – уровень постоянного (атмосферного) давления ( $P_{amb}$ ), 2 – экспериментальные данные при разрыве разрушаемого резервуара-накопителя, 3 – уровень 5% от  $\Delta P_{max}$  ( $P_{amb} + 0.05\Delta P_{max}$ ), 4 – аппроксимирующая функция для экспериментальных данных, 5 – точка начала измерения длительности переходного процесса и начального уровня давления, 6 – точка окончания измерения длительности переходного процесса и установившегося уровня давления.

ствии, а также влиянием задержки срабатывания запорной арматуры клапана подачи давления.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы был проведен обзор научно-технической литературы по тематике влияния шумов окружающей среды на работу волоконно-оптических фазовых измерительных систем, выявлены основные подходы к снижению чувствительности опорного плеча волоконно-оптических интерферометров к внешним акустическим воздействиям. Показано, что для повышения точностных и эксплуатационных параметров волоконно-оптических измерительных систем на основе интерферометров необходимым является применение акустически подготовленных шумозащитных корпусов устройства.

Для выявления наиболее важных параметров корпуса была разработана математическая модель, учитывающая такие параметры, как геометрические размеры, материал и толщина стенок, коэффициент механических потерь применяемого вязкоупругого слоя, степень акустической герметизации, площадь покрытия внутреннего объема звукопоглощающим материалом и его коэффициент звукопоглощения. Получена теоретическая зависимость максимальной степени снижения акустической чувствительности  $\Delta S_{case}$  от степени акустической герметизации корпуса.

Для практических применений была создана экспериментальная установка и предложена методика оценки степени акустической герметизации корпусов АН на основе применения метода повышения давления с использованием разрушаемого резервуара-накопителя из эластичного материала, что позволяет существенно снизить требования к источнику воздушного давления. Степень акустической герметизации исследуемого корпуса составила около 1%.

Созданные математическая модель и экспериментальная установка могут быть применены в различных областях науки и техники при решении задач защиты чувствительных компонентов от внешних акустических воздействий, а также для экспериментальной оценки степени акустической герметизации корпусов устройств.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Соглашение № 075-11-2019-026 от 27.11.2019).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fiber Bragg grating sensors: recent advancements, industrial applications and market exploitation / Ed. by A. Cusano, A. Cutolo, J. Albert. Hoboken (NJ): Bentham Science Publishers, 2011.
2. Hocker G.B. // App. Optics. 1979. V. 18. № 9. P. 1445.
3. Vlasov A.A., Aleynik A.S., Ashirov A.N., Plotnikov M.Yu., Varlamov A.V. // Technical Phys. Lett. 2019. V. 45. № 8. P. 769. <https://doi.org/10.1134/S1063785019080157>
4. Vlasov A.A., Plotnikov M.Y., Aleynik A.S., Varlamov A.V. // J. Phys.: Conference Series. IOP Publishing, 2019. V. 1326. № 1. P. 012010. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1326/1/012010>
5. Plotnikov M.Y., Lavrov V.S., Dmitraschenko P.Y., Kulikov A.V., Meshkovsky I.K. // IEEE Sensors J. 2019. T. 19. № 9. C. 3376. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2019.2894323>
6. Vlasov A.A., Plotnikov M.Y., Ashirov A.N., Aleynik A.S., Varlamov A.V., Stam A.M. // 2019 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). IEEE. 2019. P. 305. <https://doi.org/10.1109/EExPolytech.2019.8906889>
7. Azmi A.I., Leung I., Chen X., Zhou S., Zhu Q., Gao K., Childs P., Peng G. // Photonic Sensors. 2011. V. 1. № 3. P. 210.
8. Иванов Н.И., Шапуринов А.Е. Защита от шума и вибрации. СПб.: Печатный цех, 2019. ISBN 978-5-60424483-8.
9. Герасимов А.И., Васильев М.Д., Светлоруссова А.М. // Noise Theory and Practice. 2019. V. 5. № 4 (18). P. 46.
10. McMahon G.W., Cielo P.G. // Appl. Optics. 1979. V. 18. № 22. P. 3720
11. Baney D.M., Van Wiggeren G.D., Motamedi A. Pat. 6825934 USA. 2004.
12. СП 275.1325800.2016 “Конструкции ограждающие жилых и общественных зданий. Правила проектирования звукоизоляции”.
13. Основы течеискания, Leybold GmbH. <https://leybold.ru/pdf/osnovi-techeiskanie-leybold.pdf>
14. Пономарев В.М., Литвинов А.П. Основы автоматического регулирования и управления. М.: Высшая школа, 1974.

## МЕТОД ЛОКАЛИЗАЦИИ ВОЗДЕЙСТВИЯ В КОМПОЗИТНОМ МАТЕРИАЛЕ С ПОМОЩЬЮ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ<sup>1</sup>

© 2020 г. С. Д. Бочкова<sup>а,\*</sup>, С. А. Волковский<sup>а</sup>, М. Е. Ефимов<sup>а,\*\*</sup>,  
И. Г. Дейнека<sup>а</sup>, Д. С. Смирнов<sup>а</sup>, Е. В. Литвинов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,  
механики и оптики (Университет ИТМО)  
Россия, 197101, С.-Петербург, Кронверкский просп., 49

\*e-mail: sooyfar@gmail.com

\*\*e-mail: spbefimovmikhail@gmail.com

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 10.03.2020 г.

Принята к публикации 12.03.2020 г.

Описан метод определения положения источника акустического воздействия в композитных материалах с использованием волоконно-оптических интерферометров Фабри–Перо. Предложенный метод основан на анализе времени прихода акустических сигналов на чувствительные элементы при механическом воздействии на композитный материал. Произведено моделирование относительных времен прихода сигналов на чувствительные элементы в зависимости от местоположения источника воздействия и калибровка метода путем нахождения оптимальных пороговых значений для корректной регистрации времени прихода акустического сигнала. Описана экспериментальная установка и указаны условия проведения эксперимента. Разработанный метод локализации был реализован в экспериментальном макете регистратора сигналов акустической эмиссии и исследован в эксперименте. Оценена погрешность предложенного метода. Рассмотрены направления дальнейших исследований и пути модернизации предложенного метода.

DOI: 10.31857/S0032816220040230

### ВВЕДЕНИЕ

Современные инженерные конструкции зачастую представляют собой достаточно сложную систему, состоящую из большого количества отдельных элементов. Мониторинг прочностных характеристик каждого элемента конструкции в течение срока эксплуатации является одним из важнейших условий для предотвращения аварийных ситуаций. Для решения таких задач успешно применяют методы неразрушающего контроля ввиду того, что такие методы позволяют проводить анализ надежности, не нарушая целостности системы. Это позволяет своевременно обнаружить и локализовать возникающие повреждения в конструктивных элементах, оценивать их критичность и помогает принимать решение о ремонте или выводе данного элемента из эксплуатации и его замене.

Часто в качестве материала конструктивных элементов используют композитные материалы. Их преимуществами являются высокие прочность, жесткость, износостойчивость и неподверженность коррозии. Также к важному достоинству можно отнести достаточно малую массу композитных материалов по сравнению с металлами сопоставимой прочности.

Широко применяются акустические методы неразрушающего контроля: ультразвуковой [1] и акустической эмиссии (а.э.) [2]. Для определения местоположения источников а.э. обычно используют метод порогового детектирования момента прихода акустического сигнала на чувствительные элементы для последующего нахождения местоположения источника посредством триангуляции [3]. Такой метод хорошо работает для однородных материалов, где скорость распространения акустической волны примерно однородна. Однако в сложных и неоднородных (композитных) материалах скорость распространения акустических волн может отличаться в зависимости от направления.

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permsc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

Актуальность работы обусловлена необходимостью мониторинга прочностных характеристик сложных и неоднородных конструкций в течение срока их эксплуатации для предотвращения аварийных ситуаций.

Основной целью работы являлась разработка метода локализации воздействия на композитный материал с использованием волоконно-оптических датчиков а.э. интерферометрического типа, для достижения которой были проведены калибровка метода и тестирование на большом количестве данных, полученных от повторяемого источника акустических сигналов.

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Для получения представления о современных достижениях в области триангуляции источников акустических сигналов для задач неразрушающего контроля был рассмотрен ряд работ, посвященных данной тематике, и выделены основные проблемы и недостатки существующих методов.

Наибольший интерес для анализа представляет работа [4]. В ней приведено сравнение трех методов: ТОА, АИС и модифицированная версия АИС. Авторами работы [4] рассмотрен самый распространенный метод локализации источника акустического воздействия – ТОА (Time of arrival, время прихода сигнала). Он основан на детектировании времен прихода акустического сигнала на каждый из датчиков измерительной сетки. Полученные времена могут быть успешно преобразованы в расстояния для дальнейшей локализации источника акустического воздействия, при условии известной скорости распространения звука в материале.

Недостатком такого метода является то, что он подходит только для материалов, в которых скорость распространения одинакова во всех направлениях или незначительно отличается. Это значит, что в композитных материалах метод может иметь значительную погрешность. Усредненная абсолютная погрешность применения данного метода, согласно данным, приведенным авторами в [4], составила порядка 200 мм.

Второй метод, рассмотренный авторами [4], – АИС (Akaike information criteria, информационный критерий Акаике) [5]. Он основан на критерии японского ученого Хиротсугу Акаике. Метод базируется на сравнении зашумленности до и во время прохождения акустического импульса и нахождения функционального минимума их наибольшей разницы для каждой точки сетки. Таким образом, обеспечивается высокая достоверность определения времени прихода акустического сигнала.

Основными недостатками являются трудоемкость метода и необходимость постоянного уча-

стия квалифицированного оператора, потому что метод подразумевает определение порогового значения вручную от запуска к запуску. В своей работе авторы [4] предлагают модификацию метода АИС, которая позволяет методу работать автоматически. Это позволило им получить стабильный автоматический метод неразрушающего контроля композитного материала со значением усредненной абсолютной погрешности порядка 3 мм.

Однако предложенный в [4] метод требует большого количества вычислений и налагает определенные ограничения на вычислительную мощность устройства, в котором он будет реализован. К тому же, в качестве чувствительных элементов в экспериментальной установке использовались пьезоэлектрические датчики. Это приводит к определенным ограничениям в эксплуатации всей системы, поскольку такие датчики требуют электрического питания, подвержены электромагнитному воздействию и зачастую обладают большими массогабаритными характеристиками по сравнению с волоконными датчиками.

Еще одной представляющей интерес является работа [6]. Метод основан на оценке погрешности взвешенного медианного абсолютного отклонения (MAD). Метод локализации на основе выброса ошибок определяет местоположение воздействия, сравнивая его сходство с набором предварительно полученных опорных сигналов. В целом, этот метод обеспечивает возможность локализации с использованием не менее трех чувствительных элементов. Чувствительными элементами экспериментальной установки являлись волоконные брэгговские решетки. Полученная усредненная абсолютная погрешность описываемого метода локализации не превышает 29 мм.

Результатом теоретического анализа наиболее перспективных методов появилась идея создания более точного и надежного метода локализации источника для композитных материалов, где в качестве чувствительных элементов использовались волоконные интерферометры Фабри–Перо. Их преимуществами, за исключением традиционных для волоконно-оптических датчиков, являются их малый размер и высокая чувствительность. В качестве исследуемой среды был выбран композитный графит-эпоксидный материал.

Такой выбор обусловлен широким распространением таких материалов в авиа- и космостроении, судостроении и многих других отраслях [7] ввиду высокой прочности и жесткости, сопоставимых, а в некоторых случаях и превосходящих, характеристики металлов при значительно меньшей массе. В нашей работе было принято решение использования оригинального метода опроса волоконно-оптических интерферометров Фабри–Перо [8]. Он заключается в гомодинировании несущей с помощью фазовой модуляции. Таким

образом обеспечивается достоверность значений амплитуды выходного сигнала вне зависимости от положения рабочей точки интерферометра.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В качестве среды распространения акустической волны использовалась композитная пластина (см. на рис. 1). Она была поделена на 16 равных секторов от *A* до *P*. В углы композитной пластины были встроены четыре волоконно-оптических интерферометра Фабри–Перо, опрос которых проводился экспериментальным макетом регистратора сигналов а.э., работа которого основана на принципе, описанном в [8]. Это позволило регистрировать акустические сигналы с соотношением сигнал/шум более 30 дБ, что обеспечивало высокую достоверность выходных данных. Во избежание появления в регистрируемом сигнале паразитных низкочастотных составляющих от вибрационных воздействий пластина была плотно закреплена по углам с помощью держателей.

Регистратор сигналов а.э. представляет собой устройство опроса четырех волоконно-оптических интерферометров Фабри–Перо [8, 9] с последующей демодуляцией полученных сигналов для получения информации о разности фаз в интерферометрах в режиме реального времени с частотой дискретизации выходного сигнала 1.25 МГц. Данные, полученные с регистратора, направлялись на программируемую логическую интегральную схему (п.л.и.с.) для дальнейшей демодуляции. П.л.и.с. отвечала за управление и цифровую обработку сигналов. Демодулированные данные, представляющие собой осциллограммы сигналов интерферометров, передавались на персональный компьютер, где происходила дальнейшая обработка и калибровка предлагаемого метода определения местоположения с помощью программного пакета MatLab.

## 3. ОПИСАНИЕ И КАЛИБРОВКА МЕТОДА

Предложенный метод заключается в сравнении разности времени прихода сигналов с двух боковых датчиков относительно опорного. За опорный датчик принимают тот, который первым зарегистрировал акустическое воздействие. Боковыми считались датчики, сигналы с которых регистрировались вторым и третьим по счету после опорного датчика. Например, если воздействие происходило в секторах *A/B/E/F*, то опорным датчиком являлся второй датчик и рассматривалось различие между временами прихода сигналов на первый и третий датчик (рис. 1). По результатам сравнения разности относительных задержек сигналов с соседних датчиков проводилось вычисление области воздействия.

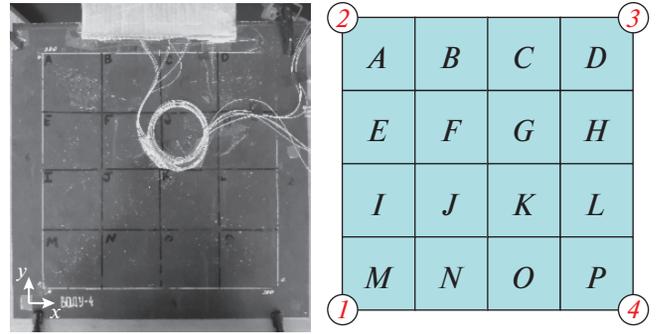


Рис. 1. Внешний вид экспериментальной установки и ее схема.

За начало акустического импульса каждого из датчиков принимался момент пересечения порога, который был индивидуально подобран для каждого из чувствительных элементов в зависимости от очередности прихода на них акустического сигнала и, следовательно, удаленности от источника. Разработанный метод также включает в себя расчет длительности и энергии акустического импульса. Длительность определялась согласно следующему выражению:

$$T = \frac{X_{\text{end}} - X_{\text{begin}}}{F_d},$$

где  $F_d$  – частота дискретизации сигнала,  $X_{\text{begin}}$  – начало регистрируемого акустического сигнала одного из датчиков, а  $X_{\text{end}}$  – его конец.

Можно получить энергию акустического импульса по формуле

$$W = \int_0^T |A| dt,$$

где  $T$  – длительность акустического импульса,  $|A|$  – модуль амплитуды акустического импульса.

Перед испытанием метода в экспериментальном макете регистратора сигналов а.э. была разработана модель метода локализации акустического воздействия в среде MatLab. Это было необходимо, в том числе, для настройки и калибровки предложенного метода. Моделирование проводилось на основе реальных акустических сигналов, полученных с экспериментальной установки, а калибровка – нахождением оптимальных значений порогов и относительных времен прихода акустических сигналов в зависимости от местоположения источника.

Необходимость подбора порогов обусловлена несколькими причинами. Во-первых, композитный материал имеет неоднородную структуру, и акустическая волна неравномерно затухает в процессе распространения. Во-вторых, неоднородность среды также подразумевает значительный

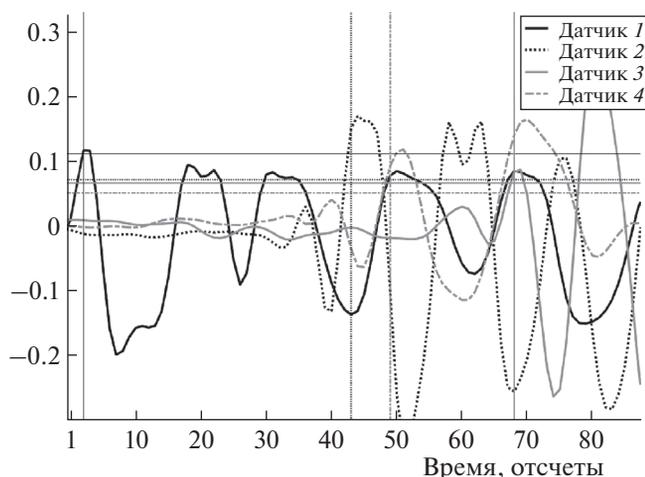


Рис. 2. Примеры входного сигнала.

разброс скоростей распространения. Это вносит дополнительную погрешность.

Источником акустического воздействия был выбран стальной шарик массой 1.75 г и диаметром 7 мм ввиду высокой повторяемости генерируемых акустических сигналов. Записанные сигналы были использованы в качестве входных данных для разработанной модели. Пример зарегистрированных акустических сигналов представлен на рис. 2.

Воздействие производилось по центру каждого из секторов композитной пластины от  $A$  до  $P$  (рис. 1). С помощью сравнения реальных значений расстояний от источника до датчиков с полученными расстояниями в модели были найдены оптимальные пороговые величины. В дальнейшем это позволило получить достоверную карту времен прихода акустических сигналов на чувствительные элементы в зависимости от местоположения воздействия.

Таким образом, путем анализа набора повторяемых данных были определены приблизительные скорости распространения и найдены оптимальные значения пороговых значений по амплитуде регистрируемого сигнала в зависимости от порядка его прибытия на датчики. В частности, для первого зарегистрированного (опорного) сигнала порог составлял 0.11 рад. Для сигналов, которые регистрировались вторым и третьим по счету, было выбрано одинаковое пороговое значение 0.07 рад. Наименьший порог 0.05 рад был выбран для последнего из сигналов, поскольку, приходя на самый удаленный датчик, сигнал затухал сильнее всего.

Разработанный метод локализации воздействия, а также расчеты длительности и энергии каждого импульса были имплементированы в п.л.и.с.

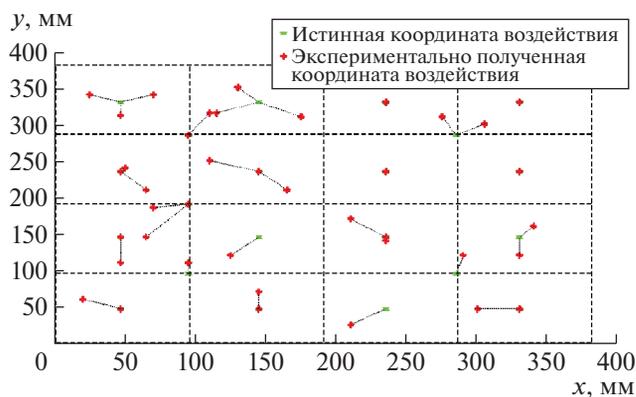


Рис. 3. Вычисленные и реальные местоположения источника а.э.

#### 4. ПРОВЕДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Собранный экспериментальный макет в совокупности с программным обеспечением, разработанным по предложенному методу, был экспериментально исследован. В качестве источника акустического воздействия использовался тот же стальной шарик, что и для калибровки. Падение шарика с высоты на чувствительную плоскость композитной пластины порождало упругие колебания, которые регистрировались с помощью встроенных в нее волоконно-оптических интерферометров. Сигналы с интерферометров демодулировались с помощью макета-регистратора сигналов а.э., в котором также проводился расчет местоположения источника акустического воздействия, энергии и длительности. После того, как заканчивались все необходимые расчеты, результат выводился на экран.

С целью повышения повторяемости входных данных источник акустического воздействия был одинаковым для каждой тестируемой точки. Для оценки достоверности вычисления длительности и энергии падение шарика осуществлялось с трех высот: 1, 1.2 и 1.5 м. Всего было исследовано 40 различных мест воздействия. Результаты экспериментального исследования приведены на рис. 3.

#### 5. ВЫВОДЫ

В данной работе представлен метод локализации акустического воздействия на квадратную графит-эпоксидную пластину со встроенными в нее четырьмя волоконно-оптическими датчиками а.э. Разработанный метод основан на сравнении двух боковых расстояний относительно опорного датчика. Реализована модель алгоритма в среде MatLab. В результате калибровки и моделирования были подобраны оптимальные пороговые значения и найдены относительные времена прихода акустических сигналов в зависимости

от местоположения источника. Проведено экспериментальное исследование предложенного метода посредством его реализации в составе экспериментального макета регистратора сигналов а.э. в виде части проекта в п.л.и.с. В результате, было установлено, что усредненная абсолютная погрешность предложенного метода составляет порядка 15 мм.

В дальнейшем планируется повышение точности локализации посредством модификации существующего метода. Модифицировать метод предполагается введением дополнительных математических выражений, в частности алгоритмами авто- и кросс-корреляции для более точного нахождения моментов прихода акустического сигнала на чувствительные элементы.

Предложенный метод может быть использован для решения задач, в которых требуется постоянный мониторинг композитных материалов. К таким задачам можно отнести детектирование, оценку и локализацию повреждений в процессе эксплуатации лопастей вертолета, крыльев самолета, мостов и других объектов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание № 2019-0923).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Grosse C.U., Ohtsu M.* // Acoustic Emission Testing: Basics for Research-Applications in Civil Engineering. 2008. P. 1–404. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-69972-9>
2. *El Kouche A., Hassanein H.S.* // Procedia Computer Science. 2012. V. 10. P. 136.
3. *Gorman M.R.* // J. the Acoustical Society of America. 1991. V. 90. P. 358.
4. *Al-Jumaili S.Kh., Pearson M.R., Holford K.M., Eaton M.J., Pullin Rh.* // Mechanical Systems and Signal Processing. 2015. V. 72. P. 513. <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2015.11.026>
5. *Akaike H.* // Ann. Inst. of Stat. Math. 1974. V. 26. P. 363–387.
6. *Pratik Shrestha, Yurim Park, Hyunseok Kwon, Chun-Gon Kim* // Composite Structures. 2017. V. 180. P. 412. <https://doi.org/10.1016/j.compstruct.2017.07.094>
7. *Cairns D.S., Wood L.A.* // 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 1999. С. 27.
8. *Ефимов М.Е.* Автореф. дис. ... канд. техн. наук. 05.11.01. ИТМО, Санкт-Петербург, 2018. 140 с.
9. *Куликов А.В., Мешковский И.К., Ефимов М.Е.* Патент на изобретение RU 2624837 // Оpubл. 07.07.2017. Бюл. № 19.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЦЕЛЬНОВОЛОКОННОГО ДАТЧИКА ТЕМПЕРАТУРЫ, СОЗДАННОГО ПРИ ПОМОЩИ ЭФФЕКТА ПЛАВЛЕНИЯ<sup>1</sup>

© 2020 г. Ю. А. Конин<sup>a,\*</sup>, М. И. Булатов<sup>a,b</sup>, В. А. Щербакова<sup>c</sup>,  
А. И. Гаранин<sup>d</sup>, Я. Д. Токарева<sup>d</sup>, Е. В. Мошева<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Пермская научно-производственная приборостроительная компания (ПНППК)  
Россия, 614990, Пермь, ул. 25 Октября, 106

<sup>b</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

<sup>c</sup> Пермский государственный национальный исследовательский университет  
Россия, 614990, Пермь, ул. Букирева, 15

<sup>d</sup> Университет информационных технологий, механики и оптики  
Россия, 196135, Санкт-Петербург, Кронверкский просп., 49

\*e-mail: yuri-konin@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.

После доработки 09.03.2020 г.

Принята к публикации 10.03.2020 г.

Исследуется температурная чувствительность цельноволоконного датчика температуры, созданного при помощи эффекта плавления. С целью изучения зависимости был разработан и собран специальный макет для проверки чувствительности датчиков к изменению температуры. При проведении экспериментов получены температурные зависимости спектрального сдвига для датчика в диапазонах температур 30–90°C и 20–320°C. В ходе исследования был получен график зависимости спектра от температуры и построен калибровочный график. Таким образом, определена температурная чувствительность датчика, которая составила  $\approx 16$  млн<sup>-1</sup>/°C. Получены результаты прочности световода в акрилатном покрытии до и после испытаний с помощью метода осевого растяжения. Обнаружено, что предельная прочность световода ухудшается более чем в 2 раза при воздействии высокой температуры.

DOI: 10.31857/S003281622004028X

### ВВЕДЕНИЕ

Волоконно-оптические датчики благодаря своим положительным характеристикам находят широкое применение в различных областях производства, науки, медицины и т.д. Так как возрастает потребность в датчиках физических величин (давления, температуры, деформации, показателя преломления), возрастают и требования, которые предъявляются к измеряющему устройству. Датчики должны быть надежны, помехоустойчивы, долговечны, а также иметь простое управление. Исследования, проводимые в агрессивных средах, предъявляют особые требования к датчику, поскольку даже небольшие изменения состояния среды (давления и температуры) могут

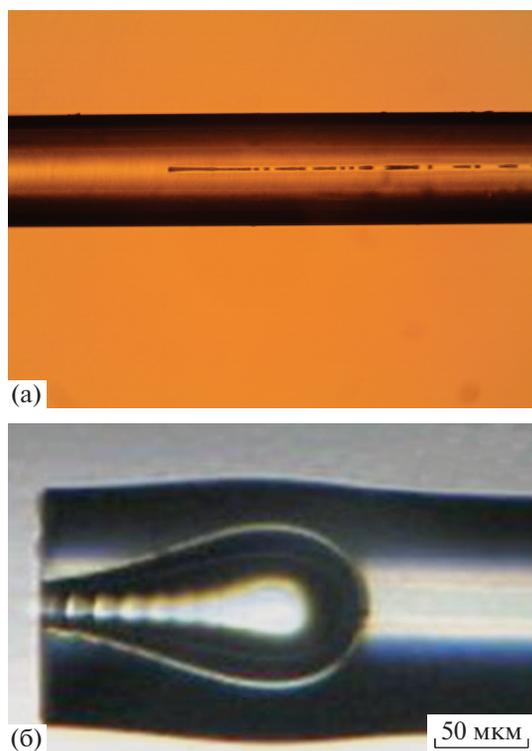
привести к существенным погрешностям или вывести сам датчик из строя.

Данная работа посвящена исследованию широкодиапазонного датчика температуры. Датчик сформирован в сердцевине оптического световода. Задачами исследования являются: измерение температурной чувствительности датчика и его прочностных свойств.

### ЭФФЕКТ ПЛАВЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Существует негативный эффект, который серьезно ограничивает работу световодов в линиях связи — это разрушение волоконных световодов под действием оптического излучения интенсивностью  $\geq 1$  МВт/см<sup>2</sup> (при условии дополнительного инициирования процесса) [1]. В зарубежной литературе оно обозначается как catastrophic

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020» (<http://or-2020.permsc.ru/>), 22–24 сентября, Россия, Пермь.



**Рис. 1.** Структура датчиков, созданных с помощью эффекта плавления: **а** – датчик температуры, созданный в рамках описанного эксперимента; **б** – датчик гидростатического давления, созданный коллективом из Авейрусского университета (Universidade de Aveiro, Portuguese Republic) [4].

damage (катастрофическое повреждение) или Fuse-effect (“эффект плавления”).

Внешне явление выглядит следующим образом: если в одномодовый световод вводится лазерное излучение порядка 1 Вт, то при определенных условиях (при иницировании) в области сердцевинки световода (масштаб  $\sim 1$  мкм) возникает область яркого белого или голубоватого свечения (искра), которая движется навстречу лазерному излучению по световоду со скоростью  $\sim 1$  м/с. В сердцевинке световода после “пробегания” искры в большинстве случаев образуются микрополости (или пузыри, или каверны) размерами несколько микрометров, причем полости иногда могут формировать периодическую структуру вдоль сердцевинки световода или сливаться в один длинный капилляр [2]. При этом волноводные свойства световода полностью разрушаются.

Процесс может быть инициирован разными способами, например загрязнением торца световода, контактом торца световода с металлической поверхностью [3], нагреванием участка световода в электрической дуге. В любом случае требуется нагрев участка волокна до температуры порядка 1000 К [4].

Одним из применений данного эффекта является создание различных оптических датчиков, которые могут работать в экстремальных средах. Известно, что волоконная брэгговская решетка разрушается при температуре  $\sim 550^\circ\text{C}$ , следовательно, для измерения высоких температур не подходят датчики на основе решеток. Существуют оптические датчики на основе интерферометра Фабри–Перо, которые получают методами механической или химической обработки и далее склеиванием чувствительного элемента и оптического волокна [5, 6]. Такие датчики не отвечают требованиям компактности и требуют дополнительной защиты от внешних воздействий. Для получения компактного датчика, который сможет работать при высоких температурах, но при этом иметь химическую стойкость и малые размеры, можно воспользоваться эффектом плавления волокна. Подробный способ создания датчиков в сердцевине волокна был рассмотрен авторами в предыдущих публикациях [7, 8]. Датчики, созданные с помощью этого эффекта, показаны на рис. 1.

Структура такого датчика представляет собой микропустоты, расположенные вдоль сердцевинки волокна. Эти микропустоты являются интерферометрами Фабри–Перо, и на их основе можно создавать датчики различной конфигурации [9]. Температурная чувствительность датчиков на основе микропустот составляет  $10 \text{ млн}^{-1}/^\circ\text{C}$  [10].

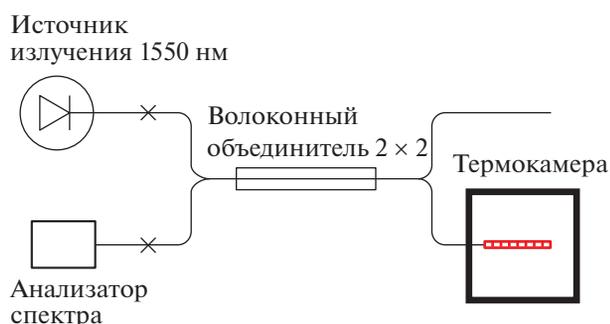
## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для измерения температурной чувствительности был собран экспериментальный стенд. Термочувствительная часть волоконного световода помещена в термокамеру ШС-80-01. Микрополость сформирована в одномодовом радиационно-стойком световоде и представляет собой термочувствительный интерферометр Фабри–Перо. Световод помещен на резиновую подложку и зафиксирован скотчем в свободной укладке, без натяжения.

Температура менялась от  $30$  до  $90^\circ\text{C}$  с шагом  $10^\circ\text{C}$  в первом эксперименте и от  $20$  до  $320^\circ\text{C}$  с шагом  $30^\circ\text{C}$  – во втором. Чтобы снять отраженный сигнал от термочувствительного датчика, была собрана схема лабораторного интеррогатора, которая состоит из волоконного объединителя  $2 \times 2$  с коэффициентом деления 80/20%, широкополосного источника излучения EXFO FLS-5800, спектроанализатора Yokogawa AQ6319. Схема экспериментального стенда для измерения термочувствительности датчика представлена на рис. 2.

В дальнейшем отраженный спектр анализируется в пакете Matlab, спектральный сдвиг определяется по минимумам.

Эксперимент проводился на волокне с акрилатным покрытием. Так как при температуре вы-



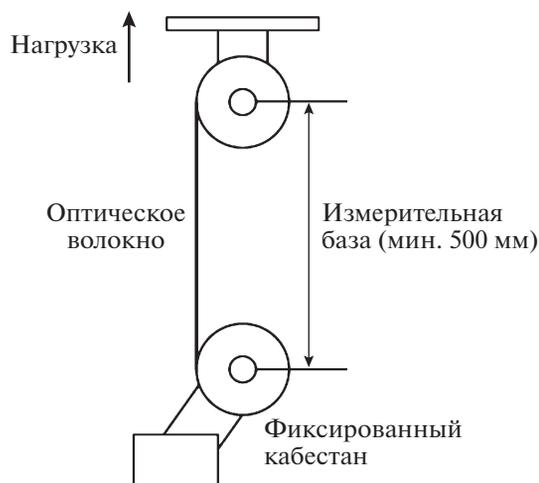
**Рис. 2.** Схема установки по измерению термочувствительности. Термокамера – ШС-80-01, волоконный объединитель  $2 \times 2$  – с коэффициентом деления 80/20%, источник излучения – EXFO FLS-5800, спектроанализатор – Yokogawa AQ6319.

ше  $90^\circ\text{C}$  происходит повреждение защитного покрытия, то необходима оценка его прочностных характеристик. Для проверки предельной прочности световода использовали разрывную машину Instron 5960, принцип работы которой объясняет рис. 3. Образец световода удерживался вертикально и наматывался на кабестаны с обоих концов, для уменьшения проскальзывания применялся широкий скотч. Расстояние между кабестанами составляло 500 мм, световод вытягивался вертикально с постоянной скоростью (100 мм/мин). Разрушающее напряжение регистрировалось во время разрыва световода. В работах [11, 12] приведены результаты зависимости предельной прочности световодов от влажности помещения, поэтому вся установка располагалась в контролируемой окружающей среде (относительная влажность  $50 \pm 5\%$ , температура  $23 \pm 2^\circ\text{C}$ ).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Большинство медицинских волоконных зондов для измерения температуры имеет диапазон измерения от  $20$  до  $90^\circ\text{C}$ , кроме того используемые в эксперименте волокна имели акрилатное покрытие, которое разрушается при температуре  $>90^\circ\text{C}$ . Поэтому в первом эксперименте было решено измерить поведение термочувствительного волокна в диапазоне  $30$ – $90^\circ\text{C}$  с шагом  $10^\circ\text{C}$ .

На рис. 4 продемонстрирован спектр отражения интерферометра Фабри–Перо, анализ смещения спектра будем проводить по минимумам спектра, которые выделены ромбовидным маркером. На рисунке исходный спектр отражения отмечен штриховой линией, после нагрева до  $40^\circ\text{C}$  спектр сместился на  $140$  пм, и он отмечен сплошной линией. Из этого можно сделать вывод, что с повышением температуры происходит смещение спектральной картины в инфракрасную область.

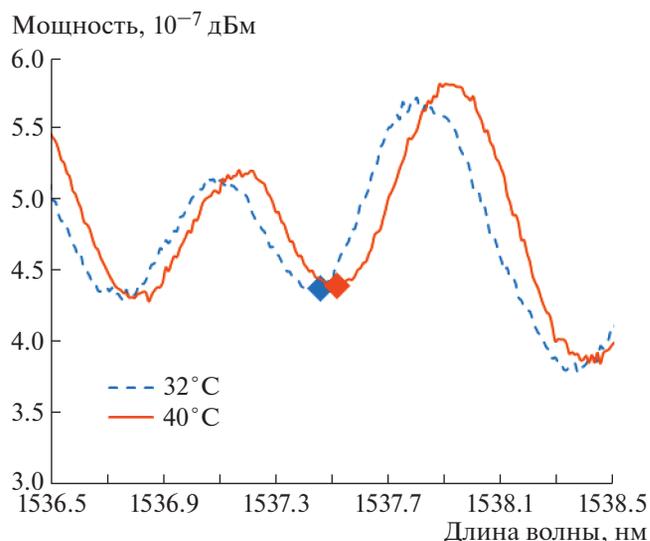


**Рис. 3.** Схематическое изображение осевого растяжения.

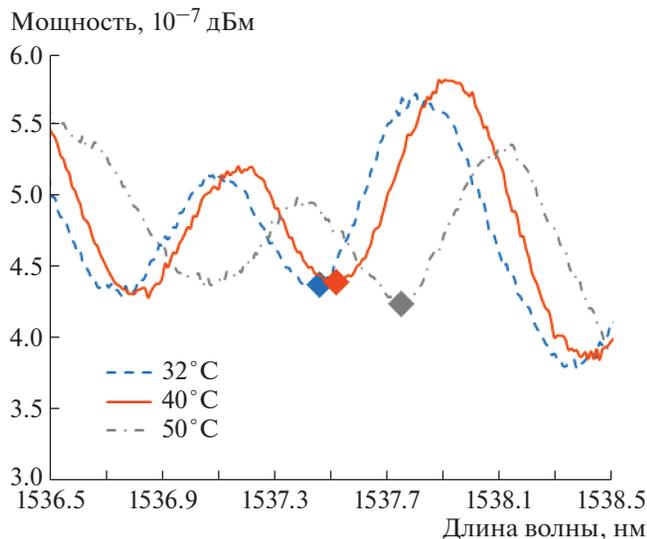
При нагреве еще на  $10^\circ\text{C}$  наблюдается дальнейшее смещение спектра в инфракрасную область. Как видно из рис. 5, весь спектр претерпевает смещение, кроме того наблюдаются небольшие колебания мощности сигнала, это может быть связано с тем, что спектр источника излучения имеет параболическую форму, и огибающая отраженного сигнала также представляет собой параболу.

При дальнейшем нагреве спектр сдвигается уже на период от первоначального, на рис. 6 отраженный спектр при  $60^\circ\text{C}$  обозначен графиком с пунктирной линией.

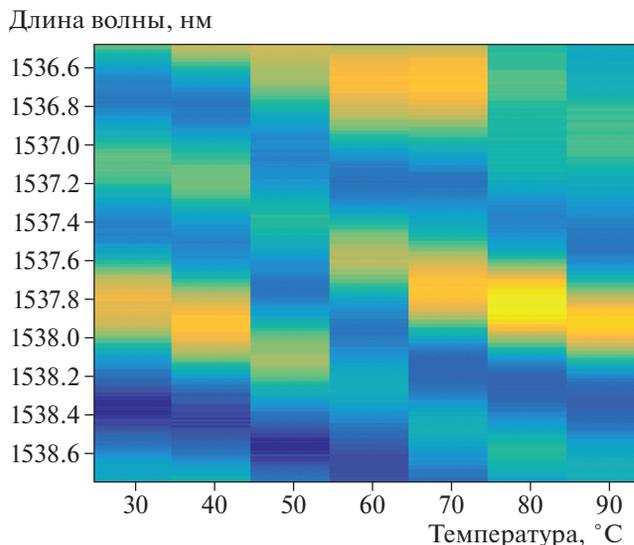
При дальнейшем увеличении количества графиков увеличивается сложность обработки ин-



**Рис. 4.** График отражения интерферометра Фабри–Перо при нагреве от  $32$  до  $40^\circ\text{C}$ . Маркером отмечен спектральный минимум.



**Рис. 5.** График отражения интерферометра Фабри-Перо при нагреве от 32 до 50°C. Маркером отмечен спектральный минимум.



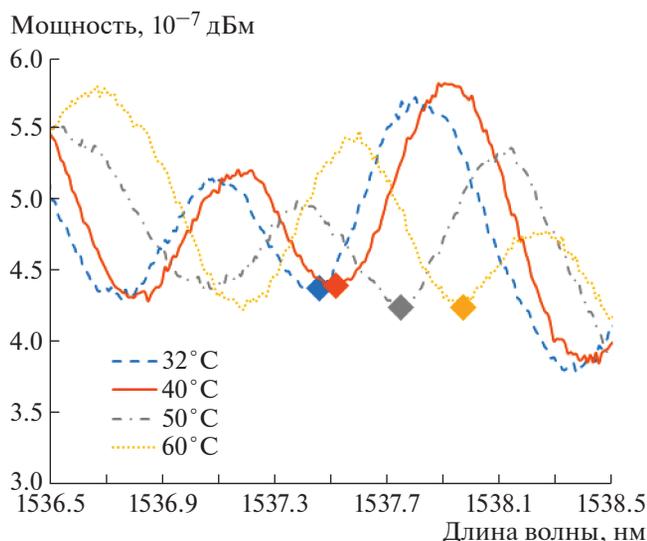
**Рис. 7.** Тепловая карта отраженного спектра интерферометра Фабри-Перо при нагреве от 30 до 90°C. Светлые области – значения минимумов, темные – максимумов.

формации из-за наложения большого количества графиков друг на друга, поэтому удобнее строить графики в виде тепловой карты, где по оси абсцисс отложены значения температур, а по оси ординат значения длины волны (рис. 7).

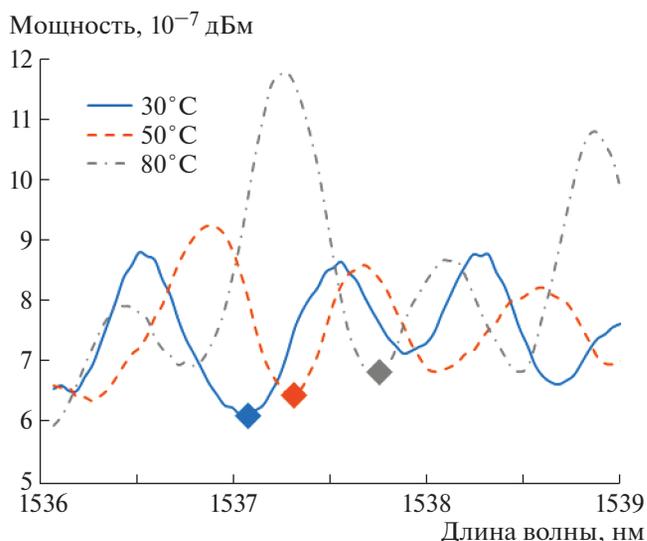
Сдвиг спектра микрополости определяется по минимуму в диапазоне длин волн 1537–1539 нм. Зависимость сдвига спектра носит характер, близкий к линейному. Расчетная чувствительность датчика в этом случае составила  $15.7 \pm 0.7$  млн<sup>-1</sup>/°C.

Далее была проверена возможность датчика температуры регистрировать изменения спектра в гораздо более широком диапазоне температур. График отражения излучения интерферометра Фабри-Перо при нагреве от 30 до 80°C представлен на рис. 8.

Сдвиг спектра микрополости определяется по минимуму в диапазоне длин волн 1537–1541 нм. Зависимость сдвига спектра носит характер, близкий к линейному [13, 14]. Чувствительность датчи-



**Рис. 6.** График отражения интерферометра Фабри-Перо при нагреве от 32 до 60°C. Маркером отмечен спектральный минимум.



**Рис. 8.** График отражения интерферометра Фабри-Перо при нагреве от 30 до 80°C. Маркером отмечен спектральный минимум.

ка в этом случае составила  $13.6 \pm 0.7$  млн<sup>-1</sup>/°С. В случае с большим шагом в измерениях при анализе отраженных спектров возникают сложности в определении максимумов и минимумов отраженного спектра, поэтому рекомендуется строить двумерные теплограммы, в которых визуальнее проще определять сдвиг спектра, или пользоваться фурье-преобразованиями при его анализе.

После выдержки световода при температуре 320°С его защитное покрытие изменило цвет и стало “черным”. Это связано с деструкцией акрилата, так как его рабочая температура находится в диапазоне от -40 до +85°С. Поэтому световоды для применения в экстремальных средах часто покрываются материалами, способными выдерживать высокие рабочие температуры. Одним из таких материалов является полиимид, его превосходные свойства термостойкости [15], высокой адгезии к кварцу и твердости позволяют использовать световоды при температуре 300–350°С.

До испытаний световод имел предельную прочность ~5.84 ГПа, а после ~270 ГПа. Предельная прочность до испытаний отлично коррелирует с литературными данными ~5.40 ГПа [16] и ~5.10 ГПа [17]. Таким образом, акрилатное покрытие не подходит под такие задачи, целесообразно акцентировать внимание между полиимидным и металлическим защитно-упрочняющим покрытиями.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе исследования создан макет для проверки чувствительности датчиков к изменению температуры. При проведении экспериментов были получены температурные зависимости спектрального сдвига для датчика в диапазонах температур 30–90°С и 20–320°С.

В результате исследования характеристик одномодового радиационно-стойкого рассеивателя получены калибровочные графики зависимости спектра от температуры и определена температурная чувствительность, которая составила  $15.7 \pm 0.7$  млн<sup>-1</sup>/°С в сравнении с решетками Брэгга, имеющими чувствительность ~12 млн<sup>-1</sup>/°С.

Предельная прочность световода в акрилатном покрытии после испытаний уменьшилась, поэтому для долговечности датчика необходимо использовать в качестве покрытия полиимид или металлы.

В дальнейшем планируется изучить датчик на основе волокна, покрытого полиимидным и металлическим покрытием.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буфетов И.А., Дуанов Е.М. // УФН. 2005. Т. 175. С. 100. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0175.200501g.0100>
2. Kashyap R. // Proc. Xth Inter. Conf. on Lasers. 7–11 Dec. 1987. Lake Tahoe, Nevada, USA. 1987. P. 859.
3. Kashyap R., Blow K.J. // Electronics Lett. 1988. V. 24 (1). P. 47.
4. Дуанов Е.М. // УФН. 2004. Т. 174. С. 1139. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0174.200410m.1139>
5. Hand D.P., Russell P.S.J. // Opt. Lett. 1988. V. 13 (9). P. 767.
6. Pinet É. // J. Sensors. 2009. Article ID 720980. <https://doi.org/10.1155/2009/720980>
7. Domingues M.F., Paixão T.B., Mesquita E.F.T., Alberto N., Frias A.R., Ferreira R.A.S., Varum H., Antunes P.F.C. // IEEE Sensors J. 2015. V 15. P. 5654. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2015.2446534>
8. Domingues M.F., Paixão T., Mesquita E., Alberto N., Antunes P., Varum H., André P.S. // Proc. of SPIE. 2015. V. 9634. P. 96345M. <https://doi.org/10.1117/12.2195066>
9. Liao C.R., Hu T.Y., Wang D.N. // Opt. Express. 2012. V. 20. Issue 20. P. 22813. <https://doi.org/10.1364/OE.20.022813>
10. De-Wen Duan, Yun-jiang Rao, Yu-Song Hou, Tao Zhu // Appl. Optics. 2012. V. 51(8). P. 1033. <https://doi.org/10.1364/AO.51.001033>
11. Mrotek J.L., Matthewson M.J., Kurkjian C.R. // J. Lightwave Technology. 2001. V. 19. № 7. P. 988.
12. Semjonov S.L., Glaesemann G. S., Clark D.A., Bubnov M.M. // Proc. SPIE. 2004. V. 5465. P. 61.
13. Shcherbakova V.A., Starikov S.S., Konin Y.A., Garanin A.I., Nurmuhametov D.I. // Proceedings of the 2019 – IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus). 2019. P. 914. <https://doi.org/10.1109/EIConRus.2019.8657220>
14. Konin Y.A., Garanin A.I., Nurmuhametov D.I., Turin S.F., Shcherbakova V.A. // Proceedings of the 2019 – IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus). 2019. P. 897. <https://doi.org/10.1109/EIConRus.2019.8656714>
15. Biswas D.R. // Opt. Engineering. 1992. V. 31. № 7. P. 1400. <https://doi.org/10.1117/12.60246>
16. Stolov A.A., Simoff D.A., Jie Li // J. Lightwave Technology. 2008. V. 26. № 20. P. 3443.
17. Delobelle B., Placet V., Chapelle D., Thiebaud F., Perreux D., Ferriere R. // J. Lightwave Technology. 1989. P. 1360.

## ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛОКОННЫХ ТЕЙПЕРОВ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ВОЛОКОННЫХ ДАТЧИКАХ И ЛАЗЕРАХ<sup>1</sup>

© 2020 г. П. И. Кузнецов<sup>a</sup>, Д. П. Судас<sup>a,b,\*</sup>, Е. А. Савельев<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

<sup>b</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
Россия, 195251, С.-Петербург, ул. Политехническая, 29

\*e-mail: dmitriisudas@mail.ru

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 13.03.2020 г.

Принята к публикации 14.03.2020 г.

Разработан метод безопасного химического травления волоконных световодов для последующего применения их в сенсорике и лазерной технике. Подготовлена серия утоненных волокон (тейперов) с диаметрами тонкой части от 5.7 до 24.1 мкм и длиной от 2.3 до 11.1 мм. При помощи частотного рефлектометра показано местоположение возникающих потерь в тейперах малого диаметра. Наблюдается сильная зависимость возникающих потерь от дефектов на поверхности конусов и цилиндрической части тейпера. В спектрах пропускания тейперов большого диаметра при осаждении на них тонких ZnTe-пленок наблюдались LMR-резонансы. Их чувствительность к изменению показателя преломления водных растворов составила 5230 нм/RIU (Refractive Index Unit). На тейперы с диаметрами <10 мкм наносили полимерный композит с нанопорошками Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, MoSe<sub>2</sub>, NiO. В таком виде они использовались в качестве пассивных модуляторов добротности в кольцевом волоконном эрбиевом лазере.

DOI: 10.31857/S0032816220040308

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время приборы, построенные на основе волоконных световодов, нашли применения во многих сферах, таких как средства передачи информации [1], сенсорика [2], медицина [3], тяжелая промышленность [4] и другие цели [5]. Небольшие размер и масса, простота и долговечность в использовании, а также относительно невысокая цена послужили широкой распространенности оптоволоконных устройств. В частности, волоконные лазеры [6] позволяют достигать мощностных характеристик излучения, ничем не уступающих аналогам с объемным резонатором, при более низкой стоимости.

Широко распространены волоконные сенсоры, использующие эффекты поверхностного плазмонного резонанса (SPR) [7, 8] или резонанса затухающей моды (LMR – lossy mode resonance) [2, 9, 10] для исследования характеристик и свойств различных сред: влажности [11], показателя прелом-

ления [2, 7] и т.д. Для исследования конкретной среды или объекта волоконные сенсорные системы используют фактор влияния параметров внешней среды на электромагнитное излучение, распространяющееся по сердцевине волокна, изменение характеристик которого дает представление об исследуемом объекте или среде.

Далее рассматриваются только полностью волоконные системы, исключаящие прямолинейное распространение света по воздуху или любой другой среде и предполагающие его распространение только по оптическому волокну. Взаимодействие среды с излучением может осуществляться двумя способами. Первый – взаимодействие с основной частью энергии фундаментальной моды, когда частично вскрывается волноведущая сердцевина волокна и возникают потери за счет высвечивания во внешнюю среду [12]. Вторым способом – через эванесцентное поле моды, распространяющейся по сердцевине волокна [13].

Затухание интенсивности фундаментальной моды вдоль диаметра волокна происходит таким образом, что часть энергии распространяется по оболочке, при этом распределение поля сильно

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permisc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

зависит от параметров внешней среды. Например, при нанесении тонких пленок халькогенидов цинка (ZnO [8, 14], ZnS, ZnTe [15], ZnSe), обладающих большим показателем преломления в спектральном диапазоне 1–2 мкм [16], проявляется явление резонанса моды утечки.

Оно возникает, когда выполняется фазовая синхронизация между модами, распространяющимися в сердцевине волокна и в тонком слое покровного материала. Спектральное положение резонанса определяется толщиной покрытия и его действительной частью показателя преломления и сильно зависит от характеристик внешней среды, в которой находится такой сенсор, например, при изменении ее показателя преломления. На этом основано их использование в качестве сенсоров.

Реализация пассивных модуляторов добротности волоконных лазеров также основана на принципе взаимодействия насыщающихся поглотителей (SA – saturable absorber) с исчезающим полем моды. Нанесение на поверхность волоконных тейперов наноразмерных материалов, обладающих свойством насыщения поглощения, позволяет перевести непрерывный режим генерации лазера в импульсный (Q-switch). К таким материалам относятся  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [17],  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [18],  $\text{MoSe}_2$  [19],  $\text{WS}_2$  [20] и многие другие.

Для увеличения взаимодействия эванесцентного поля с внешней средой необходимо уменьшение внешнего диаметра волокна. Это может быть сделано методами боковой полировки [17], термической перетяжки волокна [18] и методом прецизионного химического травления оболочки волокна [21, 22]. Полировку волокна применяют главным образом в случае использования света с постоянной поляризацией. Основным ее недостатком является маленькая площадь взаимодействия пленки с исчезающим полем моды.

В случае использования метода термической перетяжки сохраняются пропорции волокна, однако нарушается геометрия световедущей сердцевины. Кроме того, для воспроизводимого изготовления тейперов (утоненных секций волокна) с низкими потерями таким методом требуется дорогостоящее оборудование. Применение химического травления позволяет сохранить диаметр сердцевины, проще в реализации и не требует специальных дорогостоящих установок. Главный его недостаток заключается в использовании фтороводородной кислоты, пары которой представляют серьезную опасность для здоровья человека.

В данной работе демонстрируется способ приготовления цилиндрических тейперов методом безопасного химического травления оптического волокна SMF28 с целью последующего их использования для реализации как сенсоров, так и импульсных волоконных лазеров. Изучена зави-

симость “серых” потерь от диаметра цилиндрической области тейпера. Использование частотного рефлектометра [23] позволило определить величину и положение потерь в тейпированных волокнах в процессе их поэтапного химического травления с понижением диаметра оболочки, вплоть до сердцевины.

Демонстрируется возможность использования тейперов относительно большого диаметра (16–30 мкм), после их покрытия халькогенидами цинка, в качестве LMR-сенсоров и тейперов с диаметром (6–10 мкм), после их покрытия тонкими слоями халькогенидов висмута – в качестве модуляторов добротности в схеме волоконного эрбиевого лазера.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

### 2.1. Изготовление тейперов методом химического травления

Нам известны два подхода к изготовлению тейперов методом химического травления. В первом подходе используется раствор плавиковой кислоты. Авторы работы [21] используют методику движения микрокапелек HF от основного объема травителя под воздействием сил поверхностного натяжения, что приводит к формированию плавных конусов и, как следствие, низким потерям в тейперах малого диаметра, вплоть до 1 мкм. Серьезное ограничение в использовании данного метода мы видим в высокой токсичности плавиковой кислоты. Опасные уровни ее концентрации не имеют заметного запаха. Кроме того, в данном подходе трудно решить задачу малой длины протравленного волокна.

Второй подход связан с использованием малотоксичного раствора  $\text{NH}_4\text{F}-(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4-\text{H}_2\text{O}$ , предложенного в работе [22]. Длину протравленного участка ограничивает небольшая ванна из фторопласта. На наш взгляд, отсутствие движения раствора вдоль оси волокна должно привести к резким конусам и, как следствие, к высоким потерям в тейперах малого диаметра, в первую очередь необходимых для изготовления пассивных модуляторов добротности импульсных волоконных лазеров.

В настоящем исследовании для изготовления тейперов также используется малотоксичный раствор  $\text{NH}_4\text{F}-(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4-\text{H}_2\text{O}$ . Длина тейперов регулируется размером удаленного участка защитного полимера волокна. На первом этапе травления одновременно до 10 волокон закрепляются на планке с фторопластовой лентой и заливаются таким объемом раствора, чтобы он перекрыл оголенные участки с большим запасом.

После утонения волокон до диаметра около 50 мкм заканчивается первый этап травления. Далее снимается полимерная оболочка на длине 7 см по обе стороны от тейпера и каждое волокно

по одному снова закрепляется на гидрофобной планке. Тейпер заливается лужицей раствора диаметром около 20 мм и за счет изменения знака наклона планки эксцентриком, закрепленным на оси мотора, происходит движение лужицы раствора на расстояние ±2 см от центра тейпера (рис. 1).

За счет перемещения раствора осуществляется плавный переход от цилиндрической части тейпера к основному диаметру волокна. На заключительном этапе формирования тейпера его диаметр неоднократно измеряется на оптическом микроскопе, для чего волокно освобождается от раствора и тщательно промывается бидистиллированной водой.

2.2. Характеризация изготовленных тейперов

По завершении процесса травления производился замер окончательного диаметра тейпера на микроскопе, при этом также оценивалось оптическое качество цилиндрической поверхности и “серые” потери тейпированного волокна. Пропускание тейпированного волокна в диапазоне длин волн 1150–1650 нм определялось с помощью волоконного спектрометра NIRQuest-512 фирмы OceanOptics. Источником излучения служила галогенная лампа накаливания с волоконным выходом LS-1 (OceanOptics).

После фиксирования уровня потерь в интересующем нас спектральном диапазоне, один конец волокна приваривался к волоконному выходу частотного рефлектометра OBR Model 4400 от LUNA Tes., работающего в диапазоне длин волн 1530–1570 нм, а второй конец помещался в иммерсионную жидкость с показателем преломления, близким к кварцу (~1.46). Измерения на рефлектометре позволяли нам определять с точностью порядка 10 мкм положение, а также величину потерь в тейпированном волокне.

Далее тейпированные волокна с большим диаметром использовались для создания LMR-сенсоров. После отбраковки образцов с большими “серыми” потерями на длине волны 1.56 мкм тейперы малого диаметра применялись в качестве основы для формирования пассивных модуляторов добротности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Оптические потери в тейперах

В таблице 1 приведены результаты определения оптических потерь на длине волны 1.56 мкм в серии тейперов различной длины и диаметром от 5.7 до 24.1 мкм. В тейперах диаметром >11 мкм потери оказались ниже порога их обнаружения, равного 0.1 дБ. В конусах меньшего диаметра потери существенны, в тейпере № 18 Ø5.7 мкм они составляют 1.9 дБ.

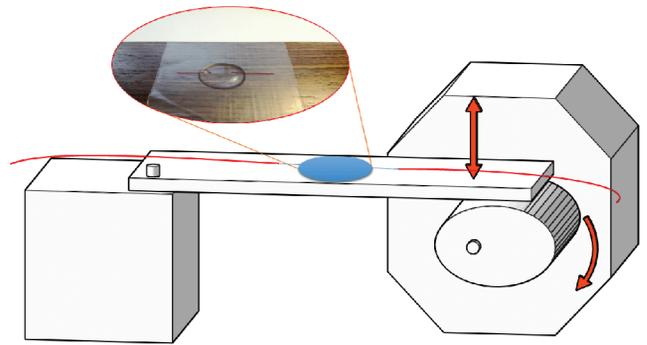


Рис. 1. Схема установки для травления волокон. На вставке сверху приведен снимок участка планки с лужицей раствора при травлении одиночного волокна на первом этапе.

Рассмотрим причины возникновения оптических потерь в тейперах диаметром <10 мкм. Изготовленный тейпер схематично можно разбить на несколько частей (рис. 2). Из-за процедурной специфики многоэтапного процесса травления с каждой стороны от цилиндрической области тейпера есть две области плавного уменьшения диаметра: переходная область с 125 до ~50 мкм и далее конус до цилиндрической части. В работах [24, 25] отмечается, что неоднородности на поверхности конической части являются одной из главных причин потерь, поскольку именно здесь расположена граница, за которой крылья исчеза-

Таблица 1. “Серые” потери изготовленных тейперов на длине волны 1.56 мкм

№ тейпера	Длина, мм	Диаметр, мкм	Потери, дБ
1	4.1	24.1	<0.1
2	12	20.4	<0.1
3	5.0	15.5	<0.1
4	8.2	12.7	<0.1
5	5.4	11.2	<0.1
6	4.5	10.9	0.15
7	6.1	10.4	<0.1
8	8.1	10.0	0.35
9	~3.0	9.7	0.4
10	9.1	9.5	0.55
11	9.0	9.5	0.7
12	2.6	9.1	0.4
13	2.4	8.4	0.85
14	9.5	7.3	1.5
15	2.3	7.3	0.5
16	3.0	6.8	1.3
17	2.0	6.4	0.7
18	8.7	5.7	1.9

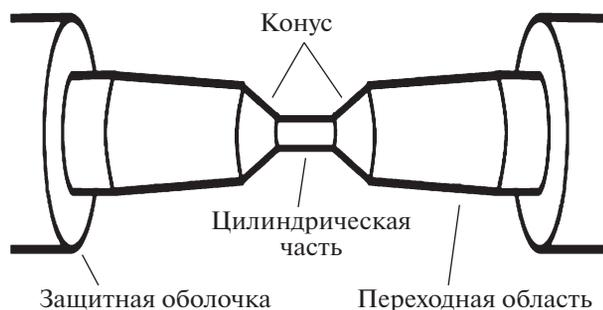


Рис. 2. Схематическое изображение тейпированного сектора волоконного световода.

ющего поля моды начинают высвечиваться в окружающую среду.

Очевидно, что на вывод излучения оказывают влияние гофрированная поверхность, неоднородность диаметра цилиндрической части, отсутствие плавности и симметрии в конусной части. Перед закреплением волокно опускалось на 20 с в ацетон для удаления остатков полимерной оболочки на оголенном участке. При этом успевал раствориться мягкий внутренний полимер на длине 100–150 мкм. На этом участке образуется часть конуса с неоднородной поверхностью (см. вставку на рис. 3).

Следует отметить, что поверхность заметно сглаживается на втором этапе травления после удаления полимерной оболочки, поэтому первый этап травления заканчивали при относительно больших диаметрах тейперов 50–60 мкм, когда уже определена их конечная длина. С другой стороны, на втором этапе травления за конусами в местах смещения лужицы раствора на волокне образуются панцирные участки (типа апельсиновой корки) протяженностью около 0.2 см. Рефлектометрическим методом установлено, что эти дефекты при малом диаметре тейпера также участвуют в рассеивании света.

Для определения порога и пространственного положения источников потерь на частотном рефлектометре проведено сканирование тейпера длиной 4.1 мм при последовательном уменьшении его диаметра. Пороговый диаметр, после которого следует резкое увеличение потерь, составил около 8.5 мкм (рис. 3).

На вставке рис. 3 представлено электронное изображение конуса, на котором хорошо видны выступы и канавки, образовавшиеся на его поверхности вследствие неоднородной скорости травления в пространстве под защитной оболочкой. На рефлектометрической кривой для тейпера  $\varnothing 8.2$  мкм стрелкой обозначен всплеск потерь на конусе – пик 2. Пик 1 соответствует положению панцирной поверхности, образовавшейся на границе раствор–воздух, пик 3 находится в месте

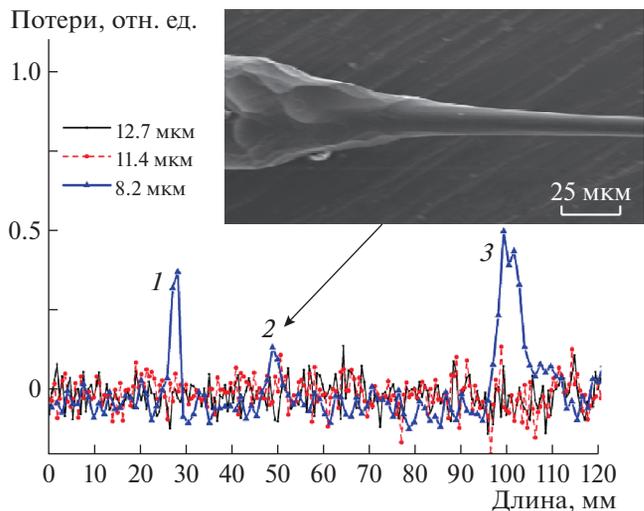


Рис. 3. Зависимость величины потерь в волокне от места на тейпере.

окончания оголенной части волокна, а его высокая интенсивность свидетельствует о том, что здесь существенная часть излучения, распространяющегося в оболочке, выводится в окружающую среду.

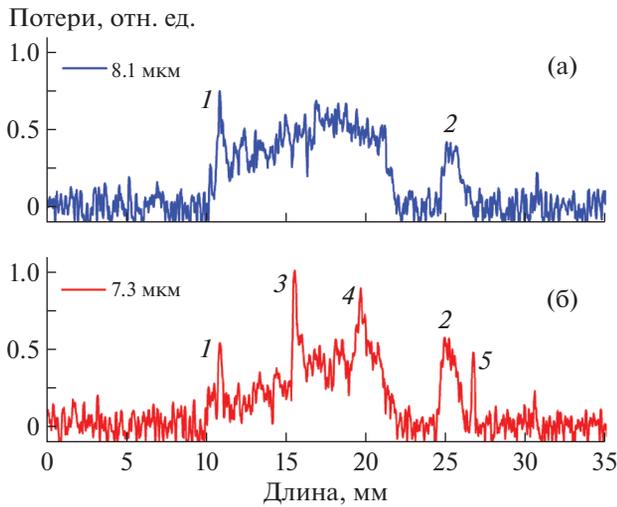
На цилиндрической части тейпера  $\varnothing 8.2$  мкм потерь нет, что свидетельствует о высоком оптическом качестве поверхности перетяжки тейпера. Замеры диаметра цилиндрической части этого тейпера показали, что разброс значений (0.1 мкм) не превышает точности его измерения на оптическом микроскопе.

Нами специально был подготовлен тейпер № 19 длиной 11.1 мм с двухмикронной неоднородностью диаметра цилиндрической части при среднем его значении 8.1 мкм. Он не представлен в табл. 1, а результаты его исследования на рефлектометре приведены на рис. 4.

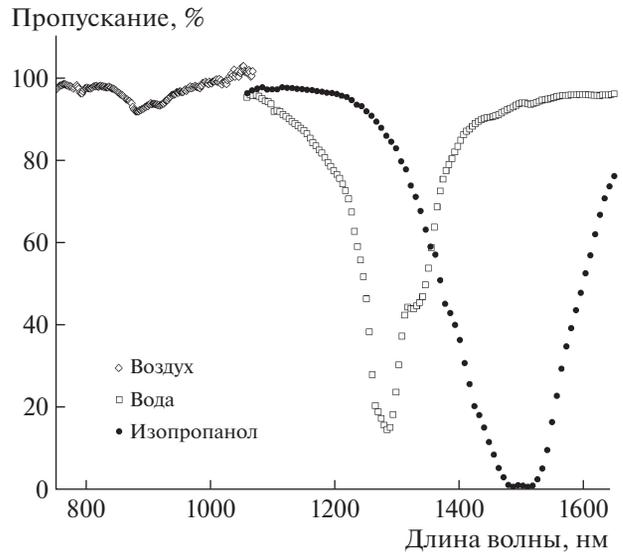
Пик 1 на обоих графиках, как и в прошлом случае, – следствие высвечивания на конусе, а пик 2 соответствует дефектам поверхности, образовавшимся на границе лужицы травителя. При дальнейшем уменьшении диаметра перетяжки вследствие увеличения размера этого дефекта возник пик 5 (рис. 4б). В данном случае по всей длине тейпера (11.1 мм) наблюдается высокий уровень высвечивания, особенно после достижения сердцевины. Пики 3 и 4 вызваны неоднородностями на конусах тейпера.

### 3.2. Практическое применение тейперов в сенсорике и лазерной технике

Тейперы с диаметрами перетяжки от 16 до 30 мкм не имели потерь в спектральном диапазоне 1150–1650 нм и использовались нами в качестве основы



**Рис. 4.** Зависимость величины и положения потерь в неоднородном тейпере № 19 при среднем диаметре 8.1 мкм (а) и 7.3 мкм (б).



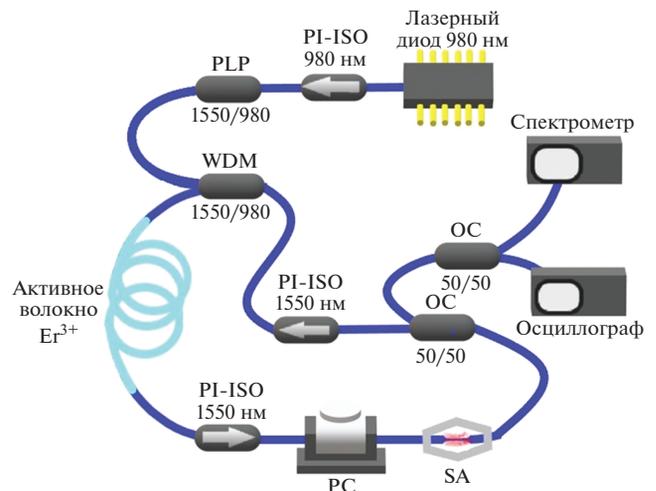
**Рис. 5.** Демонстрация эффекта LMR на полученном сенсоре в различных средах.

для изготовления LMR-сенсоров. Для этого на утоненную поверхность волокна методом MOCVD (metalorganic chemical vapor deposition) наносилась пленка теллурида или селенида цинка. Подробно процесс их осаждения описан в работе [26]. В процессе формирования покрытия проводился in-situ контроль пропускания тейпера.

На рис. 5 представлены 1-е LMR-резонансы на тейпере длиной 4.2 мм и диаметром 19.1 мкм с тонким ZnTe-покрытием (~16 нм). После осаждения на воздухе резонанс был неглубоким (пропускание 91.7%) на длине волны 880 нм. После заливки сенсора водой и изопропиловым спиртом положение резонанса сместилось значительно в длинноволновую область, а его глубина резко увеличилась. Чувствительность полученного сенсора составила 5230 нм/RIU (Refractive Index Unit). Столь высокая чувствительность сопоставима с рекордными результатами на LMR-сенсорах [2, 10].

Тейперы с диаметром < 10 мкм использованы нами для изготовления модуляторов добротности волоконных эрбиевых лазеров. Для этого образцы заливались смесью силикона (полидиметилсилоксановый эластомер “СИЭЛ”) и нанопорошка насыщающегося поглотителя. Толстые пленки MoSe<sub>2</sub>, NiO и Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, синтезированные методом MOCVD, использованы в качестве исходного материала для приготовления соответствующих нанопорошков. Удаленные механически с подложки наночешуйки дополнительно растирали в ступке и смешивали с силиконом в пропорциях, обеспечивающих после нанесения на тейпер значение коэффициента пропускания 10–60% на длине волны 1560 нм. Затем тейперы встраивались в схему кольцевого волоконного лазера, схема которого изображена на рис. 6.

Все волоконные компоненты и соединители выполнены на основе одномодового волокна SMF28. В качестве накачки использовали лазерный диод с длиной волны генерации 980 нм и выходной мощностью до 300 мВт. В качестве активной среды в данной схеме использовалось оптическое волокно собственного производства на основе кварцевого стекла, с активированной ионами эрбия Er<sup>3+</sup> сердцевиной и поглощением около 10 дБ/м на длине волны 980 нм. Длина помещенного в резонатор отрезка этого волокна составляла 2.4 м. Полная длина резонатора 16.4 м. На всех трех материалах, апробированных нами в качестве SA, получена генерация микросекундных импульсов.



**Рис. 6.** Схема импульсного кольцевого эрбиевого лазера, используемого в наших экспериментах.

**Таблица 2.** Характеристики выходного импульсного излучения полученных лазеров

Материал	Длительность импульса, мкс	Длина тейпера, мм	Диаметр тейпера, мкм	Частота следования, кГц
Bi <sub>2</sub> Se <sub>3</sub>	4	5.1	9.5	21.39
MoSe <sub>2</sub>	8.06	9	9.5	20.2
NiO	9.47	9	8.6	21.74

Геометрические параметры тейперов, использованных для изготовления модуляторов добротности, а также характеристики выходного импульсного лазерного излучения представлены в табл. 2.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Демонстрируется способ формирования цилиндрических перетяжек (тейперов) методом безопасного химического травления волоконных световодов для применений в сенсорике и лазерной технике. Разработанная методика обладает очевидной простотой реализации, по сравнению с аналогами и низкой токсичностью применяемых реагентов. Измерения показали, что в тейперах с диаметром цилиндрической области более 11 мкм потери не превосходят 0.1 дБ. Увеличение потерь в волоконных тейперах происходит при уменьшении их диаметра и достигают 2 дБ при его значении 5.7 мкм. На частотном рефлектометре определено пространственное положение источников потерь, которые возникают, главным образом, на конусах тейпера.

LMR-резонансы появляются в спектре пропускания тейперов диаметром 16–30 мкм после их покрытия тонкими слоями ZnSe или ZnTe. Показана перспектива таких LMR-сенсоров, поскольку положение резонансов резко зависит от показателя преломления окружающей среды. Тейперы диаметром <11 мкм успешно использованы нами в качестве основы при изготовлении модуляторов добротности для кольцевого импульсного волоконного эрбиевого лазера.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность С.М. Попову за помощь в проведении работ на частотном рефлектометре.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена по госзаданию Института радиотехники и электроники РАН и при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-07-00326).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Idachaba. F., Ike D.U., Hope O.* // Proceedings of the World Congress on Engineering. 2014. V. 1. P. 438.
2. *Arregui F.J., Villar I.D., Corres J.M., Goicoechea J., Zamarreño C.R., Elosua C., Hernaez M., Rivero P.J., Socorro A.B., Urrutia A., Sanchez P., Zubiate P., Lopez D., De Acha N., Matias I.R.* // Procedia Engineering. 2014. V. 87. P. 3.  
<https://doi.org/10.1016/j.proeng.2014.11.253>
3. *Kalokasidis K., Onder M., Trakatelli M.G., Richert B., Fritz K.* // Dermatology Research and Practice. 2013. V. 2013. Article ID 379725.  
<https://doi.org/10.1155/2013/379725>
4. *Gräf S., Staupendahl G., Krämer A., Müller F.A.* // Optics and Lasers in Engineering. 2015. V. 66. P. 152.  
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2014.09.007>
5. *Vallet M., Barreaux J., Romanelli M., Pillet G., Thévenin J., Wang L., Brunel M.* // Appl. Optics. 2013. V. 52. Issue 22. P. 5402.  
<https://doi.org/10.1364/AO.52.005402>
6. *Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A.* // Nature Photonics. 2013. V. 7. № 11. P. 861.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.273>
7. *Rodríguez-Schwendtner E., González-Cano A., Díaz-Herrera N., Navarretec M.C., Esteban Ó.* // Sensors and Actuators B: Chemical. 2018. V. 268. P. 150.  
<https://doi.org/10.1016/j.snb.2018.04.083>
8. *Wang Q., Zhao W.-M.* // Optics and Lasers in Engineering, 2018. V. 100. P. 47.  
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2017.07.009>
9. *Villar I.D., Arregui F.J., Zamarreño C.R., Corres J., Barriain C., Goicoechea J., Cesar E., Hernaez M., Rivero P.J., Lerános A.B.S., Urrutia A., Sanchez P., Zubiate P., Lopez-Torres D., De Acha N., Ascorbe J., Matias I.* // Sensors and Actuators B. 2017. V. 240. P. 174.  
<https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.08.126>
10. *Paliwal N., John J.* // IEEE Sens. J. 2015. V. 15. № 10. P. 5361.  
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2015.2448123>
11. *Rivero P.J., Urrutia A., Goicoechea J., Arregui F.J.* // Sensors and Actuators B: Chemical. 2012. V. 173. P. 244.  
<https://doi.org/10.1016/j.snb.2012.07.010>
12. *Bilro L., Alberto N.J., Sá L.M., Pinto J. de L., Nogueira R.* // J. Lightwave Technology. 2011. V. 29. № 6. P. 864.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2011.2105462>
13. *Tabib-Azar M., Sutapun B., Srihirin T., Lando J., Adamovsky G.* // Sensors and Actuators B. 2000. V. 84. P. 134.  
[https://doi.org/10.1016/S0924-4247\(99\)00352-0](https://doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00352-0)
14. *Usha S.P., Gupta B.D.* // Appl Optics. 2017. V. 56. № 20. P. 5716.  
<https://doi.org/10.1364/AO.56.005716>
15. *Kuznetsov P., Yakushcheva G., Savelyev E., Yapaskurt V., Shcherbakov V., Temiryasev A., Zakharov L., Jitov V., Sudas D.* // Lithuanian J. Physics. 2019. V. 59. № 4.

- P. 201.  
<https://doi.org/10.3952/physics.v59i4.4136>
16. *Li H.H.* // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1984. V. 13. № 1. P. 103.  
<https://doi.org/10.1063/1.555705>
17. *Koo J., Lee J., Chi C., Lee J.H.* // *J. Optical Society of America B.* 2014. V. 31. № 9. P. 2157.  
<https://doi.org/10.1364/JOSAB.31.002157>
18. *Gao L., Huang W., Zhang J.D., Zhu T., Zhang H., Zhao C.J., Zhang W., Zhang H.* // *Appl. Optics.* 2014. V. 53. № 23. P. 5117.  
<https://doi.org/10.1364/AO.53.005117>
19. *Zhang X., Yao Y., Wang S., Ma G., Lei M., Liu W.* // *J. Nonlinear Optical Physics & Materials.* 2019. V. 28. № 2. P. 1950019.  
<https://doi.org/10.1142/S021886351950019X>
20. *Kassani S.H., Khazaeizhad R., Jeong H., Nazari T., Yeom D., Oh K.* // *Optical Materials Express.* 2015. V. 5(2).  
<https://doi.org/10.1364/OME.5.000373>
21. *Lee H., Kwon W.S., Kim J.H., Kang D., Kim S.*, // *Opt. Express.*, 2015. V. 23. № 17. P. 22116.  
<https://doi.org/10.1364/OE.23.022116>
22. *Ko S., Lee J., Koo J., Joo B.S., Gu M., Lee J.H.* // *J. Lightwave Technology.* 2016. V. 34. № 16. P. 3776.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2016.2583061>
23. *Soller B.J., Gifford D.K., Wolfe M.S., Froggatt M.E.* // *Opt. Express.* 2005. V. 13. P. 666.  
<https://doi.org/10.1364/OPEX.13.000666>
24. *Brambilla G., Finazzi V., Richardson D.J.* // *Opt. Express.* 2004. V. 12. № 10. P. 2258. // <https://doi.org/10.1364/OPEX.12.002258>
25. *Brambilla G.* // *J. Optics.* 2010. V. 12. Article ID 043001. P. 19.  
<https://doi.org/10.1088/2040-8978/12/4/043001>
26. *Kuznetsov P.I., Jitov V.A., Golant E.I., Savelyev E.A., Sudas D.P., Yakushcheva G.G., Golant K.M.* // *Physica Scripta.* 2019. V. 94. № 2. Article ID 025802.  
<https://doi.org/10.1088/1402-4896/aaf550>

**О МИНИМАЛЬНОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ  
КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ В ОДНОМОДОВОМ ОПТИЧЕСКОМ  
ВОЛОКНЕ, ДОСТИЖИМОЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
РЭЛЕЕВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ<sup>1</sup>**

© 2020 г. М. А. Таранов<sup>a,b,\*</sup>, Б. Г. Горшков<sup>c</sup>, К. М. Жуков<sup>d</sup>, М. Л. Гринштейн<sup>e</sup>

<sup>a</sup> *Общество с ограниченной ответственностью “ПетроФайбер”  
Россия, 301664, Новомосковск Тульской обл., Клинский проезд, 7*

<sup>b</sup> *Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1*

<sup>c</sup> *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38*

<sup>d</sup> *Общество с ограниченной ответственностью “Лаборатория электронных и оптических систем”  
Россия, 105082, Москва, Спартаковская пл., 14, стр. 4*

<sup>e</sup> *Закрытое акционерное общество “Институт информационных технологий”  
Беларусь, 220030, Минск, ул. Октябрьская, 19/5*

\*e-mail: [tarma@petrofibre.ru](mailto:tarma@petrofibre.ru)

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.

После доработки 25.02.2020 г.

Принята к публикации 26.02.2020 г.

Проведено исследование точности измерения коэффициента затухания в одномодовом оптическом волокне при помощи рэлеевской рефлектометрии. Теоретически установлено, что минимальная достижимая неопределенность таких измерений определяется только спектральными свойствами зондирующего излучения и убывает с возрастанием длины измеряемого волокна в степени 1.5. Статистический анализ результатов измерения коэффициента затухания в разных сегментах реального одномодового волокна по их рефлектограммам демонстрирует результаты, согласующиеся с теоретическими выводами. Полученные результаты устанавливают ограничения на минимальную длину волокна, коэффициент затухания в котором может быть измерен с требуемой точностью.

DOI: 10.31857/S0032816220040199

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для любой волоконно-оптической линии потери — одна из важнейших характеристик ее качества. Задача определения потерь в большинстве случаев успешно решается при помощи рэлеевской рефлектометрии — метода распределенных измерений, дающего информацию не только об общей величине потерь, но и о вкладе в нее от участков с разным затуханием, а также об их местоположении [1]. В случае если аттестуемая волоконно-оптическая линия представляет собой цельное однородное оптическое волокно (о.в.),

задача измерений сводится к определению только погонных потерь, характеризуемых коэффициентом затухания  $\alpha$ , дБ · км<sup>-1</sup>.

В работе [2] было показано, что каждый отрезок о.в. обнаруживает устойчивые (“вмороженные”) флуктуации коэффициента обратного рассеяния Рэля. В работе [3] получены статистические характеристики для контраста рэлеевской рефлектограммы, описывающего размах этих флуктуаций. Цель настоящей работы состоит в определении минимально возможных ошибок измерения коэффициента затухания в зависимости от длины о.в. с учетом общепринятых методов расчета этого коэффициента.

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.perms.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

## 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ. ОГРАНИЧЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ ФЛУКТУАЦИЯМИ В РЭЛЕЕВСКИХ РЕФЛЕКТОГРАММАХ

В стандартных рэлеевских рефлектометрах, работающих во временной области (Optical Time Domain Reflectometer – OTDR), используются, как правило, два метода расчета коэффициента затухания  $\alpha$ : по двум крайним точкам сегмента рефлектограммы (2-Point Approximation – 2PA) и по всем точкам сегмента с линейной аппроксимацией данных по методу наименьших квадратов (Least Squares Approximation – LSA) [4]. Ниже приведены математические выражения для каждого из методов:

$$\alpha_{2PA} = (R_N - R_1)/L, \quad (1)$$

$$\alpha_{LSA} = \frac{N \sum_{q=1}^N q R_q - \sum_{q=1}^N R_q \sum_{q=1}^N q}{N \sum_{q=1}^N q^2 - \left( \sum_{q=1}^N q \right)^2} \frac{1}{\delta} = \sum_{q=1}^N R_q \left[ q - \frac{N+1}{2} \right] \frac{12}{N(N+1)L}, \quad (2)$$

где  $R_N$  и  $R_1$  – соответственно последний и первый отсчеты рефлектограммы измеряемого сегмента о.в.;  $L$  – длина этого сегмента;  $N$  – число точек в сегменте;  $q$  – счетный индекс точек по оси расстояний;  $R_q$ , дБ – отсчет рефлектограммы в точке  $q$ ;  $\delta = L/(N-1)$  – шаг по оси расстояний.

Заметим, что

$$R_q = 5 \log_{10} P_q, \quad (3)$$

где  $P_q$  – относительная мощность (в линейном масштабе) сигнала обратного рассеяния в точке  $q$ . То, что излучение проходит двойной путь в о.в. – от рефлектометра до точки  $q$  и обратно – учитывается коэффициентом 5 в выражении (3).

При определении коэффициента затухания длина  $L$  и число точек  $N$  входят в выражения (1) и (2) как фиксированные числа, а источником возможной неопределенности результатов измерений являются вариации отсчетов рефлектограммы. Проведенные ранее исследования показали, что для рассеяния Рэля характерно наличие шумоподобных статических (свойственных индивидуальным отрезкам о.в. при неизменном спектре зондирующего излучения) флуктуаций в рефлектограммах [2]. Эти флуктуации имеют интерференционную природу и принципиально не устраняемы ни деполяризацией излучения, ни накоплением сигнала [3]. Таким образом, они являются фактором, ограничивающим минимальную до-

стижимую неопределенность измерения коэффициента затухания.

Для оценки этой неопределенности рассчитаем дисперсии (variance)  $\alpha_{2PA}$  и  $\alpha_{LSA}$ , полагая все  $R_q$  случайными числами, распределенными по одному и тому же закону. Дополнительным условием примем их взаимную статистическую независимость, что выполняется, если  $\delta$  не меньше величины интервала корреляции отсчетов рефлектограммы по оси расстояний. Тогда из (1) и (2) следует:

$$\text{Var}(\alpha_{2PA}) = \text{Var}(R_N - R_1)/L^2 = [\text{Var}(R_N) + \text{Var}(R_1)]/L^2 = \text{Var}(R) \cdot 2/L^2, \quad (4)$$

$$\text{Var}(\alpha_{LSA}) = \text{Var} \left( \sum_{q=1}^N R_q \left[ q - \frac{N+1}{2} \right] \right) \times \left[ \frac{12}{N(N+1)L} \right]^2 = \text{Var}(R) \frac{12(N-1)}{N(N+1)L^2}, \quad (5)$$

где  $\text{Var}(R)$  – дисперсия флуктуаций в рефлектограмме.

Заметив, что на практике  $N \gg 1$ , упростим выражение (5):

$$\text{Var}(\alpha_{LSA}) \approx \text{Var}(R) \cdot 12/(NL^2). \quad (6)$$

Наконец, из (4) и (6) получим выражения среднеквадратических отклонений (с.к.о.) соответствующих методов – искомые выражения для оценки неопределенности:

$$\sigma_{2PA} = \sqrt{\text{Var}(\alpha_{2PA})} = \sigma_R \sqrt{2}/L, \quad (7)$$

$$\sigma_{LSA} = \sqrt{\text{Var}(\alpha_{LSA})} \approx \sigma_R 2\sqrt{3}/(L\sqrt{N}), \quad (8)$$

где  $\sigma_R = \sqrt{\text{Var}(R)}$  – с.к.о. флуктуаций в рефлектограмме.

Сопоставление выражений (7) и (8) показывает, что при  $N = 6$  с.к.о. обоих методов приблизительно равны. При больших  $N$ , что представляет практический интерес, метод LSA дает меньшую неопределенность измерений, чем 2PA. По этой причине в дальнейшем ограничимся рассмотрением только метода LSA. Обратив внимание на то, что  $N \approx L/\delta$  при  $N \gg 1$ , перепишем (8) как:

$$\sigma_{LSA} \approx \sigma_R \cdot 2\sqrt{3} \cdot \sqrt{\delta}/L^{1.5}. \quad (9)$$

В формуле (9)  $\sigma_R$  определяется контрастом флуктуаций мощности в линейном масштабе. Чтобы установить связь между этими величинами, отметим, что в стандартных рэлеевских рефлектометрах в силу очень низкой степени когерентности излучения их источника величина флуктуаций мощности рэлеевского рассеяния значительно меньше среднего значения этой мощности. Поэтому, разложив правую часть (3) в ряд Тейлора с точностью до слагаемого первого порядка, получим:

$$\Delta R \approx \frac{5}{\ln 10} \frac{\Delta P}{\bar{P}}, \quad (10)$$

где  $\Delta R$  и  $\Delta P$  – величины флуктуаций отсчетов рефлектограммы и мощности рассеяния соответственно;  $\bar{P}$  – ее средний уровень в пределах интервала расстояний, где затуханием можно пренебречь. Так как в (10)  $\Delta R$  и  $\Delta P$  связаны линейной зависимостью, то такое же соотношение справедливо и для их с.к.о.  $\sigma_R$  и  $\sigma_P$  соответственно:

$$\sigma_R \approx \frac{5}{\ln 10} \frac{\sigma_P}{\bar{P}} = \frac{5}{\ln 10} C, \quad (11)$$

где отношение  $\sigma_P/\bar{P}$  и есть контраст  $C$  флуктуаций мощности в линейном масштабе [3].

Предположим, что огибающая зондирующего импульса излучения и спектр его мощности имеют гауссов профиль. Тогда имеется аналитическое выражение для контраста  $C$  [3]:

$$C = \sqrt{\frac{l_{\text{coh}}}{l_E}} \left( \frac{4 \ln 2}{\pi} \right)^{0.25}, \quad (12)$$

где  $l_{\text{coh}}$  – длина когерентности излучения;  $l_E$  – пространственная протяженность (далее для простоты – ширина) оптического импульса по уровню п.ш.п.в. (полуширина на половине высоты) напряженности электрического поля в о.в.

Для излучения с гауссовым спектром мощности шириной  $\Lambda$  (п.ш.п.в.) и центральной длиной волны  $\lambda$

$$l_{\text{coh}} = \frac{\lambda^2}{n\Lambda} \sqrt{\frac{2 \ln 2}{\pi}}, \quad (13)$$

где  $n$  – показатель преломления среды распространения (сердцевины о.в.).

Определим, какому условию должна удовлетворять входящая в (12) ширина  $l_E$ , чтобы величина интервала корреляции отсчетов рефлектограммы по оси расстояний была не меньше шага регистрации  $\delta$ . Оценкой этой величины может служить п.ш.п.в. автокорреляционной функции импульсного отклика рефлектометра. В предельном случае, когда импульсной характеристикой приемника можно пренебречь, импульсный отклик рефлектометра имеет вид огибающей мощности зондирующего импульса.

В координатном пространстве рефлектограммы ширина импульсного отклика в два раза меньше, чем протяженность зондирующего импульса в о.в. Это объясняется тем, что в рефлектометрии излучение проходит двойной путь в о.в. – от рефлектометра и обратно. Следовательно, если профиль огибающей мощности зондирующего импульса – гауссов с п.ш.п.в., равной  $l_p$ , импульсный отклик будет того же вида, но с п.ш.п.в., равной  $l_p/2$ . Автокорреляционная функция такого отклика также гауссова,

причем ее п.ш.п.в. в  $\sqrt{2}$  раза больше, чем у отклика, и, таким образом, равна  $l_p/\sqrt{2}$ .

Полученный результат является искомым оценкой величины интервала корреляции отсчетов рефлектограммы, из чего можно заключить, что при  $\delta \geq l_p/\sqrt{2}$  условие их статистической независимости будет выполнено. Огибающая напряженности электрического поля гауссова импульса, как известно, в  $\sqrt{2}$  раза шире огибающей его мощности, т.е.  $l_E = l_p\sqrt{2}$ . Поскольку в предельном случае  $\delta = l_p/\sqrt{2}$ , то

$$l_E = 2\delta. \quad (14)$$

С учетом (13), (14), (12) и (11) выражение (9) приобретает вид:

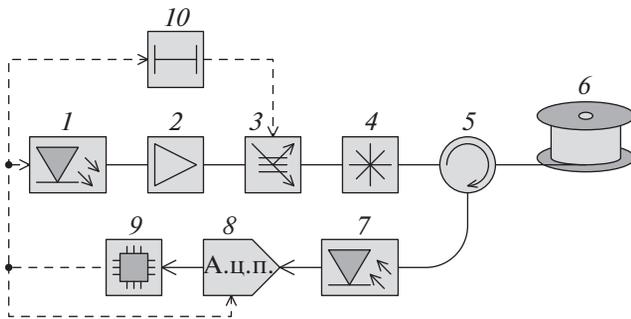
$$\sigma_{\text{LSA}} = \frac{10\sqrt{3}}{\ln 10} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} 2^{0.25} \frac{\lambda}{\sqrt{n\Lambda}} \frac{1}{L^{1.5}} \approx 4.2 \frac{\lambda}{\sqrt{n\Lambda}} \frac{1}{L^{1.5}}. \quad (15)$$

Обратим внимание, что если  $\lambda$ ,  $\Lambda$  и  $L$  выражаются в метрах, размерность  $\sigma_{\text{LSA}}$  есть дБ · м<sup>-1</sup>. В этом случае умножение правой части выражения (15) на 1000 позволит получить более привычную размерность – дБ · км<sup>-1</sup>.

Таким образом, минимальная достижимая неопределенность измерения коэффициента затухания при помощи рэлеевской рефлектометрии обратно пропорциональна квадратному корню ширины спектра мощности излучения и убывает с возрастанием длины о.в. в степени 1.5. Поскольку показатель преломления  $n$  практически не зависит от марки о.в., его можно считать константой, равной ~1.47 в С-диапазоне длин волн (1530–1565 нм). Рабочая длина волны  $\lambda$  также может считаться фиксированным параметром, составляющим ~1550 нм, что представляет интерес в большинстве практических случаев.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЛИНЫ О.В. И СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ

Для проведения исследования была создана экспериментальная установка, схема которой представлена на рис. 1. В качестве источника излучения  $I$  использовался работающий на длине волны 1563 нм суперлюминесцентный диод SLD-761 компании Superlum (Ирландия) с максимальной мощностью 1 мВт и гладким спектром шириной 15 нм (п.ш.п.в.). Его импульсный сигнал подавался на вход широкополосного усилителя 2 на основе о.в., легированного эрбием.



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. 1 – источник излучения; 2 – оптический усилитель на основе о.в., легированного эрбием; 3 – акустооптический модулятор; 4 – поляризационный скремблер; 5 – оптический циркулятор; 6 – тестируемое о.в.; 7 – приемник излучения; 8 – а.ц.п.; 9 – процессор; 10 – элемент задержки. Штриховой линией обозначена шина синхронизации.

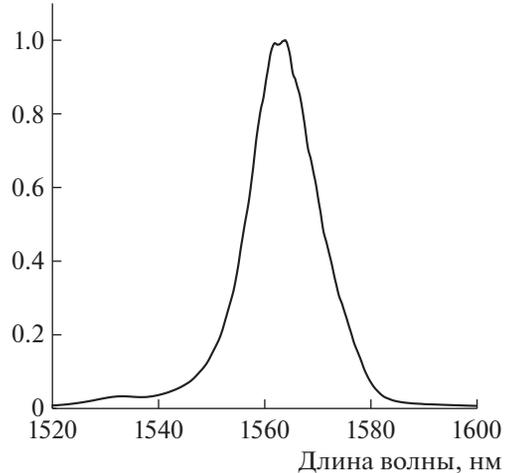
Акустооптический модулятор 3 позволял пропускать импульсы от источника далее в оптическую схему, блокируя нестационарное спонтанное излучение усилителя. Поляризационный скремблер 4 марки PSM-002 (General Photonics, США) использовался для деполяризации излучения, которое затем подавалось на вход оптического циркулятора 5.

Обратное рассеянное в одномодовом тестируемом о.в. 6 длиной 25 км излучение регистрировалось приемником 7 – модулем на основе лавинного фотодиода. Электрический сигнал фотоприемника с полосой 16 МГц трансформировался в цифровой вид аналого-цифровым преобразователем (а.ц.п.) 8, после чего подавался в процессор 9 для обработки. Элемент задержки 10 обеспечивал отпирание и запираение акустооптического модулятора синхронно с приходом импульса излучения от источника. Тактовая частота а.ц.п. составляла 100 МГц, что соответствовало шагу по оси расстояний около 1.02 м. Профили спектра мощности (рис. 2) и огибающей импульса зондирующего излучения были близки к гауссовым.

Регистрация данных с помощью экспериментальной установки проводилась при длительности зондирующего импульса 25 нс (п.ш.п.в.). Количество накоплений сигнала (усреднений по времени) составляло порядка  $2 \cdot 10^6$ , что позволило подавить шумовую составляющую до пренебрежимо малых значений. Вклад от поляризационных эффектов не превышал нескольких десятых долей процента характерной величины флуктуаций сигнала обратного рассеяния.

Полученная рефлектограмма была разбита на множество последовательных сегментов по следующим группам длин: около 100, 200, 300, 500, 700 и 900 м. При этом сегменты не пересекались с соседними в группе, а межсегментные интервалы

Спектральная плотность мощности, отн. ед.



**Рис. 2.** Спектр мощности зондирующего излучения экспериментальной установки (зарегистрирован при помощи оптического анализатора спектра Ando (Япония) AQ6317; спектральное разрешение – 20 пм).

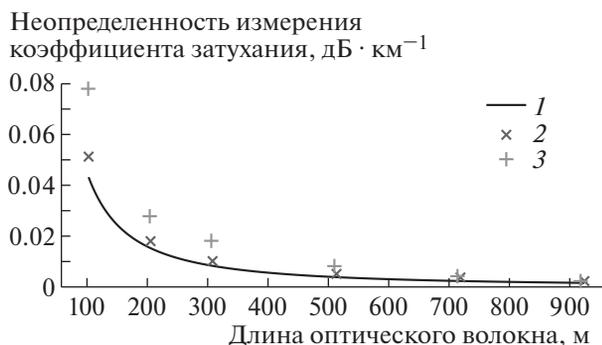
были не меньше интервала корреляции по оси расстояний.

Затем по методу LSA был рассчитан коэффициент затухания для каждого из сегментов, после чего по полученным данным вычислены с.к.о. коэффициентов затухания. Описанный метод эквивалентен тому, как если бы были проведены измерения для большого числа отдельных о.в. одинаковой длины, разбитых по указанным группам.

Полученные для каждой группы длин с.к.о. отображены на рис. 3 и являются искомой статистической оценкой неопределенности измерения коэффициента затухания. Сплошная кривая отражает теоретическую зависимость, рассчитанную по формуле (15) для длины волны  $\lambda$  и ширины спектра  $\Delta$ , равным соответствующим параметрам излучения экспериментальной установки.

Согласно рис. 3, оценка 1 находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными 2, что подтверждает корректность теоретических выводов. Для сравнения также приведены результаты 3, полученные в аналогичном эксперименте с серийным многофункциональным прибором FX300 (Институт информационных технологий, Беларусь).

Регистрация рефлектограммы с помощью данного прибора проводилась на рабочей длине волны 1550 нм; шаг по оси расстояний составлял 2 м; установленная длительность импульса – 20 нс; количество накоплений –  $2^{22}$ . Случайная шумовая составляющая рефлектограмм была существенно меньше статических флуктуаций сигнала обратного рассеяния.



**Рис. 3.** Зависимость неопределенности измерения коэффициента затухания по методу LSA от длины о.в.: 1 – теоретическая оценка ( $n = 1.47$ ,  $\lambda = 1563$  нм и  $\Lambda = 15$  нм); 2 – экспериментальная для экспериментальной установки; 3 – экспериментальная для прибора FX300.

Путем изменения условий ввода излучения в тестируемое волокно было установлено, что вклад от поляризационных эффектов не превышал 10% от характерной величины флуктуаций, что признано удовлетворительным.

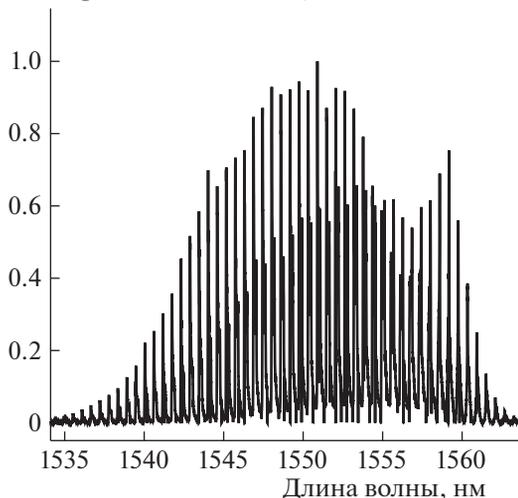
Причина заметного отклонения оценки 3 от 1 и 2 кроется в особенностях спектра излучателя прибора FX300 (рис. 4). Представленный спектр был зарегистрирован с усреднением по времени и имеет линейчатый вид при п.ш.п.в. порядка 15 нм, типичной для лазерных диодов с резонатором Фабри–Перо С-диапазона длин волн, используемых в серийных рефлектометрах.

Несмотря на широкую общую огибающую, узкие линии ограничивают ширину эквивалентного сплошного спектра величиной около 4.5 нм, что приблизительно в 3.3 раза меньше ширины спектра излучения экспериментальной установки. Следовательно, величина флуктуаций сигнала обратного рэлеевского рассеяния для прибора FX300 примерно в  $\sqrt{3.3} \approx 1.8$  раза больше, чем для экспериментальной установки, что подтверждается при сопоставлении рефлектограмм.

Данные на рис. 3 наглядно демонстрируют ограничения на минимальную длину о.в., коэффициент затухания в котором может быть измерен с требуемой точностью. Единственным путем уменьшения минимальной достижимой неопределенности измерений при фиксированной длине о.в. является, как следует из (15), увеличение ширины спектра зондирующего излучения.

В случае, когда источником зондирующего излучения является лазер с резонатором Фабри–Перо, как в приборе FX300, ширина эквивалентного сплошного спектра может быть увеличена путем перестройки частоты спектральных линий в процессе измерений, например, за счет изменения температуры чипа лазера. Если же источник

Спектральная плотность, отн. ед.



**Рис. 4.** Спектр мощности зондирующего излучения прибора FX300 (зарегистрирован при помощи оптического анализатора спектра Yokogawa (Япония) AQ6370D; спектральное разрешение – 20 пм).

подобен реализованному в схеме экспериментальной установки, путем подбора суперлюминесцентного диода и регулирования параметров оптического усилителя ширина спектра зондирующего излучения может быть увеличена до 30 нм (дальнейшее увеличение ширины спектра для устройств, работающих в С- и смежных с ним диапазонах длин волн, технически проблематично). Таким образом, по сравнению со случаем, когда ширина спектра составляет 15 нм, минимальная достижимая неопределенность может быть снижена примерно в 1.5 раза, что несущественно.

Радикальное повышение точности измерения коэффициента затухания относительно пределов, характерных для рэлеевской рефлектометрии, возможно, если перейти на регистрацию в полосе бонового спектра рассеяния Рамана [5].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено теоретическое выражение для минимальной достижимой неопределенности измерения коэффициента затухания по методу LSA в одномодовом о.в. при помощи рэлеевской рефлектометрии (в случае, когда спектр зондирующего излучения и огибающая его импульса имеют гауссов профиль). Неопределенность обратно пропорциональна квадрату корню ширины спектра и убывает с возрастанием длины о.в. в степени 1.5. Теоретические выводы хорошо согласуются с результатами экспериментального исследования. Получен удобный для применения график минимальной достижимой неопределен-

ности измерения коэффициента затухания в зависимости от длины измеряемого отрезка.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Листвин А.В., Листвин В.Н.* Рефлектометрия оптических волокон. М.: ЛЕСАРарт, 2005.
2. *Бусурин В.И., Горшков Б.Г., Горшков Г.Б., Гринштейн М.Л., Таранов М.А.* // Квантовая электроника. 2017. Т. 47. № 1. С. 83.
3. *Gorshkov B.G., Taranov M.A., Alekseev A.E.* // Laser Phys. 2017. V. 27. № 8. P. 085105. <https://doi.org/10.1088/1555-6611/aa792f>
4. *Линник Ю.В.* Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962.
5. *Горшков Б.Г., Горшков Г.Б., Жуков К.М.* // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. № 6. С. 581.

## ДОСТИЖЕНИЕ 85-КИЛОМЕТРОВОЙ ДАЛЬНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ДЕФОРМАЦИИ (ТЕМПЕРАТУРЫ) С ПОМОЩЬЮ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ РЭЛЕЕВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ<sup>1</sup>

© 2020 г. М. А. Таранов<sup>a,b,\*</sup>, Б. Г. Горшков<sup>c</sup>, А. Э. Алексеев<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Общество с ограниченной ответственностью “ПетроФайбер”  
Россия, 301664, Новомосковск Тульской обл., Клинский проезд, 7

<sup>b</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

<sup>c</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

\*e-mail: tarma@petrofibre.ru

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.

После доработки 25.02.2020 г.

Принята к публикации 26.02.2020 г.

Продемонстрирована возможность измерения деформации (температуры) на дальностях до 85 км с доступом к оптическому волокну с одного конца при помощи технологии низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии. Указанная дальность обеспечена использованием рамановского усиления излучения в комбинации с усилением с помощью встроенных в измеряемую линию коротких сегментов волокна, легированного эрбием.

Возможность перестройки низкокогерентного источника в широком интервале длин волн позволила проводить измерения деформации в диапазоне  $500 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , что эквивалентно  $56^\circ\text{C}$  в единицах температуры. При времени единичного измерения 10 мин и пространственном разрешении 2.6 м стандартная неопределенность измерений деформации составила  $3.8 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , температуры –  $0.42^\circ\text{C}$ .

DOI: 10.31857/S0032816220040187

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Распределенные измерения деформации (температуры) являются современным высокоинформативным методом мониторинга структурного состояния (Structural Health Monitoring – SHM) объектов, имеющих значительные размеры: мостов, трубопроводов, плотин, эстакад и других сооружений инфраструктуры. Традиционно для этих целей используются распределенные датчики, действие которых основано на регистрации рассеяния Мандельштама–Бриллюэна: BOTDR (Brillouin Optical Time Domain Reflectometer), а также BOTDA (Brillouin Optical Time Domain Analyzer) [1, 2].

Последние отличаются высокой технической сложностью и используют петлевую (loop) конфигурацию волоконно-оптической линии, измерения в которой производятся только на полови-

не длины. В этом смысле BOTDR обладают преимуществом, поскольку для их работы требуется однонаправленная (single-ended) линия.

Было продемонстрировано, что для BOTDR за счет использования встроенного в линию усилителя на основе оптического волокна, легированного эрбием (Erbium Doped Fiber Amplifier – EDFA), достижима дальность действия до 50 км [3]. При этом пространственное разрешение составило 5 м, а стандартная неопределенность измерений деформации –  $23 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , температуры –  $1.08^\circ\text{C}$ .

Такие точностные показатели типичны для коммерческих BOTDR, однако не всегда удовлетворяют требованиям мониторинга объектов инфраструктуры. Дальнейшее увеличение дальности ограничено нелинейными эффектами, которые приводят к быстрому истощению (depletion) распространяющегося излучения (по мощности и форме спектра) [3].

Сравнительно новыми являются датчики механических и температурных воздействий, основанные на регистрации и сопоставлении друг с

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.perms.ru/>), 22–24 сентября, Россия, Пермь).

другом спектров рассеяния Рэлея [4–6]. В работе [7] нами предложена технология использования низкокогерентной рэлеевской рефлектометрии с перестройкой длины волны излучения с помощью управляемого от компьютера узкополосного фильтра, выполненного по технологии микро-электромеханическая система (м.э.м.с.).

Такой фильтр позволил изменять длину волны в довольно широком интервале ( $\pm 3$  нм относительно 1558 нм), обеспечив тем самым возможность измерений в промышленном диапазоне величин деформации (сотен  $\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ ) и температуры (десятков градусов Цельсия) оптического волокна (о.в.). При пространственном разрешении порядка 1 м стандартная неопределенность измерений составила  $2.2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$  ( $0.24^\circ\text{C}$ ); дальность действия – 8 км. Использование рамановского усиления в измеряемом о.в. позволило увеличить дальность до 25 км, которой все еще может быть недостаточно, например, для мониторинга нефте- и газопроводов.

Измерительные характеристики изученного в [7] датчика ограничены, главным образом, нелинейными эффектами в о.в., приводящими к уширению спектра зондирующего излучения [8]. При некотором их уровне удается достичь удовлетворительных точностных показателей на дальности до 25 км.

Ранее продемонстрировано, что совместное применение рамановского усиления и усиления за счет встроенных в волоконно-оптическую линию коротких сегментов волокна, легированного эрбием (Erbium Doped Fiber – EDF), позволяет существенно (до 100 км) увеличить дальность действия распределенного датчика вибраций (Distributed Vibration Sensor – DVS) [9]. Ввиду того что разработанная нами технология низкокогерентной рефлектометрии использует только С-диапазон длин волн (1530–1565 нм), есть основания полагать, что применение указанных в [9] мер позволит значительно улучшить метрологические характеристики описанной в [8] схемы.

Цель настоящей работы состояла в максимальном увеличении дальности действия распределенного датчика деформации (температуры) путем использования низкокогерентной рефлектометрии одновременно с рамановским усилением и за счет дистанционно накачиваемых, встроенных в линию эрбиевых усилителей (Remotely Optically Pumped Amplifier – ROPA).

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Принцип действия датчиков деформации (температуры) на основе рэлеевской рефлектометрии строится на том, что при растяжении/сжатии, а также нагревании/охлаждении о.в. происходит смещение спектров рассеяния Рэлея. Под этим

термином принято понимать спектр мощности обратно рассеянного излучения с выбранной пространственной ячейки (элемента пространственного разрешения) о.в., зарегистрированный в процессе перестройки длины волны зондирующего излучения.

С точки зрения рефлектометрии такой спектр представляет собой поперечное (вдоль оси длин волн) сечение массива рефлектограмм в интересующей продольной координате (ось расстояний). При условии, что приложенное воздействие – изменение натяжения или температуры – распределено равномерно вдоль пространственной ячейки о.в., смещение спектра рассеяния Рэлея относительно исходного положения пропорционально этому воздействию [4].

Таким образом, задача измерений сводится к определению величины смещения спектра с последующим ее пересчетом в искомые единицы, используя следующие коэффициенты чувствительности: к деформации –  $1.2 \text{ пм} (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1})^{-1}$  или температуре –  $10.8 \text{ пм} \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$  (в С-диапазоне длин волн) [7]. Величина смещения может быть рассчитана, например, с помощью корреляционного анализа, подробно описанного в [5, 7].

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался работающий на длине волны 1558 нм суперлюминесцентный диод *СЛД* марки SLD-761 (Superlum, Ирландия) с максимальной мощностью 1 мВт и непрерывным спектром шириной 15 нм (полная ширина на половине высоты (п.ш.п.в.)).

Генерируемые *СЛД* оптические импульсы подавались на вход широкополосного усилителя  $У_1$  на основе волокна, легированного эрбием, после чего подвергались спектральной селекции с помощью перестраиваемого м.э.м.с.-фильтра  $ПФ_1$  марки MTF500A (DiCon Fiberoptics, США) с шириной полосы пропускания 0.35 нм (п.ш.п.в.). Таким образом,  $ПФ_1$  выступал формирователем спектра зондирующего излучения.

Акустооптический модулятор *АОМ* позволял пропускать импульсы далее в оптическую схему, блокируя нестационарное спонтанное излучение  $У_1$  – мешающий фактор при фотоприеме сигнала обратного рассеяния.

Поляризационный скремблер  $ПС_1$  марки PSM-002 (General Photonics, США) использовался для деполяризации излучения, которое затем подавалось на вход усилителя  $У_2$ , конструктивно схожего с  $У_1$ , для компенсации потерь в *АОМ* (порядка 6 дБ).

Сформированное трактом  $СЛД-У_1-ПФ_1-АОМ-ПС_1-У_2$  зондирующее излучение вводилось в измеряемую волоконно-оптическую линию через циркулятор *ОЦ* и одно из плеч спектрального

мультиплексора  $СМ$  (с диапазоном пропускания 1529–1630 нм). Через второе плечо  $СМ$  (1460–1510 нм) от лазера  $ЛН$  (FITEЛ FOL1425 с рабочей длиной волны 1480 нм, Fujiwara Electric Co., Япония) подавалось излучение накачки для организации усиления в линии. Скремблер  $ПС_2$ , аналогичный  $ПС_1$ , был включен в схему для деполяризации излучения  $ЛН$ .

Измеряемая линия состояла из четырех соединенных между собой бухт одномодового о.в. длиной по 25 км ( $Б_1$ ,  $Б_2$  и  $Б_4$ ) и 10 км ( $Б_3$ ), соответствующего спецификации ITU-T G.652. Рамановское усиление организовывалось только в  $Б_1$ .

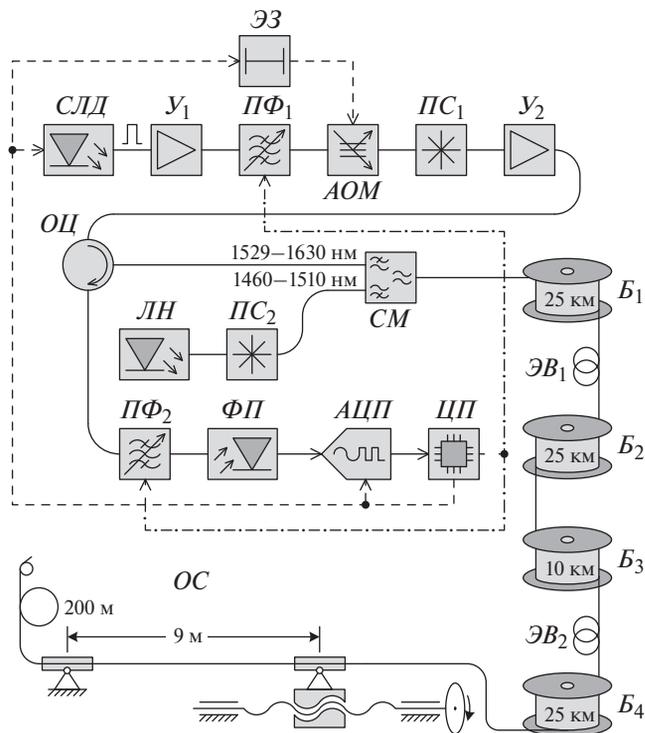
Для усиления излучения с использованием удаленной накачки на входе бухт  $Б_2$  и  $Б_4$  размещались сегменты легированного эрбием волокна  $ЭВ_1$  и  $ЭВ_2$  (ROPA). Оконечный сегмент линии  $ОС$  представлял собой бухту длиной около 200 м и предшествующую ей прямую 9-метровую секцию, размещавшуюся в механизме, позволявшем изменять ее деформацию с высокой точностью.

Обратно рассеянное в линии излучение через  $ОЦ$  подавалось на вход перестраиваемого м.э.м.с.-фильтра  $ПФ_2$  марки MTF500B (DiCon Fiberoptics, США), ширина полосы пропускания которого составляла 0.17 нм (п.ш.п.в.). Затем оно регистрировалось фотоприемником  $ФП$  – модулем на основе лавинного фотодиода. Электрический сигнал  $ФП$  с полосой 16 МГц трансформировался в цифровой вид аналого-цифровым преобразователем  $АЦП$ , после чего подавался в центральный процессор  $ЦП$  для обработки.

Помимо обработки,  $ЦП$  осуществлял управление  $ПФ_1$  и  $ПФ_2$  через общую шину (отмечена на рис. 1 штрихпунктиром), согласовывая тем самым спектр пропускания приемного тракта со спектром зондирующего излучения. Элемент задержки  $ЭЗ$  обеспечивал отпирание и запираание  $АОМ$  синхронно с приходом импульса излучения от  $СЛД$ .

Частота работы  $АЦП$  100 МГц задавала величину шага выборки по оси расстояний, равную 1.02 м с учетом группового показателя преломления о.в. (приблизительно 1.47 в С-диапазоне длин волн). Длительность импульса  $СЛД$  была приблизительно 25 нс (п.ш.п.в.); частота повторения определялась длиной измеряемой волоконной линии.

$У_1$  и  $У_2$  были настроены таким образом, что импульсная мощность излучения на входе  $ОЦ$  достигала 1300 мВт. Дальнейшее ее увеличение приводило к ухудшению точностных характеристик. Мощность излучения  $ЛН$  составляла 380 мВт. При этом длины  $ЭВ_1$  (1.5 м) и  $ЭВ_2$  (3 м) были подобраны так, чтобы сигнал обратного рассеяния из  $Б_2$ – $Б_4$  был энергетически сопоставим с таковым из  $Б_1$ .



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки.  $СЛД$  – суперлюминесцентный диод;  $У_1$ ,  $У_2$  – оптические усилители на основе волокна, легированного эрбием;  $ПФ_1$ ,  $ПФ_2$  – перестраиваемые м.э.м.с.-фильтры;  $АОМ$  – акустооптический модулятор;  $ПС_1$ ,  $ПС_2$  – поляризационные скремблеры;  $ОЦ$  – оптический циркулятор;  $ЛН$  – лазер накачки;  $СМ$  – спектральный мультиплексор;  $Б_1$ – $Б_4$  – бухты о.в.;  $ЭВ_1$ ,  $ЭВ_2$  – секции волокна, легированного эрбием;  $ОС$  – окончательный сегмент;  $ФП$  – фотоприемник;  $АЦП$  – аналого-цифровой преобразователь;  $ЦП$  – центральный процессор;  $ЭЗ$  – элемент задержки. Штриховой линией обозначена шина синхронизации; штрихпунктирной – шина управления перестраиваемыми фильтрами.

Принятые меры позволили получить в целом оптимальное отношение сигнал/шум в регистрируемых спектрах рассеяния Рэля по всей длине измеряемой линии. Пространственное разрешение составляло приблизительно 2.6 м (с учетом группового показателя преломления о.в., равного 1.47).

На рис. 2 приведена типичная рефлектограмма, полученная с помощью экспериментальной установки. Присутствующие в ней флуктуации с размахом около 10% от средней мощности характерны для низкокогерентной рефлектометрии [7]. Форма сигнала из  $Б_1$  обусловлена, с одной стороны, рамановским усилением в этой бухте, с другой – фазовой самомодуляцией и 4-волновым смешением, доминирующими в начале бухты (резкий пик на первых 700–800 м) [8].

Измерения проводились в следующей последовательности: регистрировались спектры рассеяния Рэля при исходных условиях (так называемые

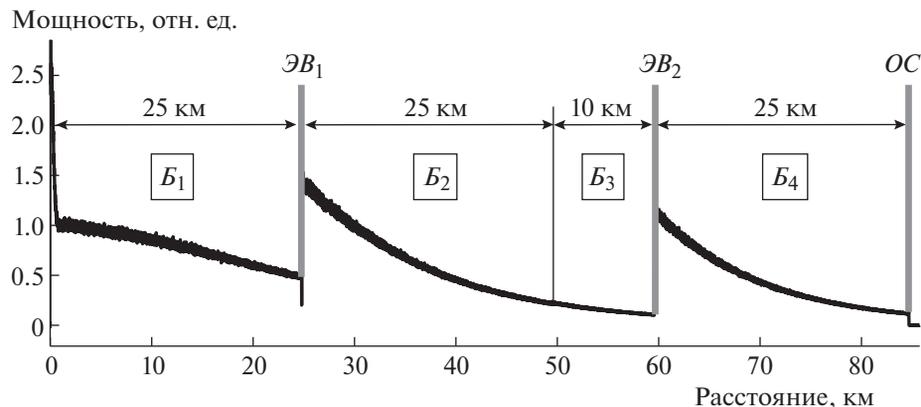


Рис. 2. Типичная рефлектограмма, регистрируемая экспериментальной установкой (длина волны 1558 нм).  $B_1$ – $B_4$  – бухты о.в.;  $ЭВ_1$ ,  $ЭВ_2$  – секции волокна, легированного эрбием;  $ОС$  – оконечный сегмент.

опорные спектры), затем натяжение сегмента  $ОС$  длиной 9 м увеличивалось, после чего проводилась повторная регистрация спектров (измерительные). Диапазон перестройки длины волны составлял 1555–1561 нм при исходных условиях и 1556.5–1559.5 нм при повторной регистрации; шаг был выбран равным 0.05 нм. Время регистрации опорных спектров составляло 20 мин, измерительных – 10 мин.

Поскольку для серии измерений достаточно было однократной регистрации опорных спектров, время единичного измерения фактически ограничивалось только периодом сбора измерительных спектров. Проводя корреляционный ана-

лиз накопленных данных, ЦП рассчитывал искомую величину смещения измерительного спектра относительно опорного для каждой точки волоконно-оптической линии, пересчитывая затем это смещение в единицы деформации. Диапазон перестройки длины волны для регистрации опорных спектров был выбран вдвое большим, чем для регистрации измерительных, во избежание деградации взаимно-корреляционной функции спектров при измерении натяжения 9-метровой секции о.в.

Получаемые с помощью экспериментальной установки опорные и измерительные спектры отличались высокой степенью взаимной корреляции (характеризуется коэффициентом корреляции, рис. 3) вдоль всей волоконно-оптической линии, что косвенно свидетельствовало о хороших измерительных характеристиках устройства.

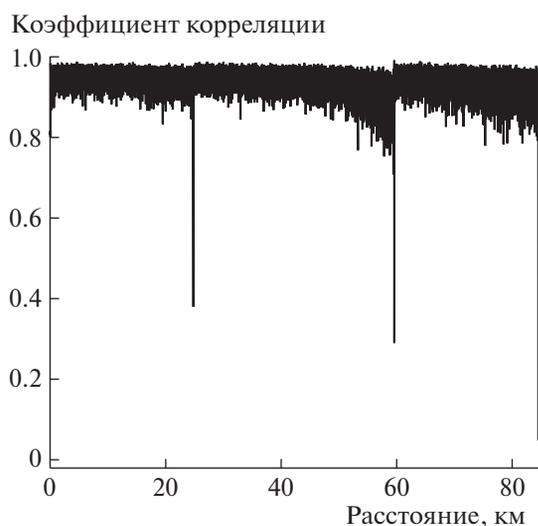
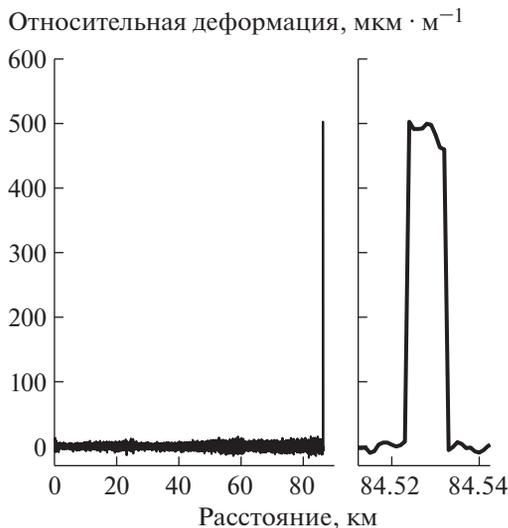


Рис. 3. Коэффициент корреляции (максимальное значение нормированной взаимно-корреляционной функции) опорных и измерительных спектров вдоль волоконно-оптической линии. Сильные выбросы вниз соответствуют неинформативным участкам с  $ЭВ_1$  и  $ЭВ_2$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для оценки качества работы экспериментальной установки была проведена серия измерений деформации 9-метровой секции  $ОС$ . С помощью механизма, содержащего микрометрический винт, схематично изображенного на рис. 1, величина деформации ступенчато повышалась до  $500 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$  с шагом  $100 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ . Расчет деформации проводился по зарегистрированным на каждом этапе измерительным спектрам. Опорные же спектры были накоплены предварительно – до оказания воздействия на секцию. Результаты одного из таких измерений представлены на рис. 4.

Как видно, измерительные шумы возрастают при приближении к концам  $B_1$ ,  $B_3$  и  $ОС$ . Их среднеквадратическое отклонение, равное стандартной неопределенности измерений, в худшем случае (конец  $B_3$  и  $ОС$ ) составляет около  $3.8 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ . Показания экспериментальной установки в пре-



**Рис. 4.** Измеренное изменение относительной деформации вдоль волоконно-оптической линии (вставка соответствует местоположению натягиваемой секции; заданная деформация  $500 \mu\text{m} \cdot \text{m}^{-1}$ ; размерности единиц – те же, что и на основном графике). Неинформативные результаты в местах расположения  $\mathcal{B}_1$  и  $\mathcal{B}_2$  удалены.

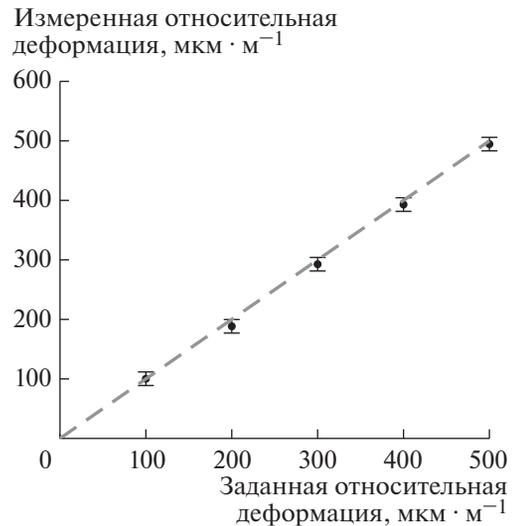
делах 9-метровой секции соответствуют ее реальной деформации ( $500 \mu\text{m} \cdot \text{m}^{-1}$ ).

На рис. 5 приведена зависимость между измеренной деформацией и ее реальными значениями. Высокая линейность и низкая измерительная неопределенность говорят о хорошем качестве экспериментальной установки как датчика.

Неравномерность измерительных шумов вдоль волоконно-оптической линии обуславливает зависимость неопределенности измерений от расстояния. Рис. 6 дает наглядное представление о характере такой зависимости. Изображенная оценка получена методом скользящего среднеквадратического отклонения по 500 отсчетам, что соответствует пространственной протяженности 510 м. Входными выступают данные рис. 4, а также результаты, полученные аналогичным образом с помощью модифицированной версии экспериментальной установки.

Модификация состояла в уменьшении длительности импульса СЛД до 10.5 нс, замене ФП на более быстродействующий модуль с полосой 50 МГц и укорочении  $\mathcal{B}_2$  до 1.75 м с целью достижения лучшего пространственного разрешения (порядка 1 м) при неизменном времени единичного измерения и схожих метрологических характеристиках. Ценой стало уменьшение дальности действия на 10 км (была исключена  $\mathcal{B}_3$ ).

Полученные характеристики показывают преимущества датчиков данного типа в сравнении с

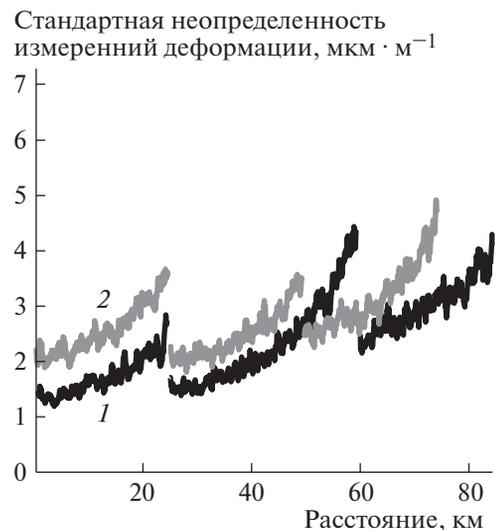


**Рис. 5.** Зависимость между измеренной деформацией 9-метровой секции  $OC$  и ее реальными значениями (штриховой линией отмечена идеализированная характеристика; перемиčky соответствуют диапазону  $\pm 3$  стандартных неопределенности –  $\pm 11.4 \mu\text{m} \cdot \text{m}^{-1}$ ).

ВОТDR, а также говорят о перспективности их применения для мониторинга объектов инфраструктуры, имеющих значительную протяженность.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование рамановского усиления излучения в совокупности с усилением за счет встро-



**Рис. 6.** Оценка стандартной неопределенности измерений деформации вдоль волоконно-оптической линии для экспериментальной установки с пространственным разрешением: 1 – 2.6 м; 2 – порядка 1 м. Разрывы соответствуют местоположению  $\mathcal{B}_1$  и  $\mathcal{B}_2$ .

енных в линию сегментов волокна, легированного эрбием, позволило проводить измерения деформации на расстояниях до 85 км в диапазоне  $500 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , что эквивалентно  $56^\circ\text{C}$  при пересчете в единицы температуры (коэффициент пересчета равен  $9 (\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1}) \cdot ^\circ\text{C}^{-1}$ , как следует из приведенных выше коэффициентов чувствительности). При времени единичного измерения 10 мин и пространственном разрешении 2.6 м стандартная неопределенность измерений деформации составила  $3.8 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , температуры —  $0.42^\circ\text{C}$ . Схожие точностные показатели достигаются и при пространственном разрешении порядка 1 м, однако дальность действия снижается до 75 км.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена частично в рамках государственного задания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kurashima T., Horiguchi T., Tateda M. // Opt. Lett. 1990. V. 15. № 18. P. 1038. <https://doi.org/10.1364/OL.15.001038>
2. Parker T.R., Farhadiroushan M., Feced R., Handerek V.A., Rogers A.J. // IEEE J. Quant. Electron. 1998. V. 34. № 4. P. 645. <https://doi.org/10.1109/3.663443>
3. Lalam N., Ng W.P., Dai X., Wu Q., Fu Y.Q. // 16th IEEE SENSORS Conference ICSENS 2017. (29 Oct.– 1 Nov. 2017). Glasgow, United Kingdom. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICSENS.2017.8233878>
4. Froggatt M., Moore J. // Appl. Opt. 1998. V. 37. № 10. P. 1735. <https://doi.org/10.1364/AO.37.001735>
5. Koyamada Y., Imahama M., Kubota K., Hogari K. // J. Light. Technol. 2009. V. 27. № 9. P. 1142. <https://doi.org/10.1109/JLT.2008.928957>
6. Liehr S., Münzenberger S., Krebber K. // Opt. Express. 2018. V. 26. № 8. P. 10573. <https://doi.org/10.1364/OE.26.010573>
7. Gorshkov B.G., Taranov M.A., Alekseev A.E. // Laser Phys. 2017. V. 27. № 8. P. 085105. <https://doi.org/10.1088/1555-6611/aa792f>
8. Gorshkov B.G., Taranov M.A. // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15. № 11. P. 115108. <https://doi.org/10.1088/1612-202X/aad991>
9. Van Putten L.D., Masoudi A., Brambilla G. // Opt. Lett. 2019. V. 44. № 24. P. 5925. <https://doi.org/10.1364/OL.44.005925>

## КОГЕРЕНТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ЧАСТОТНЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С САМОСКАНИРОВАНИЕМ ЧАСТОТЫ ДЛЯ СЕНСОРНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ<sup>1</sup>

© 2020 г. А. Ю. Ткаченко<sup>а,\*</sup>, Н. Н. Смолянинов<sup>а</sup>, М. И. Скворцов<sup>а</sup>,  
И. А. Лобач<sup>а</sup>, С. И. Каблуков<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт автоматизирующей и электрометрии СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

\*e-mail: [alinka.tkachenko@yandex.ru](mailto:alinka.tkachenko@yandex.ru)

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 17.03.2020 г.

Принята к публикации 18.03.2020 г.

Представлены первые результаты, демонстрирующие возможность применения когерентного оптического частотного рефлектометра на основе волоконного лазера с самосканированием частоты для сенсорики. В качестве сенсорной линии был использован массив различных волоконных брэгговских решеток (в.б.р.). Было показано, что в разработанном рефлектометре могут быть использованы в.б.р. со спектром отражения, лежащим вне области сканирования нашего источника. Техника частотной рефлектометрии также позволяет осуществлять пространственное разделение в.б.р.-датчиков, даже в случае одинаковых длин волн отражения. Экспериментально продемонстрирована возможность измерения температуры.

DOI: 10.31857/S0032816220040333

### ВВЕДЕНИЕ

Оптическая рефлектометрия является ключевой технологией для распределенного измерения физических величин вдоль оптических линий. Для этого используются зависимости параметров излучения (например, поляризации, интенсивности или оптической частоты), рассеянного в оптическом волокне, от внешних физических воздействий (температуры или механической деформации) [1]. По принципу работы разделяют временную и частотную рефлектометрию. Временная рефлектометрия основана на зондировании волоконной линии короткими импульсами излучения. Короткий импульс, отраженный от дефектов или рассеянный на неоднородностях показателя преломления волокна, детектируется и анализируется. В этом случае местоположение отражателя линейно связано с временем задержки между входным и отраженным сигналами.

Пространственное разрешение временного рефлектометра определяется длительностью импульса и составляет порядка 1 м. Для повышения пространственного разрешения необходимо умень-

шать длительность зондирующего импульса, что приводит к снижению чувствительности рефлектометра к измеряемой мощности вследствие уменьшения отношения сигнал/шум. Увеличение пиковой мощности зондирующего импульса для увеличения отношения сигнал/шум ограничено нелинейными процессами в волокне [2], которые искажают измеряемый сигнал.

Когерентная оптическая рефлектометрия в частотной области (для краткости – оптическая частотная рефлектометрия) является принципиально иным методом, позволяющим улучшить пространственное разрешение [3]. Принцип ее работы основан на спектральном анализе интерференционного сигнала, возникающего при смешении зондирующего и рассеянного излучений. Данный анализ может осуществляться при перестройке оптической частоты непрерывного зондирующего излучения. В этом случае пространственная координата отражателей, расположенных вдоль исследуемой линии, пропорциональна частотной координате максимумов фурье-спектра от измеренного в процессе перестройки оптической частоты интерференционного сигнала.

Основным элементом когерентного оптического частотного рефлектометра является перестраиваемый источник излучения, обладающий большой длиной когерентности. В этом случае

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики 2020” (<http://or-2020.permisc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

пространственное разрешение определяется диапазоном перестройки длины волны зондирующего лазера. Высокая чувствительность такого рефлектометра к коэффициенту отражения (лучше, чем  $-120$  дБ/мм) позволяет характеризовать замороженные в оптическое волокно неоднородности показателя преломления. В частности, это свойство позволяет использовать характерные для обычного оптического волокна малые замороженные флуктуации показателя преломления для различных сенсорных задач [4].

В работе [5] была продемонстрирована возможность применения лазера нового типа – лазера с самосканированием частоты [6] – в качестве источника зондирующего излучения для достижения строгой дискретности перестройки частоты. В лазерах такого типа оптическая перестройка частоты происходит за счет внутренних процессов, происходящих в активном волокне, без использования каких-либо перестраиваемых элементов.

Важной особенностью лазера является генерация последовательности микросекундных когерентных импульсов со спектральной шириной не более 1 МГц и строгой дискретностью оптической частоты. В [5] была показана возможность достижения пространственной дискретизации  $\sim 200$  мкм и чувствительности по коэффициенту отражения приблизительно до  $-85$  дБ/мм при длине тестовой линии  $\sim 9$  м.

Испытания проводились на примере точечного отражателя в виде скола волокна. Полученный уровень чувствительности в разработанном приборе не позволил измерить замороженные флуктуации показателя преломления, которые находятся на уровне  $-100$  дБ/мм (типичный коэффициент обратного рассеяния Рэлея). По этой причине использование такого прибора для каких-либо сенсорных задач ограничено необходимостью увеличения уровня отраженного сигнала.

Этого можно достичь, увеличив модуляцию показателя преломления в оптическом волокне, используя, например, волоконные брэгговские решетки (в.б.р.) с наведенной внешним образом модуляцией показателя преломления. В данной работе тестирование на сенсорных задачах разработанного частотного рефлектометра на основе самосканирующего лазера проводилось с использованием массива в.б.р.

Очевидно, что если спектр отражения в.б.р. лежит в области частотной перестройки лазера, то частотный рефлектометр аналогичен обычно устройству опроса [7], за исключением получения дополнительной возможности пространственного разделения откликов от в.б.р. с одинаковыми длинами волн. Однако, как будет показано ниже, в разработанном рефлектометре могут быть использованы в.б.р. со спектром отражения, лежащим вне области сканирования нашего источника.

В частности, на примере сенсорной линии, состоящей из массива в.б.р. с близкими нерезонансными для сканирующего лазера длинами волн отражения, была показана возможность измерения температуры.

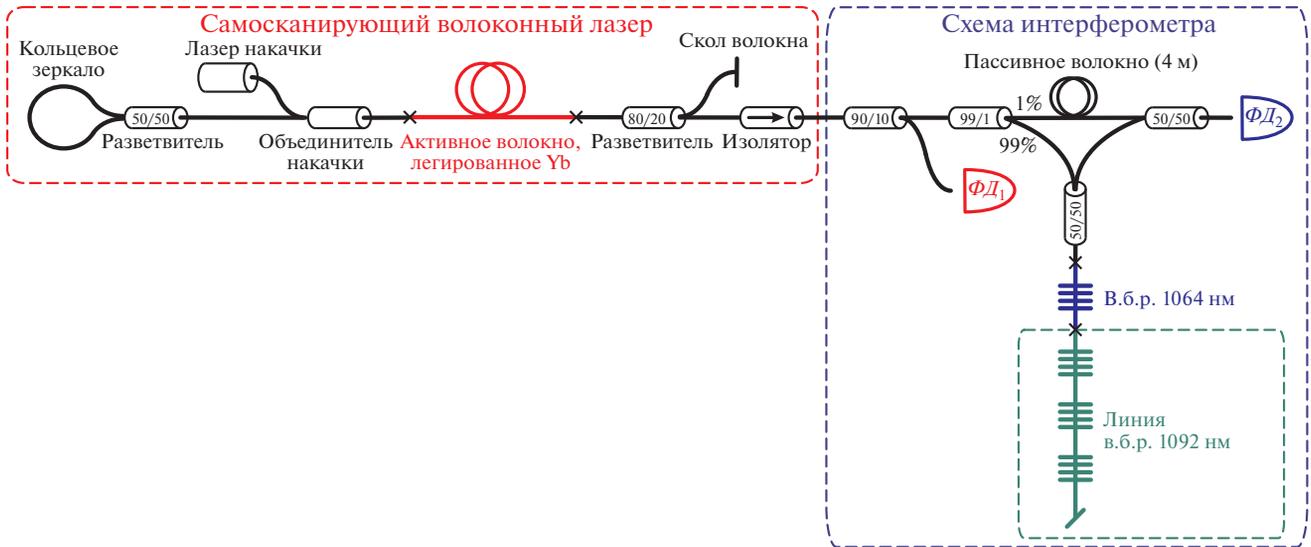
## ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема оптического частотного рефлектометра, аналогичная [5], представлена на рис. 1. Основным элементом схемы является самосканирующий волоконный лазер, изготовленный из компонентов и волокон, сохраняющих поляризацию. Резонатор лазера образован высокоотражающим волоконным кольцевым зеркалом на основе поляризующего волоконного разветвителя с одной стороны и торцом сколотого под прямым углом волокна – с другой.

В качестве активной среды используется волокно, легированное ионами иттербия (Nufern PM-YDF-5/130), длиной 3 м. Активная среда накачивалась многомодовым лазерным диодом с длиной волны 975 нм и мощностью до 9 Вт через объединитель накачки со сквозной сигнальной жилой. Ответвитель 20/80 позволял выводить 80% выходной мощности из резонатора лазера через изолятор. Далее, 10% выходной мощности использовалось для регистрации данных в опорном канале, а остальная часть мощности поступала в схему интерферометра. При уровне мощности накачки 2 Вт перестраиваемый лазер работает в режиме самосканирования длины волны в области 1060–1080 нм (рис. 2).

Излучение лазера поступает в схему интерферометра Маха–Цендера, образованного тремя ответвителями. Одно из плеч интерферометра содержит сенсорную линию, состоящую из массива в.б.р., сформированных в волокне с сохранением поляризации (Fujikura SM98-PS-U25D). Массив в.б.р. состоял из одной в.б.р. с пиком отражения вблизи 1064 нм (коэффициент отражения  $\sim 27\%$ ) и набора из 28 в.б.р. с пиком отражения вблизи 1092 нм.

Массив в.б.р. на 1092 нм записывался голографическим методом с использованием фазовой маски на  $\approx 1092$  нм [8]. Коэффициент отражения в.б.р. варьировался случайным образом. При этом средний коэффициент отражения решеток составил  $\sim 30\%$ . Длина каждой в.б.р. была равна  $\approx 40$  мм, а расстояние между их центрами  $\approx 240$  мм. Оптические спектры отражения для одной из в.б.р. и всего массива в целом представлены рис. 3. Стоит отметить, что в.б.р. с длиной волны 1064 нм была помещена в начало линии. Ее спектр отражения в отличие от всех остальных в.б.р. попадает в область перестройки самосканирующего лазера. По этой причине далее будем разделять в.б.р. на резонансную (на 1064 нм) и нерезонансные (на



**Рис. 1.** Схема частотного рефлектометра, состоящего из самосканирующего лазера и интерферометра Маха–Цендера.  $\Phi D_1$  и  $\Phi D_2$  – фотодиоды.

1092 нм). К концу линии был приварен РС/АРС-коннектор для подавления паразитного отражения.

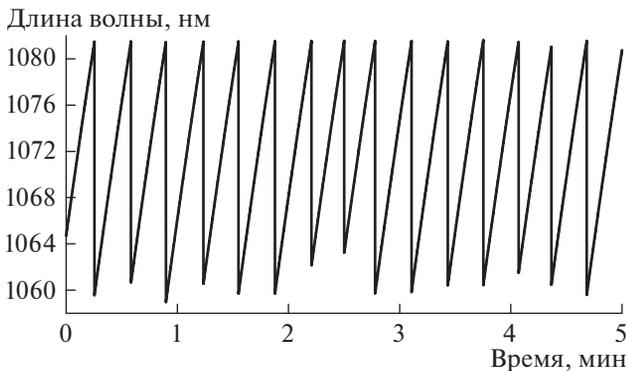
### ОБРАБОТКА СИГНАЛА

Сигналы на входе и выходе интерферометра регистрировались с помощью двух быстрых фотодетекторов ( $\Phi D_1$  и  $\Phi D_2$  на рис. 1 соответственно) с полосой пропускания 1 ГГц (Thorlabs, DET01CFC) и оцифровывались с помощью модуля, состоящего из двух частей – аппаратно-программного устройства для поиска пиков и программы для персонального компьютера, выполняющей разбивку потока данных на отдельные измерения, соответствующие одному сканированию, с их последующей обработкой.

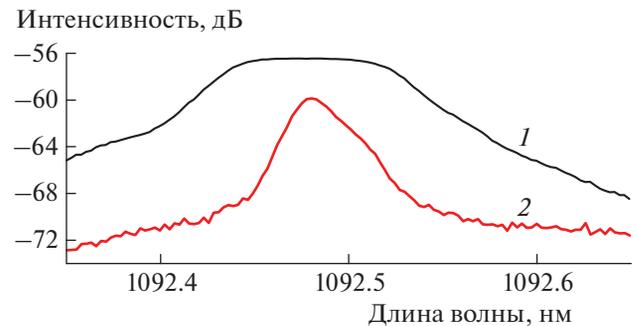
Аппаратная часть, реализованная на микроконтроллере STM32F303 со встроенным аналого-

цифровым преобразователем, работает на частоте дискретизации  $\sim 5$  МГц и позволяет одновременно оцифровывать нескольких аналоговых сигналов. Известно, что перестраиваемый лазер генерирует микросекундные импульсы. В процессе сбора и обработки данных ведется поиск вершин импульсов в опорном сигнале. Модуль может детектировать импульсы, следующие с интервалом от 13 мкс и длительностью одного импульса от 2 мкс (10 точек на импульс), при этом само время сбора данных неограниченно. Модуль передает усредненное по 10 точкам значение амплитуды импульсов опорного и интерференционного сигналов, а программная часть на компьютере делит непрерывный поток данных на отдельные измерения (сканы) длительностью порядка 20 с.

Для устранения влияния флуктуаций мощности входного излучения проводилась поимпульсная нормировка выходного интерференционного сигнала на опорный входной. Для используемого



**Рис. 2.** Характерная динамика длины волны самосканирующего лазера.



**Рис. 3.** Оптические спектры для массива (1) и единичной в.б.р. (2).

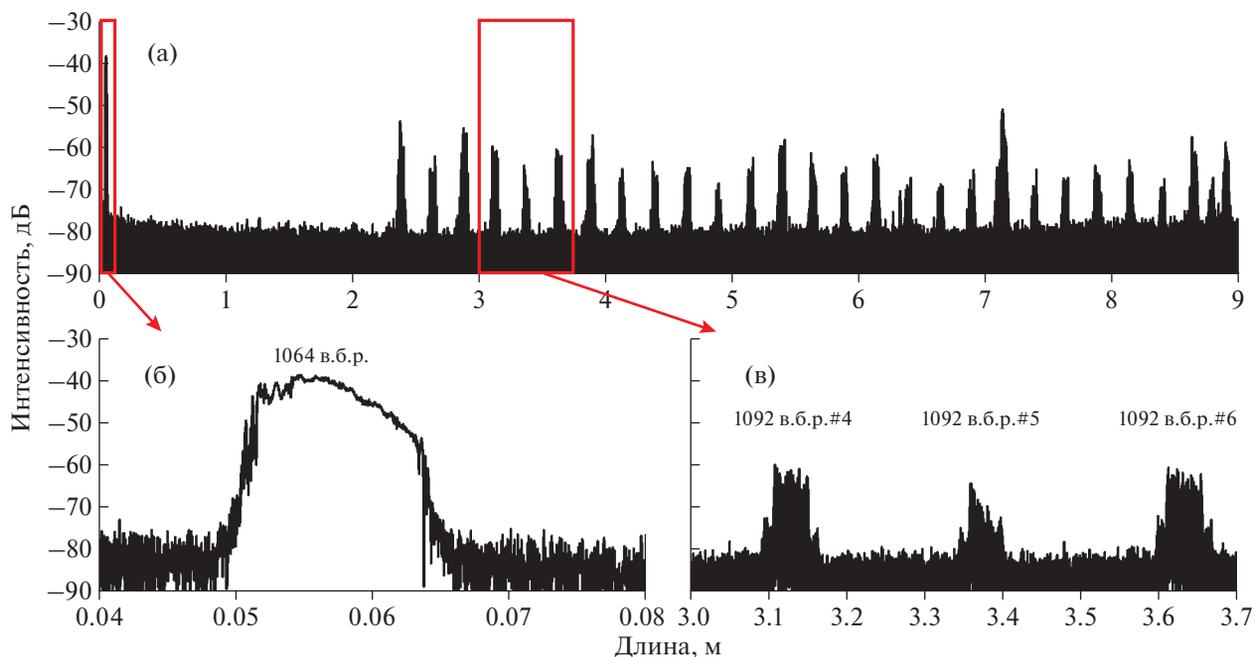


Рис. 4. Рефлектограмма сенсорной линии в разных масштабах.

лазера с самосканированием частоты один импульс во временной области соответствует одной определенной оптической частоте в спектральной области. На протяжении одного скана все импульсы являются эквидистантными в частотной области, поскольку оптическая частота изменяется между импульсами на один интервал межмодовых биений  $\sim 5.5$  МГц.

Благодаря линейной связи оптической частоты и номера импульса можно получить спектральную зависимость нормированной амплитуды сигнала интерференции, основываясь на относительном номере импульса. Рефлектограмма, т.е. продольное распределение отраженного сигнала вдоль волоконной линии, получалась в результате применения быстрого преобразования Фурье к зависимости нормированного сигнала интерференции от оптической частоты (номера импульса).

Пример рефлектограммы для изучаемой сенсорной линии представлен на рис. 4. На рис. 4а видно, что рефлектограмма состоит из множества пиков. Каждый пик соответствует отдельной в.б.р. Из рис. 4а видно, что амплитуда сигнала отражения резонансной в.б.р. выше, чем у нерезонансных в.б.р. Это связано с тем, что в.б.р. 1064 нм попадает в диапазон перестройки самосканирующего лазера, а отражение нерезонансных в.б.р. сильно подавлено. Также на рефлектограмме можно увидеть, что фактическая длина в.б.р. 1064 нм составляет  $\sim 1$  см, а у в.б.р. 1092 нм она  $\sim 4$  см, что для нерезонансных в.б.р. соответствует их реальным условиям записи.

Нормированный интерференционный сигнал соответствует отражению линейки в.б.р. целиком. Для получения оптического спектра отражения отдельной в.б.р. в линии необходимо провести обратное преобразование Фурье не для всей рефлектограммы, а только для области, в которой находится интересующая нас в.б.р. На рис. 5 приведены восстановленные спектры резонансной в.б.р. (1064 нм) (рис. 5а, 5в) и четвертой нерезонансной в.б.р. (1092 нм) (рис. 5б, 5г) для двух реализаций сканирования.

Пример двух реализаций на рис. 5а, 5в показывает, что спектры одной и той же в.б.р. в этом случае могут отличаться с точностью до постоянного сдвига по частоте. Этот относительный сдвиг возникает в результате того, что границы области самосканирования длины волны в лазере флуктуируют во времени (рис. 2). Это смещение границ, а также соответствующее им смещение спектров можно найти, применяя корреляционный анализ к измеренным оптическим спектрам (рис. 6).

На рис. 6 показаны корреляционные функции для резонансной (кривая 1) и нерезонансной (кривая 2) в.б.р. В обоих спектрах наблюдается по одному узкому пику. Его положение в обоих случаях совпадает и соответствует величине относительного смещения оптических спектров. Это означает, что для применения такой системы на практике требуется использовать дополнительный частотный репер, как в работе [7], или стабилизировать границы лазера сканирования [9, 10]. В нашей работе был применен частотный репер.

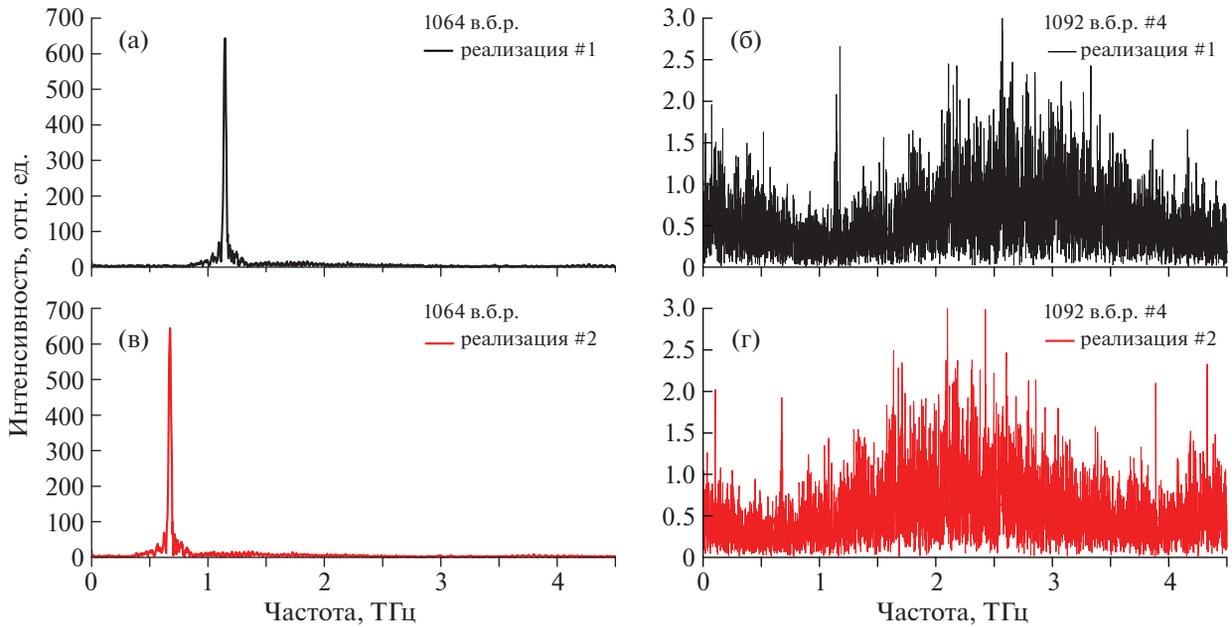


Рис. 5. Спектры резонансной (а, в) и нерезонансной (б, г) решеток при двух различных реализациях сканирования и при комнатной температуре.

Оптический спектр нерезонансной в.б.р. (рис. 5б, 5г) имеет более сложную структуру по сравнению с резонансной в.б.р. и на первый взгляд имеет случайное наполнение. Однако корреляционный анализ двух реализаций показывает наличие узкого корреляционного пика, соответствующего такому же смещению, что и для резонансной в.б.р. В частности, это свидетельствует о наличии некоторой фиксированной структуры в спектре отражения в.б.р., которая задается модуляцией показателя преломления. Этот факт может быть использован для сенсорных задач. При этом ширина корреляционного пика для нерезонансной в.б.р. существенно меньше, чем для резонансной, что можно связать с большей физической длиной нерезонансных в.б.р. По этой причине, было решено использовать в качестве частотного репера одну из нерезонансных в.б.р. (1092 в.б.р. #5).

Для демонстрации сенсорных задач одна из в.б.р. (1092 в.б.р. #4) помещалась в термостат, позволяющий производить нагрев от комнатной температуры до 100°C. В экспериментах анализировалась корреляционная функция спектров отражения в.б.р. при комнатной температуре (25°C) и в нагретом состоянии. Смещение пика корреляции может быть связано как с нагревом, так и со случайным началом частотного сканирования лазера.

Для исключения последнего вклада проводился учет сдвига по корреляционному пику реперной в.б.р., находящейся при комнатной температуре. Для этого корреляционный спектр для тестовой 1092 в.б.р. # 4 смещался по оси частот как

целое на величину смещения пика в корреляционном спектре реперной 1092 в.б.р. #5 (рис. 7).

Для каждой температуры (25, 50, 75, 100°C) измерялись две реализации спектров. Рис. 7 показывает смещение корреляционного узкого пика в область меньших частот при нагреве нерезонансной в.б.р. Величина смещения корреляционного пика линейно связана с температурой (рис. 8) с

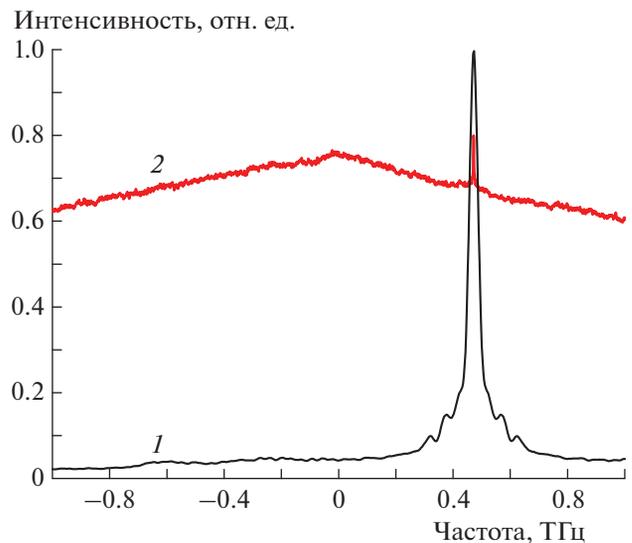
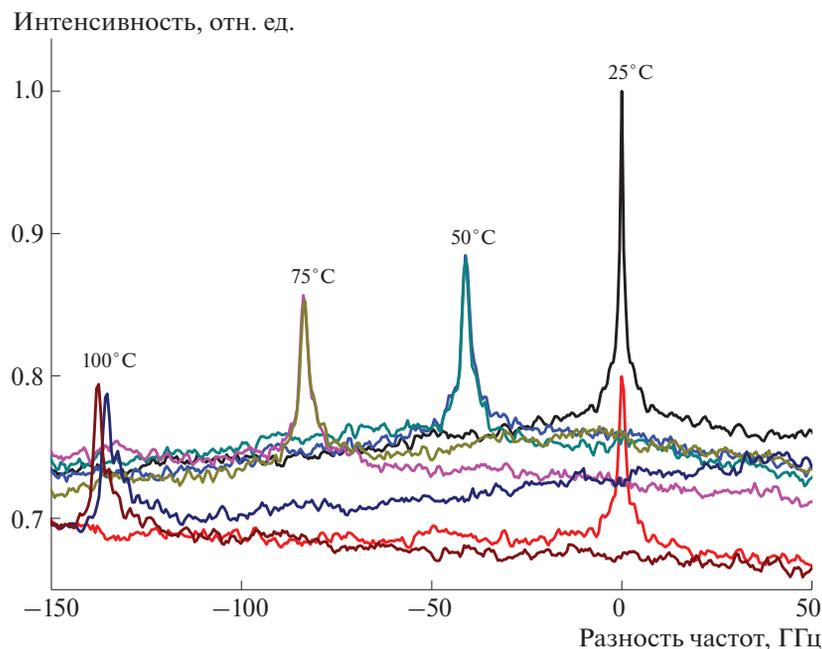


Рис. 6. Корреляционные функции между двумя спектрами для резонансной (1) и нерезонансной (2) решеток.



**Рис. 7.** Функции корреляции между спектрами отражения нерезонансной в.б.р. при комнатной температуре (25°C) и в нагретом состоянии с учетом компенсации сдвига частоты по дополнительной реперной решетке, расположенной при комнатной температуре.

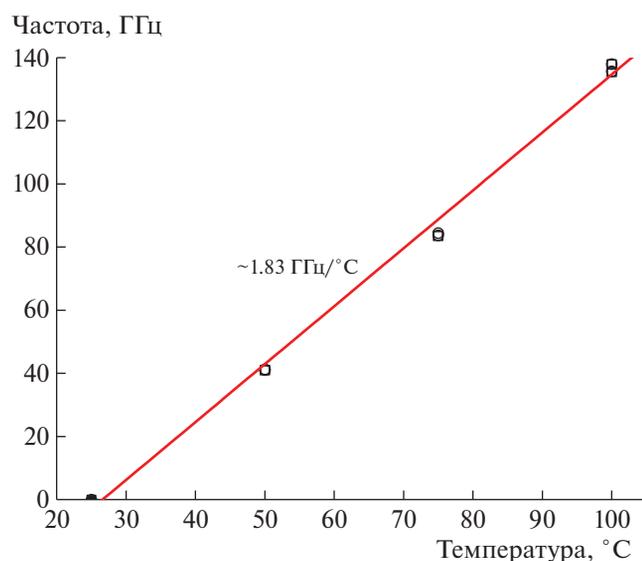
наклоном 1.83 ГГц/°C (0.73 нм/100°C), что близко к чувствительности стандартной в.б.р. в области 1 мкм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для демонстрации сенсорных применений разработанного частотного рефлектометра на ос-

нове самосканирующего лазера нами были протестированы различные волоконные брэгговские решетки показателя преломления. Показано, что в качестве чувствительного элемента могут выступать в.б.р., как попадающие, так и не попадающие в область перестройки лазера. В первом случае частотный рефлектометр аналогичен обычному устройству опроса [7].

В случае нерезонансной в.б.р. также возможно измерение смещения спектра отражения в.б.р., что позволяет измерять температуру. Преимуществом такой системы нерезонансных в.б.р. является возможность пространственного разделения откликов даже для в.б.р., имеющих одинаковые длины волн отражения. К недостаткам системы можно отнести нестабильность границ сканирования лазера, которую необходимо учитывать с помощью введения дополнительного частотного репера. Альтернативным способом эту проблему можно решить с помощью введения в резонатор лазера спектрально-селективных элементов, позволяющих уменьшить флуктуации границы области сканирования до единиц пикометров [9, 10].



**Рис. 8.** Зависимость частоты смещения корреляционного пика для нерезонансной решетки (1093 в.б.р. #4) от температуры нагревания.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках темы госзадания (№ гос. рег. АААА-А19-119112990054-4). В работе использовалось оборудование Центра коллективного пользования «Высокоразрешающая спектроскопия газов и

конденсированных сред” Институт автоматки и электрометрии СО РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hartog A.H.* An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors. Boca Raton: CRC Press, 2018.
2. *Agrawal G.* Nonlinear Fiber Optics. Cambridge: Academic Press, 2012.
3. *MacDonald R.I.* // Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 1840. <https://doi.org/10.1364/AO.20.001840>
4. *Zhao M., Tu G., Benli Yu B., Lin J.* // Proc. SPIE 10821. Advanced Sensor Systems and Applications VIII. 2018. P. 1082125. <https://doi.org/10.1117/12.2502715>
5. *Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Каблуков С.И.* // Квантовая электроника. 2019. Т. 49. № 12. С. 1121. <https://doi.org/10.1070/QEL17165>
6. *Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V., Babin S.A.* // Laser Phys.Lett. 2014. V. 11 (4). P. 045103. <https://doi.org/10.1088/1612-2011/11/4/045103>
7. *Ткаченко А.Ю., Лобач И.А.* // Прикладная фотоника. 2016. Т. 3. № 1. С. 37. <https://doi.org/10.15593/2411-4367/2016.01.03>
8. *Skvortsov M.I., Abdullina S.R., Vlasov A.A., Zlobina E.A., Lobach I.A., Terentyev V.S., Babin S.A.* // Quantum Electronics. 2017. V. 47. № 8. P. 696. <https://doi.org/10.1070/QEL16421>
9. *Tkachenko A.Yu., Vladimirskaia A.D., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Opt.Lett. 2018. V. 43. Issue 7. P. 1558. <https://doi.org/10.1364/OL.43.001558>
10. *Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Подивилов Е.В., Каблуков С.И.* // Квантовая электроника. 2018. Т. 48. № 12. С. 1132. <https://doi.org/10.1070/QEL16854>

## МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕННОГО КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОГО ВОЛОКОННОГО ДОЗИМЕТРА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА<sup>1</sup>

© 2020 г. А. В. Трегубов<sup>a,\*</sup>, В. В. Приходько<sup>a,\*\*</sup>, А. С. Алексеев<sup>a</sup>,  
А. В. Жуков<sup>a</sup>, С. Г. Новиков<sup>a</sup>, В. В. Светухин<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы  
Ульяновского государственного университета  
Россия, 432017, Ульяновск, Льва Толстого, 42

<sup>b</sup> Государственный научный центр Научно-производственный комплекс “Технологический центр”  
Россия, 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр. 7

\*e-mail: tregub@ulsu.ru

\*\*e-mail: v\_prikhodko@mail.ru

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 23.03.2020 г.

Принята к публикации 25.03.2020 г.

Приведены результаты исследования предложенной авторами концепции распределенного калориметрического волоконного дозиметра на основе эффекта вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Конструкция сенсора представляет собой один или множество термоизолированных сферических чувствительных элементов из материала с высоким коэффициентом ослабления  $\gamma$ -излучения, закрепленных с фиксированным шагом на оптическом волокне. Контроль изменения температуры сенсора вследствие взаимодействия с ионизирующим излучением осуществляется с помощью анализатора вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, что позволяет проводить измерение температуры на всем протяжении оптического волокна на расстояниях до нескольких десятков километров. Приводятся результаты модельных расчетов эффективности сферических сенсорных элементов, изготовленных из различных материалов. Выполнена оценка диапазона чувствительности предлагаемого дозиметра и проанализированы результаты предварительного эксперимента по взаимодействию сенсора с  $\gamma$ -излучением. Показано, что рабочий диапазон дозиметра по мощности дозы находится в пределах порядка 130 Гр/ч–700 кГр/ч.

DOI: 10.31857/S0032816220050067

### ВВЕДЕНИЕ

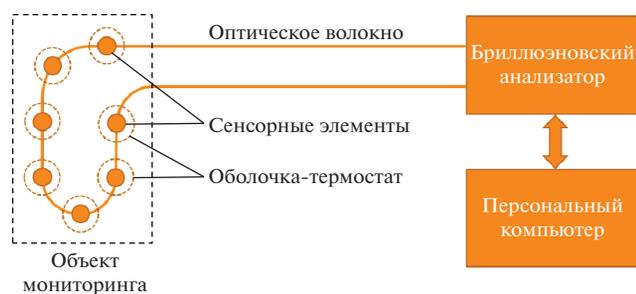
На сегодняшний день активно ведутся исследования в области разработки волоконных дозиметрических сенсоров, которые по сравнению с классическими решениями (полупроводниковыми, сцинтилляционными сенсорами, ионизационными камерами) обладают рядом преимуществ: не требуют электрического питания [1–4]; имеют высокую электромагнитную помехозащищенность [3, 4], радиационную стойкость [5]; предоставляют возможность удаленного мониторинга и мультиплексирования [3, 4]. Описанные в литературе волоконные дозиметрические системы можно разделить, в зависимости от используемого физическо-

го эффекта, на сцинтилляционные [6] и сенсоры на основе эффекта Вавилова–Черенкова.

В физике элементарных частиц известен калориметрический метод [7], основанный на преобразовании поглощенной веществом сенсора энергии падающих частиц в другой, поддающийся измерению, физический параметр – количество теплоты, выделенное при взаимодействии и характеризующее температурой тела сенсора [8]. Преимуществом калориметрических дозиметров является независимость от энергии частиц, простота конструкции и надежность.

Ранее авторами предложена концепция распределенного калориметрического дозиметра и проанализирована эффективность сенсорных элементов различной геометрической формы [9]. К преимуществам такого подхода относится возможность разработки распределенного волоконного дозиметра с использованием всего лишь одной протя-

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permsc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).



**Рис. 1.** Структурная схема калориметрического волоконного дозиметра.

женной волоконной линии. Для регистрации температуры вдоль оптического волокна предложено использовать анализатор на основе эффекта вынужденного рассеяния Манделъштама–Бриллюэна, которые давно зарекомендовали себя как высокочувствительные сенсоры температуры и деформации [10]. Подобный тип распределенного дозиметра в литературе не отражен.

В данной работе приводятся результаты дальнейшего исследования эффективности волоконного сенсора температуры для регистрации мощности дозы ионизирующего излучения с использованием модельных расчетов и эксперимента.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Авторами предложена следующая конструкция сенсора: сферические чувствительные элементы из материала с высоким коэффициентом ослабления  $\gamma$ -излучения устанавливаются на оптическое волокно с необходимым интервалом. Для снижения тепловых потерь чувствительные элементы сенсора размещаются в теплоизолирующих кожухах из высокопрозрачного для  $\gamma$ -квантов материала. Сенсорный элемент имеет центральное сквозное отверстие с диаметром, превышающим диаметр оптического волокна, и рассечен полуплоскостью, край которой совпадает с его осью вращения. Монтаж сенсора осуществляется его обжатием на оптическом волокне и фиксацией при помощи теплопроводящего эластичного клеящего состава.

Подобная конструкция дает возможность создания датчиков, которые содержат сенсорные элементы, распределенные по всей длине волокна, позволяя проводить измерения мощности дозы ионизирующего излучения вдоль траекторий протяженностью до нескольких десятков километров. Структурная схема предложенного дозиметра показана на рис. 1.

Данные о мощности дозы излучения в таком случае можно получить двумя способами:

1) оценить динамику приращения температуры калориметрического сенсора;

2) оценить разность температур сенсора и окружающей среды после достижения термодинамического равновесия.

Первый способ позволяет получать данные о динамике интенсивности ионизирующего излучения, однако чрезвычайно требователен к скорости измерений, из-за чего может быть не пригоден для работы с бриллюновским распределенным анализатором спектра.

Второй способ направлен на измерение статичного поля и позволяет проводить многократные измерения, увеличивая тем самым точность результата. При этом мощность поглощенной дозы будет пропорциональна температуре чувствительного элемента, а распределение температурных полей внутри элемента при достижении термодинамического равновесия в основном будет зависеть от следующих показателей:

- мощности дозы ионизирующего излучения;
- коэффициента ослабления  $\gamma$ -излучения материала сенсора;
- характеристик теплоизоляции сенсора;
- температуры окружающей среды.

Для оценки температуры внешней среды может быть использован соседний участок того же волокна, на котором смонтирован сенсорный элемент.

Основными требованиями к материалу для изготовления сенсорных элементов являются высокие значения коэффициента ослабления  $\gamma$ -излучения и коэффициента теплопроводности.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

### *Модельный расчет*

Для обоснования выбора материала был проведен модельный расчет энергии ионизирующего излучения, поглощенной веществом сенсора, выполненного из разных материалов: Al, Cu, Pb. Расчет взаимодействия ионизирующего излучения с веществом выполнялся с использованием численных методов Монте-Карло в реализации библиотек пакета моделирования Geant4.

В качестве высокоактивного источника радиационного излучения рассматривался источник на базе  $^{60}\text{Co}$ , и задавались соответствующий энергетический спектр и геометрия источника. Энергетический спектр источника является дискретным, энергетические пики излучения приходятся на энергии 1.17 и 1.33 МэВ.

Плоский радиационный источник размерами  $100 \times 100$  мм располагался на расстоянии 1000 мм от сенсорного элемента. При моделировании использовалась референсная физическая модель QGSP\_BIC с использованием модели кварк-глюонных струн (QGS) и бинарного каскада (Binary Cascade), которая применима для энергий  $<200$  МэВ.

Моделирование проводилось с использованием двух различных подходов: в первом случае расчет проводился на основе стандартных классов G4MultiFunctionalDetector и G4PrimitiveScorer, позволяющих на высоком уровне определять величину поглощенной энергии в объеме сенсорного элемента по завершении процесса моделирования, во втором – использовался класс G4VSensitiveDetector, на базе которого в “ручном” режиме фиксировались акты взаимодействия (Hits)  $\gamma$ -фотонов с веществом, средствами класса G4Step определялись точка пространства, в которой произошло взаимодействие, и величина поглощенной энергии на этом шаге. Результаты, полученные при втором подходе, верифицировались на основе первого.

Получено распределение поглощенной энергии в теле сенсорного элемента в зависимости от его толщины с использованием алюминия, меди и свинца. Результаты модельного расчета приведены на рис. 2. Сенсор на основе свинца наиболее эффективен, при этом максимум поглощенной энергии приходится на внешний слой толщиной до 20 мм, а затем наблюдается резкое убывание по экспоненциальному закону.

Металлы Cu и Al обладают более высокими коэффициентами теплопроводности, чем у Pb. Однако скорость теплопереноса имеет значение только при переходных процессах, возникающих при изменении мощности дозы. В стационарном поле система приходит в термодинамическое равновесие. Таким образом, большее значение имеет коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения, а теплопроводность материала может играть роль лишь при быстрых нестационарных процессах.

#### Оценка чувствительности метода

Основываясь на технических характеристиках существующих распределенных датчиков температуры DSTS BOTDA(R), проведена оценка нижнего порога чувствительности сенсора.

Производителем оборудования заявляется точность измерения температуры  $(2\sigma) \pm 0.1^\circ\text{C}$  (OZ-Optics BOTDA Модуль) для одномодового волокна с нулевой деформацией.

Для оценки практической возможности достижения указанной точности проведена серия экспериментов измерений температуры с помощью оптического волокна SMF28, размещенного в термостате. Погрешность измерения зависит от количества усредняемых результатов в каждом измерении. Минимальная достигнутая на практике [10] точность измерения температуры составила  $\sim 1^\circ\text{C}$ . Расхождение с заявленными характеристиками прибора возможно из-за недостаточной изоляции кабеля от механических воздействий.

Таким образом, проведение измерения калориметрическим дозиметром мощности дозы из-

Поглощенная энергия, кэВ

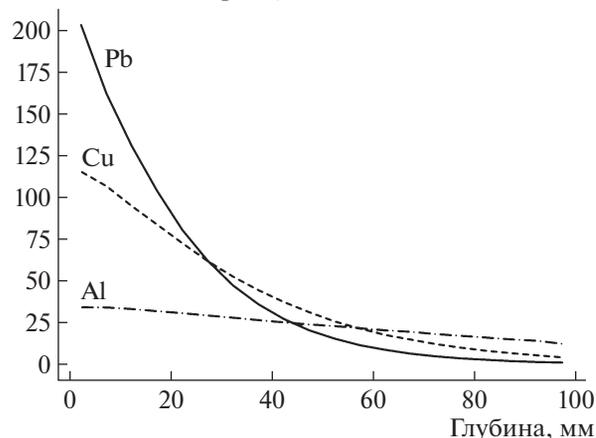


Рис. 2. Распределение поглощенной энергии в теле сенсорного элемента в зависимости от глубины для следующих материалов: алюминия, меди и свинца.

лучения с помощью бриллюэновского волоконного анализатора спектра возможно при изменении температуры сенсора не менее  $1^\circ\text{C}$ .

При нулевых теплотерях такое изменение температуры соответствует поглощению шарообразным сенсорным элементом из свинца радиусом 5 мм количества энергии, равного

$$Q = cm\Delta T = 127.5 \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}} \right] \frac{4}{3} \pi (0.005 [\text{м}])^3 \times 11340 [\text{кг}/\text{м}^3] \times 1 [^\circ\text{C}] = 0.76 \text{ Дж}, \quad (1)$$

где  $Q$  – поглощенная энергия,  $c$  – удельная теплоемкость сенсорного элемента,  $m$  – его масса,  $\Delta T$  – изменение температуры элемента.

При массе сенсорного элемента 5.93 г эта энергия соответствует поглощенной дозе величиной 130 Гр. Таким образом, грубой оценкой нижней границы чувствительности рассматриваемого дозиметра по дозе является величина порядка 130 Гр. Для оценки чувствительности по мощности дозы требуется информация о времени, за которое данное значение дозы будет поглощено, что может быть получено либо расчетным путем, либо в ходе эксперимента (см. ниже).

Для оценки верхней границы по дозе следует принять во внимание эффекты сдвига частоты и изменения ширины бриллюэновской линии вследствие взаимодействия оптического волокна с ионизирующим излучением. Согласно данным литературы [11], поглощенная волокном доза порядка 700 кГр приводит к изменению частоты и ширины линии на величину порядка 1 МГц, что соответствует возникновению погрешности измерения температуры, равной приблизительно  $1^\circ\text{C}$ . Поэтому в качестве грубой оценки верхней



Рис. 3. Внешний вид тестовой сборки.

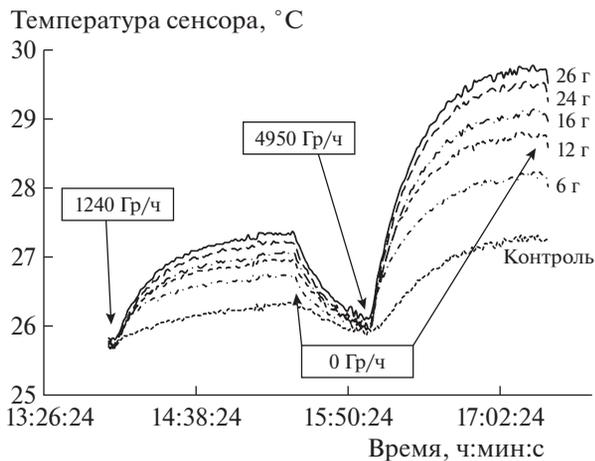


Рис. 4. Динамика нагрева и остывания сенсорных элементов при различных мощностях дозы излучения

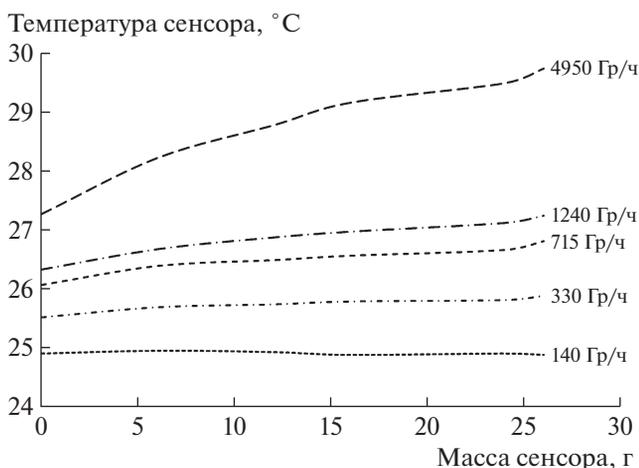


Рис. 5. Зависимость температуры сенсорного элемента от его массы.

границы рабочего диапазона calorиметрического дозиметра можно принять значение 700 кГр.

### Эксперимент

Для проведения эксперимента были изготовлены сенсорные элементы calorиметрического дозиметра, представляющие собой свинцовые сферы с отверстиями по центру для установки термопар с целью контроля температуры. Изготовлены 5 элементов с массой 6, 12, 16, 24 и 26 г, а также из экструдированного пенополистирола матрица-термостат, представляющая собой многослойный параллелепипед размером  $100 \times 100 \times 80$  мм (рис. 3). Сенсорные элементы равномерно размещены внутри термостата на окружности  $\varnothing 60$  мм. Плоскость окружности параллельна одной из сторон куба и смещена от нее на глубину 40 мм.

Измерение температуры проводилось с помощью многоканального измерителя температуры МИТ-12 – устройства, представляющего собой коммутатор с 12 входами для подключения термопар и выходом для подключения к компьютеру через интерфейс RS-232.

Эксперимент по облучению подготовленных образцов проведен на базе ВНИИ радиологии и агроэкологии (Обнинск). Объекты испытания подвергались облучению  $\gamma$ -квантами  $^{60}\text{Co}$  со следующими значениями мощности дозы [Гр/ч]: 130, 330, 700, 1240, 4950 с относительной погрешностью не более 7%.

Эксперимент проводился по следующей схеме: тестовая сборка выдерживалась в поле ионизирующего излучения до момента стабилизации температуры. После этого поле отключалось, и сборка остывала до температуры окружающей среды ( $25^\circ\text{C}$ ). Мощность поля регулировалась расстоянием от сборки до источника и контролировалась ферросульфатным дозиметром.

Результаты эксперимента представлены на рис. 4–6.

С целью теоретического описания результатов эксперимента получены кинетические уравнения, описывающие процессы нагрева и остывания.

Для случая остывания:

$$\frac{dT}{dt} = -k(T - T_E), \quad (2)$$

где  $T$  – температура объекта,  $T_E$  – температура окружающей среды,  $k$  – коэффициент теплопроводности:

$$k = \frac{\alpha S}{ct}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплопередачи,  $S$  – площадь поверхности тела,  $c$  – удельная теплоемкость сенсорного элемента,  $m$  – его масса.

Решение уравнения (2) записывается следующим образом:

$$T(t) = T_E + (T_0 - T_E)e^{-kt}, \quad (4)$$

где  $T_0$  – начальная температура объекта.

Для случая нагрева:

$$\frac{dT}{dt} = -k(T - T_E) + \frac{P}{cm}, \quad (5)$$

где  $P$  – мощность дозы ионизирующего излучения.

Решением (5) является:

$$T(t) = R + (T_0 - R)e^{-kt}, \quad (6)$$

где

$$R = T_E + \frac{P}{\alpha S}. \quad (7)$$

При сопоставлении выражений (4) и (6) с результатами эксперимента обнаружено, что теория предсказывает больший (на десятки процентов) нагрев сенсорных элементов по сравнению с наблюдаемым. Данный факт можно объяснить появлением дополнительного канала отвода тепла по термопаре. Для эксперимента использованы компенсационные кабели с достаточно большим сечением  $2 \times 0.5 \text{ мм}^2$ , что обусловлено необходимостью использования термопар длиной не менее 6 м для обеспечения безопасности экспериментатора при работе с ионизирующим излучением.

Данные эксперимента позволяют выполнить оценку чувствительности распределенного калориметрического дозиметра по мощности дозы. Выше был предложен расчет рабочего диапазона по дозе, приблизительно равного 130 Гр–700 кГр. Учитывая, что выход на насыщение по температуре происходит за время порядка 1 ч (см. рис. 4), в качестве грубой оценки чувствительности метода по мощности дозы можно принять диапазон 130 Гр/ч–700 кГр/ч.

Использование оптического волокна позволит избежать теплотерь подобного рода в силу значительно меньших значений диаметра и коэффициента теплопроводности волокна. Подготовка и постановка эксперимента с оптическим волокном и анализатором вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна будет являться предметом ближайших исследований.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы:

1. Предложенная концепция распределенного калориметрического дозиметра показала свою эффек-

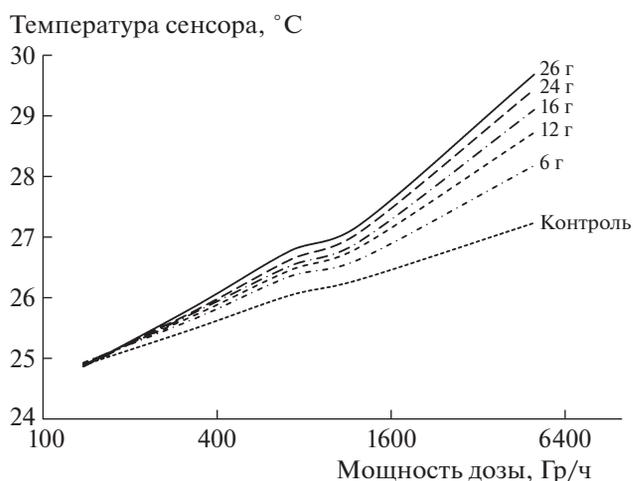


Рис. 6. Зависимость температуры сенсора от мощности дозы.

тивность на практике и представляется перспективной для дальнейшего изучения.

2. Наиболее эффективным материалом для сенсорных элементов из проанализированных является свинец, несмотря на худшие показатели теплопроводности.

3. Использование термопар вносит заметный вклад (до десятков процентов) в зависимость температуры сенсора от мощности дозы, причём эффект наиболее заметен для образцов с малой массой. Данный эффект обусловлен потерями тепла через компенсационные кабели. Использование оптоволокну в силу меньшей площади контакта сенсорных элементов с волокном и значительно меньшей теплопроводности позволит избежать дополнительных теплотерь.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Правительства Ульяновской области (грант 18-48-730038).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Beierholm A.R.* Pulse-resolved radiotherapy dosimetry using fiber-coupled organic scintillators (Ph.D. thesis). Danmarks Tekniske Universitet, Risø Nationallaboratoriet for Bæredygtig Energi, 2011.
2. *Beierholm A.R., Lindvold L., Andersen C.* // Radiation Measurements. 2011. V. 12. P. 46. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2011.04.016>
3. *Carrasco P., Jornet N., Jordi O., Lizondo M., Latorre-Musoll A., Eudaldo T., Ruiz A., Ribas M.* // Medical physics. 2015. V. 42. P. 297. <https://doi.org/10.1118/1.4903757>

4. *O'Keefe S., McCarthy D., Woulfe P.* // The British journal of radiology. 2015. V. 88. P. 20140702. <https://doi.org/10.1259/bjr.20140702>
5. *Beddar A.S.* // Radiation Measurements. 2006. V. 41. P. S124. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2007.01.002>
6. *Трегубов А.В., Светухин В.В., Беринцев А.В., Приходько В.В., Фомин А.Н., Муралев А.Б., Марков Д.В.* // Автоматизация процессов управления. 2017. № 2 (48). С. 62.
7. ГОСТ 26307-84. Источники гамма-излучения радионуклидные закрытые. Методы измерения параметров (с Изменением N 1). М.: Изд-во стандартов, 1985.
8. *Fabjan Ch.W., Gianotti F.* // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. № CERN-EP-2003-075. P. 1243. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1243>
9. *Алексеев А.С., Приходько В.В., Трегубов А.В.* // Фотон-экспресс. 2019. № 6 (158). С. 344. <https://doi.org/10.24411/2308-6920-2019-16180>
10. *Tregubov A.V., Svetukhin V.V., Prikhodko V.V., Novikov S.G., Berintsev A.V.* // Results in Physics. 2016. V. 6. P. 131. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2016.01.008>
11. *Alasia D., Fernandez A.F., Brichard B., Abrardi L., Thevenaz L.* // Proceedings 17th International Conference on Optical Fibre Sensors. 2005. V. 5855. <https://doi.org/10.1117/12.623703>

## ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ОДНОВРЕМЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ–ПЕРО И ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ<sup>1</sup>

© 2020 г. К. М. Фадеев<sup>a,b,\*</sup>, Д. Д. Ларионов<sup>a</sup>, Л. А. Жикина<sup>a,b</sup>,  
А. М. Минкин<sup>a,b</sup>, Д. И. Шевцов<sup>a,b</sup>

<sup>a</sup> Пермская научно-производственная приборостроительная компания  
Россия, 614990, Пермь, ул. 25 Октября, 106

<sup>b</sup> Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

\*e-mail: FadeevKM@pnpk.ru

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 23.03.2020 г.

Принята к публикации 25.03.2020 г.

Представлен датчик одновременного измерения давления и температуры, выполненный полностью из кварцевых компонентов и с использованием интерферометра Фабри–Перо и волоконной брэгговской решетки (в.б.р.). Такая комбинация позволяет одновременно измерять температуру и давление, а также снизить вклад температуры в измерение давления. Чувствительным элементом является мембрана из кварцевого стекла, выполненная травлением. Чувствительность датчика к давлению составляет 50 нм/бар, а к температуре 4.6 нм/°С со стороны интерферометра Фабри–Перо и 10 пм/°С со стороны в.б.р. Показано использование в.б.р. в качестве термокомпенсирующего элемента.

DOI: 10.31857/S003281622005002X

### ВВЕДЕНИЕ

Волоконно-оптические датчики широко используются для измерения различных физических величин. Измерение температуры и давления в экстремальных условиях окружающей среды является областью, где волоконно-оптические датчики находят свое применение и постепенно заменяют менее эффективные электрические датчики благодаря таким свойствам, как взрыво- и пожаробезопасность, невосприимчивость к электромагнитному излучению, коррозионная стойкость, высокая температуростойкость, высокая чувствительность, малые габариты и вес.

Датчик на основе волоконной брэгговской решетки является одним из универсальных волоконно-оптических датчиков температуры и уже хорошо себя зарекомендовал для применения в различных областях [1, 2]. Волоконная брэгговская решетка (в.б.р.) представляет собой периодическую структуру показателя преломления в

сердцевине оптического волокна (о.в.). Выходной сигнал в.б.р. зависит от деформации и температуры:

$$\Delta\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda(kv + \alpha\Delta T),$$

где  $k$  – коэффициент тензочувствительности,  $\alpha$  – коэффициент температурной чувствительности,  $n_{\text{eff}}$  – эффективный показатель преломления,  $\lambda_B$  – длина отраженной волны (брэгговская длина волны),  $\Lambda$  – период решетки,  $v$  – механическая деформация,  $\Delta T$  – изменение температуры.

Таким образом, в.б.р. может являться чувствительным элементом и датчика температуры, и датчика давления. Наиболее важным свойством в.б.р. является узкополосное отражение оптического излучения, относительная спектральная ширина которого зависит от физической длины решетки. Одним из главных преимуществ в.б.р. является возможность ее мультиплексирования. Это значит, что на один канал датчика можно установить несколько в.б.р., измеряя значение температуры и деформации в разных точках пространства. В случае использования оптического волокна с в.б.р. в качестве датчика давления, оно может быть за-

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permsc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

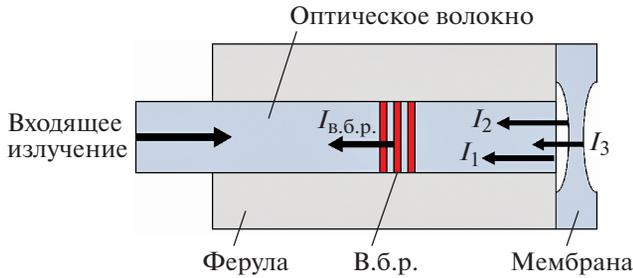


Рис. 1. Схема чувствительного элемента датчика давления и температуры.

креплено на мембране, которая прогибается под действием внешнего давления [3–5]. Однако такие датчики обладают высокой чувствительностью к температуре [6], невысокой чувствительностью к давлению и неприменимы для областей, где требуются миниатюрные размеры датчика, так как в.б.р. имеет размеры около 1 см [7].

Для измерения давления с высокими точностью, чувствительностью и разрешением применяются датчики на основе интерферометра Фабри–Перо [8, 9]. Чувствительный элемент таких датчиков представляет собой интерферометр Фабри–Перо, зеркала которого являются сколотое оптическое волокно и перпендикулярно закрепленная мембрана.

Схема датчика и распространения излучения в нем представлена на рис. 1. Обратные отражения от торца о.в., внутренней и внешней поверхностей мембраны возвращаются в систему опроса, где взаимодействуют между собой и формируют на фотоприемнике интерференционную картину. Для трехлучевого низкокогерентного интерферометра она формируется по уравнению:

$$I = I_1 + I_2 + I_3 - 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{4\pi L}{\lambda}\right) - 2\sqrt{I_2 I_3} \cos\left(\frac{4\pi n d}{\lambda}\right) + 2\sqrt{I_3 I_1} \cos\left(\frac{4\pi(L + nd)}{\lambda}\right),$$

где  $I_1$ ,  $I_2$ ,  $I_3$  – интенсивность света от отражений торца о.в., внутренней и внешней поверхности мембраны,  $L$  – база интерферометра,  $d$  – толщина мембраны,  $n$  – показатель преломления материала мембраны,  $\lambda$  – длина волны излучения.

По уравнению видно, что вид интерференционной картины зависит от базы интерферометра  $L$  – длины воздушного зазора между торцом о.в. и поверхностью мембраны, а также от толщины стекла мембраны  $d$ . При воздействии внешнего давления происходит прогиб мембраны, вследствие чего изменяется база интерферометра  $L$ . Из-за этого происходит изменение периода интерференционной картины, вследствие чего можно наблюдать общее ее смещение. Прогиб мембраны

под воздействием давления можно описать выражением [10]:

$$\Delta L = \frac{3(1 - \mu^2)R^4}{16Ed^3} \Delta P,$$

где  $R$  и  $d$  – радиус и толщина мембраны,  $E$  – модуль Юнга,  $\mu$  – коэффициент Пуассона.

Датчик на основе интерферометра Фабри–Перо также реагирует и на температуру. Для исключения температурного вклада необходимо использовать датчик температуры. Комбинация в.б.р. в качестве датчика температуры и интерферометра Фабри–Перо в качестве датчика давления позволяет одновременно измерять давление и температуру.

### ОПИСАНИЕ ДАТЧИКА ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Схематично устройство датчика представлено на рис. 1. Упругая мембрана и ферула (капилляр) выполнены из кварцевого стекла КУ-1. Для изготовления мембраны применялись методы объемной микрообработки стекла, включающие нанесение защитных слоев, формирование структур при помощи фотолитографии и химического травления в растворе на основе фтороводородной кислоты. Толщина тонкой части мембраны составляла  $50 \pm 1$  мкм.

Особенностью предлагаемой конструкции является использование бесклевого соединения стеклянных деталей при помощи эфира ортокремниевой кислоты. Образующийся в процессе соединения слой диоксида кремния обеспечивает прочное и герметичное соединение.

Оптический спектр датчика представлен на рис. 2. Период интерференционной картины определяется базой интерферометра – расстоянием между торцом о.в. и внутренней поверхностью мембраны. База интерферометра в такой конструкции составляет около 200 мкм. По пику в.б.р. можно определить текущую температуру датчика, а по изменению интерференционной картины – оказываемое на датчик давление.

Длина базы интерферометра определяется по оптическому сигналу интерферометра:

$$L = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_2 - \lambda_1)},$$

где  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – длины волн, отличающиеся по фазе на  $2\pi$ .

Смещение пика в.б.р. от температуры происходит линейно по заранее определенному закону. Используя коэффициенты  $k_T$ ,  $k_P$ ,  $k_{FBG}$ , можно составить уравнение датчика в матричной форме [11]:

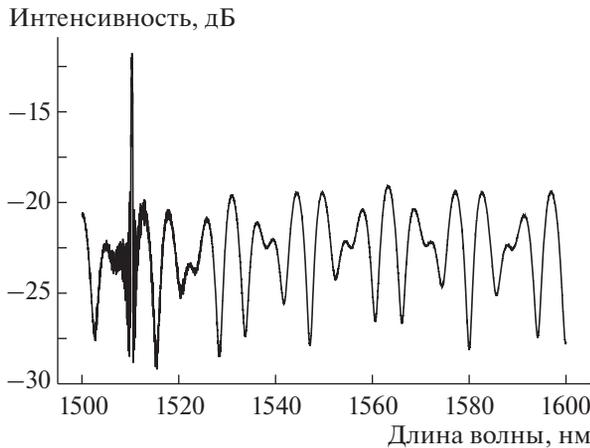


Рис. 2. Сигнал датчика давления и температуры.

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_B \\ \Delta L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & k_{FBG} \\ k_P & k_T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta P \\ \Delta T \end{bmatrix}.$$

### ЭКСПЕРИМЕНТ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В эксперименте датчик давления и температуры подключался к анализатору сигналов оптических датчиков Astro A320 (ООО “Инверсия-С”, Россия). Для определения чувствительности датчика к давлению использовалось гидравлическое устройство сравнительной калибровки (ООО “Альфапаскаль”, Россия). В системе стоял контрольный манометр Wika CPG1000 (Wika Co., Германия), по которому определялось воздействие на датчик давление. Для определения чувствительности к температуре датчик был помещен в температурную камеру Espec MC-811P (ESPEC Corp., Япония). Эти эксперименты проводились независимо при постоянной температуре и постоянном давлении соответственно.

Для определения чувствительности датчика к давлению прикладывалась нагрузка дистиллированной водой до 100 бар с шагом 10 бар. График прогиба мембраны под действием внешнего давления представлен на рис. 3. Чувствительность датчика составила 50 нм/бар, нелинейность – 1.5 бар.

Для определения чувствительности к температуре датчик подвергался изменению температуры от  $-20^{\circ}\text{C}$  до  $+60^{\circ}\text{C}$  с шагом  $20^{\circ}\text{C}$ . Как было сказано ранее, интерферометр Фабри–Перо наряду с в.б.р. также реагирует на температуру. Чувствительность в.б.р. к температуре составила  $10 \text{ пм}/^{\circ}\text{C}$ , а чувствительность интерферометра –  $4.6 \text{ нм}/^{\circ}\text{C}$ . На графике на рис. 4 представлено сравнение в.б.р. и интерферометра. Стоит отметить, что изменение

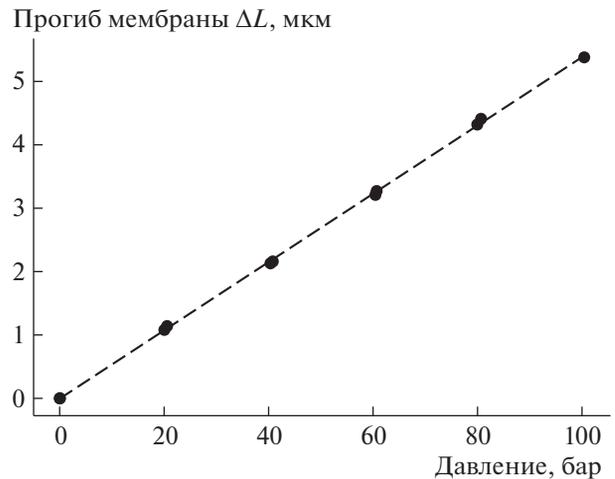


Рис. 3. Прогиб мембраны под действием внешнего давления.

длины воздушного зазора изменяется линейно, следовательно, температурный вклад в измерение давления можно компенсировать без дополнительных сложностей благодаря учету температуры с в.б.р.

Так же температура влияет и на чувствительность датчика по давлению (см. рис. 5).

Используя полученные коэффициенты чувствительности к давлению и к температуре, матричное уравнение датчика приобретает следующий вид:

$$\begin{bmatrix} \Delta\lambda_B \\ \Delta L \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 10 \text{ пм}/^{\circ}\text{C} \\ 50 \text{ нм}/\text{бар} & 4.6 \text{ нм}/^{\circ}\text{C} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta P \\ \Delta T \end{bmatrix}.$$

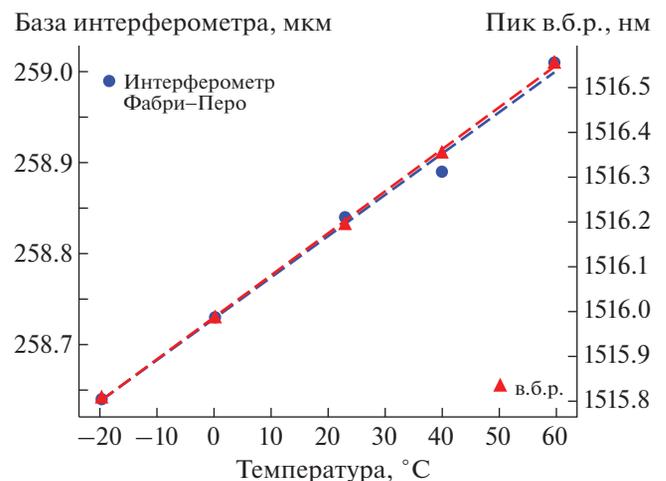


Рис. 4. Изменение базы интерферометра Фабри–Перо и смещение пика в.б.р. под действием температуры.

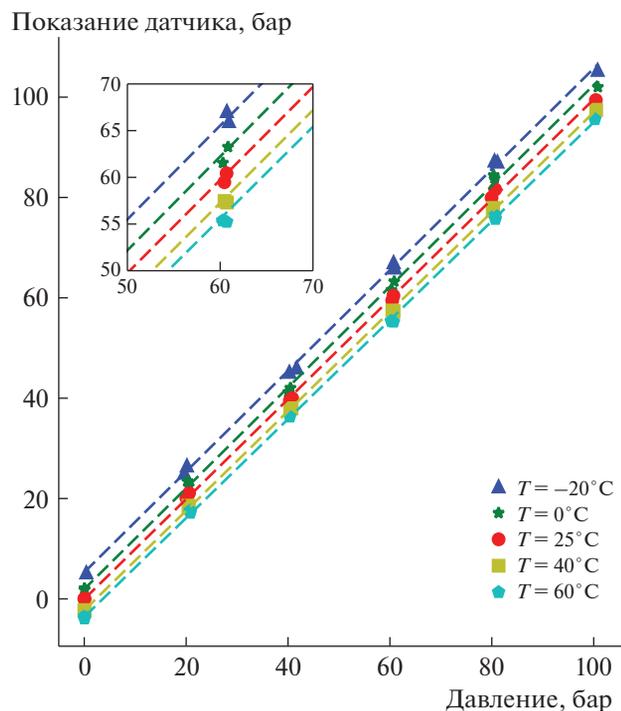


Рис. 5. Влияние температуры на показания датчика давления без использования термокомпенсации.

Обратная матрица используется для определения значения давления и температуры по оптическому спектру датчика давления и температуры.

Для проверки термокомпенсирующего элемента датчик был установлен в барокамере и термокамере, где на него воздействовали одновременно и давление, и температура. Данные о температуре датчика были сняты с сигнала в.б.р., а данные о давлении — с интерферометра Фабри—Перо. После испытаний формировались калибровочные уравнения датчика для каждой температуры. Показания датчика в виде прогиба мембраны на каждой температуре переводились в показания давления по этим калибровочным уравнениям. Результаты представлены на рис. 6.

Использование термокомпенсации заметно снижает разброс значений показания датчика. Среднеквадратическое отклонение показаний без использования термокомпенсации составляет 3.5 бар, а с термокомпенсацией — 0.66 бар.

## ВЫВОДЫ

В статье представлен волоконно-оптический датчик одновременного измерения температуры и давления, работающий на основе интерферометра Фабри—Перо и волоконной брэгговской решетки. Показано, что использование данной технологии эффективно для одновременного изме-

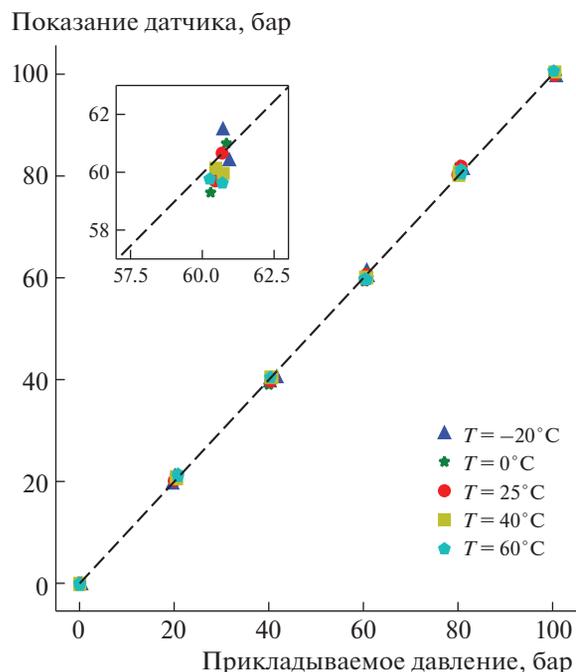


Рис. 6. Работа датчика при разной температуре с термокомпенсирующим алгоритмом.

рения этих физических величин. Чувствительность мембраны толщиной  $50 \pm 1$  мкм к давлению составляет 50 нм/бар, а к температуре около 4.6 нм/°C, чувствительность положения пика в.б.р. к температуре — 10 пм/°C.

Использование одновременного измерения температуры и давления позволяет программно проводить компенсацию температурного вклада в показания датчика давления, тем самым снижая погрешность датчика при работе в различных температурных условиях. Благодаря преимуществам волоконной оптики такие датчики потенциально могут применяться для работы в условиях жесткой окружающей среды: газотурбинные двигатели и установки, нефте- и газодобыча, исследование различных геологических объектов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шижкин В.В., Гранев И.В., Шелемба И.С. // Прикладная фотоника. 2016. Т. 3. № 1. С. 61.
2. Качура С.М., Постнов В.И. // Труды ВИАМ. 2019. № 5 (77). С. 52. <https://cyberleninka.ru/article/n/perspektivnye-optovolokonnye-datchiki-i-ih-primeneniye-obzor>
3. Jun Huang, Zude Zhou, Xiaoyan Wen, Dongsheng Zhang // Measurement. 2013. V. 46. № 3. P. 1041.
4. Zhang W.T., Li F., Liu Y.L., Liu L.H. // IEEE Photonics Technology Lett. 2007. V. 19. № 19. P. 1553.

5. Милёшин В.А., Симонов М.А., Брицкий В.А. // Российская научно-техническая конференция с международным участием. Информатика и технологии. Инновационные технологии в промышленности и информатике (11–12 апреля 2019, Москва). 2019. С. 115.
6. Волынец А.Б., Сосунов А.В., Гуляев А.П. // Физика для Пермского края. 2014. № 7. С. 11.
7. Достовалов А.В., Вольф А.А., Бабин С.А. // Прикладная фотоника. 2014. № 2. С. 48.
8. Hill G.C., Melamud R., Declercq F.E., Davenport A.A., Chan I.H., Hartwell P.G., Pruitt B.L. // Sensors and Actuators A: Physical. 2007. V. 138. №. 1. P. 52.
9. Zhu Y., Wang A. // IEEE Photonics Technology Letters. 2005. V. 17. № 2. P. 447.
10. Тимошенко С.П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М.: Наука, 1966. С. 71.
11. Tonguy Liu, Gerard Franklyn Fernando, Yun-Jiang Rao, David A. Jackson, Lin Zhang, Ian Bennion // Smart Structures and Materials 1997: Smart Sensing, Processing, and Instrumentation. International Society for Optics and Photonics. 1997. V. 3042. P. 203.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 539.123

**КАЛИБРОВКА ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ КАНАЛОВ НЕЙТРИННОГО  
ТЕЛЕСКОПА VAİKAL-GVD**

© 2020 г. А. В. Аврорин<sup>а</sup>, А. Д. Аврорин<sup>а</sup>, В. М. Айнутдинов<sup>а</sup>, R. Bannasch<sup>і</sup>, Z. Bardáčová<sup>g</sup>,  
И. А. Белолаптиков<sup>б</sup>, В. Б. Бруданин<sup>б</sup>, Н. М. Буднев<sup>с</sup>, А. Р. Гафаров<sup>с</sup>, К. В. Голубков<sup>а</sup>,  
Н. С. Горшков<sup>б</sup>, Т. И. Гресь<sup>с</sup>, R. Dvornický<sup>б, g</sup>, Г. В. Домогацкий<sup>а</sup>, А. А. Дорошенко<sup>а</sup>,  
Ж.-А. М. Джилкибаев<sup>а</sup>, В. Я. Дик<sup>б</sup>, А. Н. Диячок<sup>с</sup>, Е. Eckerová<sup>g</sup>, Д. Н. Заборов<sup>а</sup>, Р. А. Иванов<sup>б</sup>,  
М. С. Катулин<sup>б</sup>, К. Г. Кебкал<sup>і</sup>, О. Г. Кебкал<sup>і</sup>, В. А. Кожин<sup>д</sup>, М. М. Колбин<sup>б</sup>, К. В. Конищев<sup>б</sup>,  
А. В. Коробченко<sup>б</sup>, А. П. Кошечкин<sup>а</sup>, М. В. Круглов<sup>б</sup>, М. К. Крюков<sup>а</sup>, В. Ф. Кулепов<sup>е</sup>,  
М. В. Миленин<sup>а</sup>, Р. А. Миргазов<sup>с</sup>, V. Nazari<sup>б</sup>, Д. В. Наумов<sup>б</sup>, А. И. Панфилов<sup>а</sup>, Д. П. Петухов<sup>а</sup>,  
Е. Н. Плисковский<sup>б</sup>, М. И. Розанов<sup>ф</sup>, В. Д. Рушай<sup>б</sup>, Е. В. Рябов<sup>с</sup>, Г. Б. Сафронов<sup>а</sup>, F. Šimkovič<sup>б, g, h</sup>,  
А. В. Скурихин<sup>д</sup>, А. Г. Соловьев<sup>б</sup>, М. Н. Сороковиков<sup>б</sup>, I. Štekl<sup>h</sup>, О. В. Суворова<sup>а</sup>, Е. О. Сушенок<sup>б</sup>,  
В. А. Таболенко<sup>с</sup>, Б. А. Таращанский<sup>с</sup>, L. Fajtl<sup>h</sup>, С. В. Фиалковский<sup>е</sup>, Е. В. Храмов<sup>б</sup>,  
Б. А. Шайбонов<sup>б</sup>, М. Д. Шелепов<sup>а, \*</sup>, С. А. Яковлев<sup>і</sup>

<sup>а</sup> Институт ядерных исследований РАН

Россия, 117312, Москва, просп. 60-летия Октября, 7а

<sup>б</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>с</sup> Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

<sup>д</sup> Институт ядерной физики им. Скобелыцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>е</sup> Нижегородский государственный технический университет, Нижний Новгород, Россия

<sup>ф</sup> Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>g</sup> Comenius University, Mlynská dolina F1, SK-842 48 Братислава, Словакия

<sup>h</sup> Czech Technical University in Prague, 12800 Прага, Чешская Республика

<sup>і</sup> EvoLogics GmbH, Берлин, Германия

\*e-mail: shelepov-1992@mail.ru

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.

После доработки 27.02.2020 г.

Принята к публикации 28.02.2020 г.

Проект Vaikal-GVD направлен на создание глубоководного нейтринного телескопа масштаба кубического километра в озере Байкал. Установка находится на этапе развертывания, и в настоящее время ее эффективный объем в задаче регистрации ливней от нейтрино высоких энергий астрофизической природы достиг  $0.25 \text{ км}^3$ . Набор экспериментальных данных на телескопе осуществляется с 2015 г. в режиме постоянной экспозиции одновременно с наращиванием детектора. Данная статья посвящена вопросу калибровки измерительной системы нейтринного телескопа. В ней представлена аппаратура калибровочной системы, описана методика калибровки и обсуждаются вопросы точности, надежности и эффективности разработанных калибровочных процедур.

DOI: 10.31857/S0032816220040102

**ВВЕДЕНИЕ**

Целью проекта Vaikal-GVD является исследование источников и механизмов генерации частиц высоких и сверхвысоких энергий, а также форм существования и процессов эволюции вещества во Вселенной на основании экспериментальных данных, полученных на Байкальском глубоководном нейтринном телескопе [1]. Телескоп расположен в оз. Байкал на глубинах от 750 до 1275 м. Набор экспериментальных данных на телескопе осуществ-

лялся в режиме постоянной экспозиции одновременно с наращиванием детектора.

В настоящее время в оз. Байкал успешно функционирует установка, состоящая из 1440 фотодетекторов (оптических модулей), которая является крупнейшим глубоководным телескопом Северного полушария. Эффективный объем телескопа Vaikal-GVD достиг  $0.25 \text{ км}^3$  в задаче регистрации ливней от нейтрино высоких энергий астрофизической природы, что составляет около

0.6 от эффективного объема антарктического детектора IceCube [2, 3].

Принцип работы нейтринного телескопа основан на регистрации оптическими сенсорами, размещенными в водной среде, черенковского излучения продуктов взаимодействия нейтрино высокой энергии с водой. Широкий диапазон энергий регистрируемых событий ( $10^{11}$ – $10^{17}$  эВ) и требуемая высокая точность восстановления направления движения нейтрино (лучше  $1^\circ$ ) накладывают жесткие требования на характеристики и калибровку измерительной системы детектора.

Динамический диапазон измерения и калибровки каналов установки должен составлять от 1 до  $10^5$  фотонов, регистрируемых фотоэлектронными умножителями, а точность измерения времени их регистрации должна быть порядка единиц наносекунд.

Кроме того, учитывая планируемый продолжительный период эксплуатации детектора (десять и более лет), в течение которого возможны существенные изменения характеристик измерительных каналов, калибровка должна осуществляться на постоянной основе в условиях работающей установки.

Данная статья посвящена вопросам калибровки нейтринного телескопа Baikal-GVD. В статье рассматриваются аппаратура и методы амплитудной и временной калибровки каналов в широком динамическом диапазоне, описан набор программных инструментов, обеспечивающих автоматизированное проведение калибровочных сеансов и обработку полученных данных, обсуждаются результаты калибровки и вопросы точности, надежности и эффективности разработанных калибровочных процедур.

## СТРУКТУРА ДЕТЕКТОРА

Телескоп Baikal-GVD имеет модульную структуру, формируемую из функционально законченных установок – кластеров вертикальных гирлянд оптических модулей (о.м.). Расстояние между центрами кластеров составляет 300 м.

Каждый кластер Baikal-GVD представляет собой детектор черенковского излучения, состоящий из 288 оптических модулей. Оптические модули содержат фотоэлектронные умножители (ф.э.у.) Hamamatsu R7081-100 с полусферическим фотокатодом диаметром 10 дюймов и квантовой эффективностью  $\sim 35\%$ . Кластер является функционально законченной установкой, оснащенной независимой системой сбора данных и соединенной с береговым центром управления отдельной электрооптической линией электропитания и связи.

Каждый кластер телескопа содержит 8 гирлянд о.м.: одну центральную и семь периферийных, размещенных равномерно по окружности радиу-

сом 60 м. Длина гирлянды 525 м. Вдоль нее через каждые 15 м размещены о.м. Каждая гирлянда установки содержит три секции о.м. (12 о.м. в секции) и 4 акустических модема гидроакустической системы позиционирования. Последняя обеспечивает определение пространственных координат о.м. с точностью  $\sim 10$  см [4].

В центральном модуле каждой секции осуществляется непрерывное сканирование аналоговых выходов двенадцати оптических модулей 12-битными аналого-цифровыми преобразователями (а.ц.п.) с частотой дискретизации 200 МГц. При реализации триггерных условий формируются временные кадры каналов – преобразованные в цифровой код последовательные наборы амплитуд входных сигналов. Каждый кадр содержит информацию о сигналах, поступивших с канала в интервале времени 5 мкс. Использование методики сканирования при помощи быстрых а.ц.п. существенно увеличивает информативность физических событий [5].

С апреля 2019 г. конфигурация установки Baikal-GVD включает в себя пять кластеров (рис. 1). При этом эффективный объем детектора соответствует  $0.25 \text{ км}^3$  для регистрации каскадных событий от нейтрино с энергией выше 100 ТэВ.

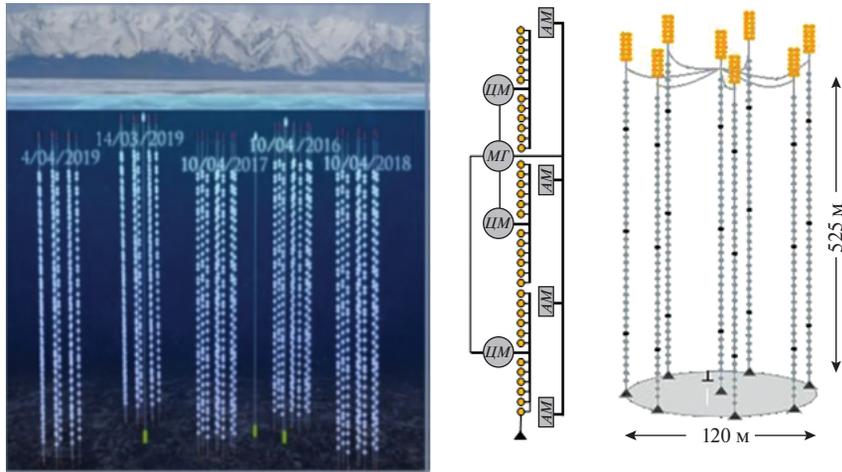
## АППАРАТУРА И МЕТОДИКА КАЛИБРОВКИ

Методика калибровки нейтринного телескопа в природных условиях основана на использовании светодиодных калибровочных источников света, расположенных в области рабочего объема установки. Для комплексной проверки работы систем калибровки используются лазерные калибровочные источники, световые импульсы которых регистрируются несколькими кластерами детектора.

При выполнении калибровочных процедур используются результаты измерения формы импульсов, регистрируемых на каналах. Это позволяет выбирать уровень порога для определения времени регистрации и использовать методику регистрации нескольких импульсов от различных источников одним каналом для измерения его временных параметров.

### *Светодиодная система калибровки*

Для амплитудной калибровки каналов и определения их относительных временных задержек используются светодиодные калибровочные источники, размещенные как непосредственно внутри оптических модулей, так и в отдельных глубоководных корпусах на гирляндах. Калибровочная светодиодная система реализована на основе светодиодных источников Kingbright L7113 PVC-A с длиной волны 470 нм в максимуме спектрального распределения излучаемых фотонов, угол излуче-



**Рис. 1.** Слева – схема расположения пяти кластеров установки Baikal-GVD (указаны даты введения кластера в эксплуатацию); справа – схема гирлянды из оптических модулей и кластера: *МГ* – модуль гирлянды, *ЦМ* – центральный модуль, *АМ* – акустический модем.

ния  $\sim 15^\circ$ . Управление работой светодиодов осуществляется через специализированный контроллер (продукция компаний ООО “СНИИП-АУНИС” и “ИПК ЛИК”) и светодиодные драйверы, принцип работы которых основан на подходе, предложенном в работе [6].

Контроллер позволяет управлять работой двух светодиодных источников. Помимо регулировки интенсивности, частоты повторения и скважности световых вспышек каждого из светодиодов, предусмотрена возможность регулировки задержки между их импульсами в диапазоне от 0 до 1000 нс с шагом  $\sim 100$  нс. Длительность фронта светового импульса составляет в среднем величину менее 3 нс, а длительность импульса на половине высоты – 5–7 нс. Количество фотонов во вспышке может регулироваться в пределах от 1 до  $\sim 10^8$ . При максимальной интенсивности вспышки сигнал от светодиода может быть зарегистрирован в байкальской воде оптическим модулем, находящимся на расстоянии  $\sim 100$  м от источника.

Возможность прецизионной регулировки интенсивности излучения светодиодов позволяет проводить амплитудную калибровку (измерять однофотонные спектры ф.э.у.) и определять градуировочные кривые каналов (зависимость заряда сигнала на выходе спектрометрического канала от количества фотоэлектронов (ф.э.), выбитых из фотокатода ф.э.у.) как в лабораторных условиях, так и непосредственно при штатном функционировании установки в натуральных условиях.

В случае оценки градуировочных кривых в лабораторных условиях проводятся серии измерений, в которых регистрируются поочередно заряды сигналов, инициированных первым светодиодом оптического модуля, вторым светодиодом и двумя светодиодами одновременно, после чего

применяется итерационный процесс, в котором величины зарядов вспышек первого и второго светодиодов подбираются равными заряду от одновременной вспышки двух светодиодов. Последовательное удвоение интенсивности световых вспышек позволяет экстраполировать результаты измерения градуировочного коэффициента канала из линейной области (до  $\sim 10^2$  ф.э.) в нелинейную область измерений.

Точность измерения градуировочной кривой о.м. составляет около 20% в области до  $10^4$  ф.э. и определяется количеством итераций, точностью подбора требуемых величин зарядов выходных импульсов светодиодов и взаимным влиянием каналов друг на друга (перекрестными наводками). Для оценки величины перекрестных наводок светодиодных каналов служит параметр  $r$ , определяемый как:

$$r = \frac{Q(u_1, u_2 = 0) - Q(u_1, u_2 = u_1)}{Q(u_1, u_2 = 0)},$$

где  $Q(u_1, u_2)$  – средний заряд сигналов с ф.э.у., инициированных двумя светодиодами с управляющими напряжениями  $u_1$  и  $u_2$ , при условии, что второй светодиод оптически изолирован от фотокатода ф.э.у.

На рис. 2 представлено измеренное значение параметра  $r$  для одного из светодиодных источников как функция количества излучаемых фотонов. Согласно рисунку, величина перекрестных наводок между каналами светодиодов существенно меньше 1%.

В каждом оптическом модуле установлены два светодиода, ориентированные вверх и позволяющие измерять временные сдвиги каналов в пределах одной гирлянды.

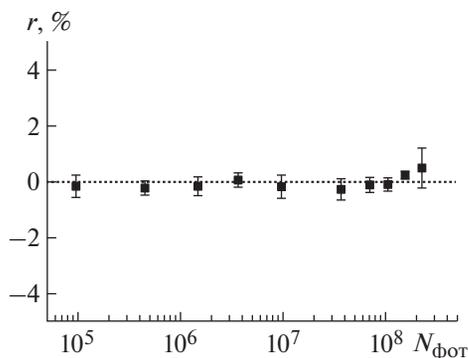


Рис. 2. Величина перекрестных наводок между каналами двух светодиодов в зависимости от интенсивности их свечения.

Для относительной временной калибровки каналов, расположенных на разных гирляндах, используются светодиодные калибровочные источники, размещенные в отдельных глубоководных корпусах (матрицы светодиодов). Каждая матрица содержит 12 светодиодов. Шесть светодиодов ориентированы в вертикальном направлении, обеспечивая засветку о.м., расположенных на гирлянде, на которой размещается матрица. Остальные шесть светодиодов ориентированы в горизонтальном направлении (азимутальный угол между соседними светодиодами  $60^\circ$ ), засвечивая о.м. соседних гирлянд.

Для управления работой матриц светодиодов используются контроллеры, полностью аналогичные контроллерам о.м. К первому каналу контроллеров подключаются параллельно шесть драйверов вертикально ориентированных светодиодов, ко второму каналу — шесть горизонтально ориентированных источников света.

### Лазерный калибровочный источник

Лазерный калибровочный источник света был разработан для байкальского эксперимента фирмой ООО НПЦ «ЭЛС-94» в 2016 г. В 2017 г. первый калибровочный лазерный источник света был введен в состав экспериментального комплекса Baikal-GVD на оз. Байкал.

Лазерный источник излучает на длине волны 532 нм. Энергия в импульсе достигает 0.37 мДж ( $\sim 10^{15}$  фотонов) при длительности вспышки  $\sim 1$  нс.

С использованием лазерного источника света осуществляются оценка эффективности и комплексная проверка временной и амплитудной калибровки каналов, точности позиционирования о.м. и корректности синхронизации кластеров. В состав лазерного источника входит система излучения света, система контроля стабильности интенсивности излучения, управляемый аттенуатор и диффузор, обеспечивающий формирование изотропного потока излучения.

Аттенуатор имеет 36 уровней ослабления сигнала с шагом 3 дБ. Внешний вид лазерного источника показан на рис. 3. На этом же рисунке (справа) показаны области, в которых сигнал от лазера, регистрируемый фотодетекторами телескопа, составляет 1 ф.э. и 10 ф.э.

### АМПЛИТУДНАЯ КАЛИБРОВКА КАНАЛОВ

Амплитудная калибровка каналов основана на измерении однофотозлектронных спектров ф.э.у. — амплитудных распределений, полученных в режиме регистрации единичных фотоэлектронов. Аппроксимация однофотозлектронного пика распределением Гаусса позволяет определить средний заряд одного фотоэлектрона  $Q_{1e}$ , выраженный в отсчетах а.ц.п.

Параметры  $Q_{1e}$  представляют собой амплитудные калибровочные коэффициенты, которые ис-

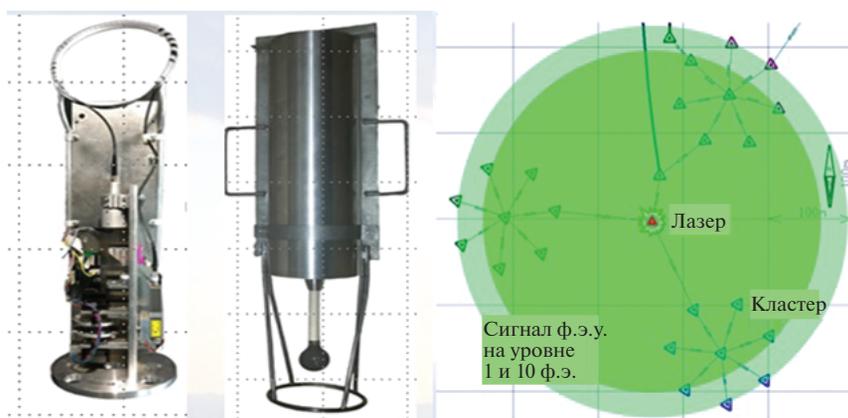
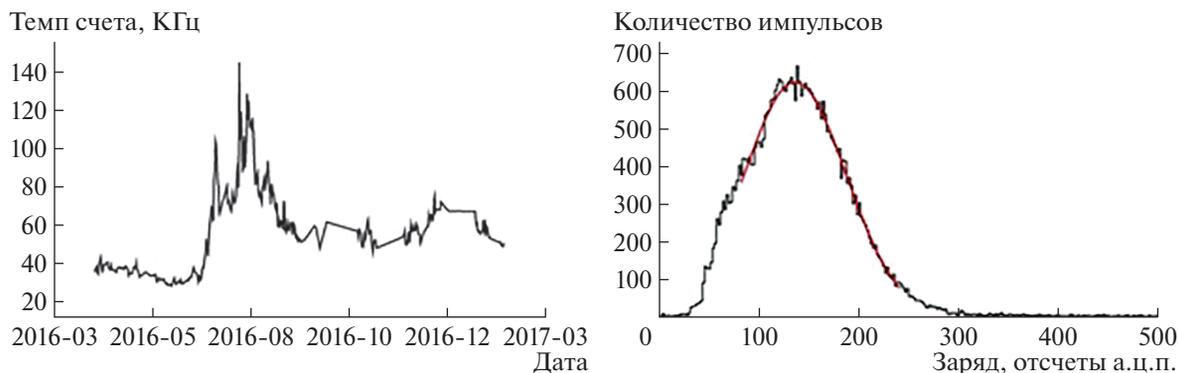


Рис. 3. Внешний вид лазерного калибровочного источника (слева) и ожидаемая величина сигналов, регистрируемых фотодетекторами кластеров Baikal-GVD (справа).



**Рис. 4.** Темп счета шумовых импульсов на одном о.м. в течение года (слева), однофотоэлектронный спектр для одного из каналов установки, полученный при измерении фонового свечения воды (справа).

пользуются для определения количества фотоэлектронов, сформировавших импульсы на каналах. Для вычисления потока черенковских фотонов, падающего на фотокатод ф.э.у., используется информация о его квантовой чувствительности. Измерение квантовой чувствительности фотокатодов осуществляется фирмой Hamamatsu – поставщиком ф.э.у.

Для прямого измерения однофотоэлектронных спектров каналов необходим источник, генерирующий такие потоки света, при регистрации которых ф.э.у. вероятность выбивания из фотокатода нескольких фотоэлектронов пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью выбивания единичных фотоэлектронов.

В качестве такого источника в лабораторных условиях используются импульсные светодиоды с регулируемой яркостью, установленные в о.м. Однако подбор интенсивности светодиодов, обеспечивающей одноэлектронный режим работы каналов, является достаточно длительной процедурой и применяется только на выборочных каналах установки для контроля амплитудной калибровки.

В условиях подводного эксперимента для постоянного мониторинга  $Q_{1e}$  всех каналов установки используется альтернативный подход, основанный на регистрации шумовых импульсов, обусловленных, главным образом, естественным свечением байкальской воды.

Для выделения шумовых импульсов используется область временного окна для регистрации событий, в которой доля многоэлектронных импульсов, обусловленных физическими событиями, пренебрежимо мала по сравнению с однофотоэлектронными импульсами.

При выполнении триггерного условия осуществляется запись временных дорожек а.ц.п. всех каналов кластера во временном окне 5 мкс. Временные дорожки обрабатываются в режиме реального времени: из них выделяются импульсы с зарядом больше 0.5 ф.э. и передаются в центр

сбора данных кластера. Задержки триггерных сигналов подбираются таким образом, чтобы импульсы, сформировавшие триггер, находились в центре записываемой дорожки. Присутствие многофотоэлектронных сигналов в первой трети дорожки маловероятно, и эта область используется для оценки шумового темпа счета и амплитудных параметров одноэлектронных сигналов.

На рис. 4 (слева) в качестве примера приведена временная зависимость шумового темпа счета одного канала в течение года. Существуют периоды с повышенным темпом счета шумов, но отношения количества одноэлектронных и многоэлектронных импульсов при этом не изменяется [7]. Анализ формы зарядового распределения выделенных шумовых импульсов указывает на их одноэлектронный характер. На рис. 4 (справа) показан пример однофотоэлектронного спектра для одного из каналов, измеренного при помощи шумовых импульсов. Для аппроксимации однофотоэлектронного спектра аналитическим выражением используется распределение Гаусса. Порог отбора сигналов выбран на уровне половины однофотоэлектронной амплитуды.

Таким образом, используя шумовые импульсы, можно определить положение однофотоэлектронного пика для каждого канала установки. Следует отметить, что сопоставление результатов амплитудных калибровок, выполненных при помощи светодиодных источников света, а также с использованием шумовых импульсов, показали их полную идентичность.

Описанная процедура калибровки по шумовым импульсам позволяет определять амплитудные калибровочные коэффициенты в режиме штатного функционирования установки и проводить мониторинг их стабильности во времени [8]. На рис. 5 (слева) приведена зависимость калибровочных коэффициентов для двух выборочных каналов от номера сеанса набора данных (с апреля по июль 2019 г.). Значения коэффициентов

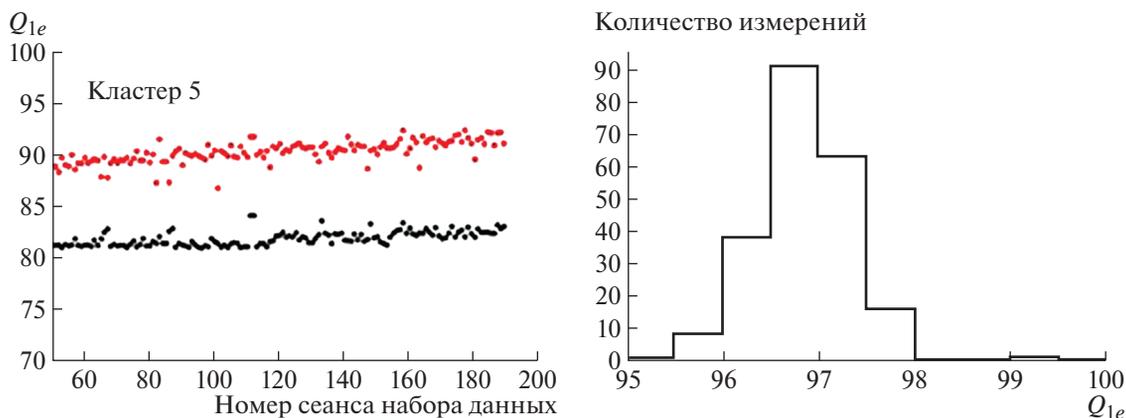


Рис. 5. Примеры временной зависимости амплитудных калибровочных коэффициентов (слева) и характерное амплитудное распределение  $Q_{1e}$  для одного канала (справа).

практически не меняются со временем. Среднеквадратичное отклонение за 109 сут экспозиции составило менее 1% (см. рис. 5, справа).

Ключевыми параметрами системы сбора данных установки являются триггерные пороги каналов, которые определяют эффективность регистрации физических событий. Триггерным условием является срабатывание пары соседних каналов в пределах секции с “высоким”,  $\sim 4$  ф.э., и “низким”,  $\sim 2$  ф.э., порогами. При выполнении этого условия осуществляется считывание данных со всех каналов кластера. Величина порогов подбирается таким образом, чтобы темп счета триггерных сигналов одного кластера не превышал  $\sim 100$  Гц. Максимальная частота выработки триггера ограничивается возможностями глубоководной системы передачи данных кластера.

Для контроля величины порогов строятся зарядовые распределения сигналов на каналах, участвовавших в формировании триггера. Пример таких распределений приводится на рис. 6

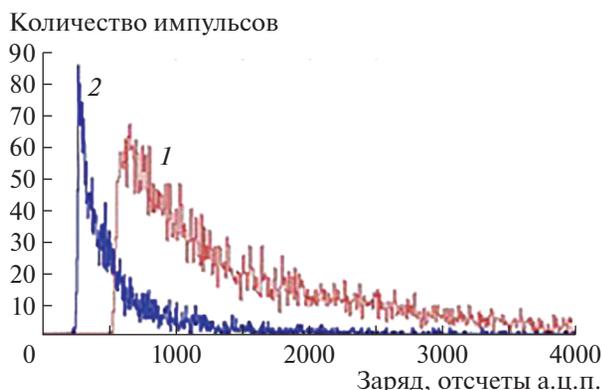


Рис. 6. Распределение импульсов, участвовавших в формировании триггера кластера, по заряду для “высокого” (1) и “низкого” (2) порогов регистрации.

для одного из каналов. Величина порога определяется по левой границе распределения. Точность оценки триггерных порогов составляет  $\sim 5\%$ .

Для контроля стабильности порогов была создана база данных, в которую входят значения высокого и низкого порогов для каждого канала и каждого сеанса набора данных. В левой части рис. 7 представлены для всех каналов одного кластера значения порогов  $Q_{tr}$  полученных по данным одного сеанса набора данных. В правой части рисунка показана зависимость порога от времени для одного измерительного канала.

Для восстановления энергии каскадных ливней высокой энергии требуется измерять заряды сигналов в диапазоне нелинейного отклика каналов  $10^2$ – $10^5$  ф.э. Для градуировки каналов в нелинейной области применяются два различных метода. Первый метод, основанный на использовании двух светодиодов для последовательного удвоения светового потока и регистрации соответствующего отклика о.м., применяется в лабораторных условиях и описан в данном параграфе выше.

Второй метод основан на сопоставлении сигналов калибруемого канала с сигналами на каналах, удаленных от источника света, для которых выполняется условие линейности. Для этого в условиях подводного эксперимента проводится специальный калибровочный сеанс. Во время сеанса на каждом о.м. светодиоды запускаются с различными интенсивностями излучения, засвечивая вышестоящие модули.

Таким образом формируется набор зарядов — откликов каналов в области нелинейности на близком к светодиоду модуле и соответствующий ему набор в области линейности на удаленных модулях. Информация о том, во сколько раз повысился заряд в области линейности, позволяет рассчитать коэффициент увеличения заряда в нелинейной области и сопоставить с регистрируе-

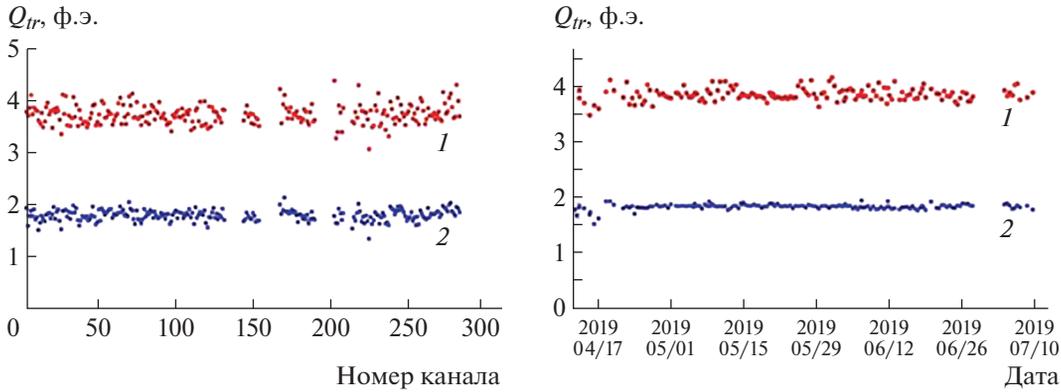


Рис. 7. Значения “высокого” (1) и “низкого” (2) триггерных порогов каналов одного кластера (слева) и пример зависимости порогов для одного канала от времени (справа).

мым сигналом. На рис. 8 представлены примеры градуировок выборочных каналов установки, полученных обоими методами.

### ВРЕМЕННАЯ КАЛИБРОВКА УСТАНОВКИ

Временная калибровка каналов заключается в измерении их относительных временных сдвигов. Величина сдвигов каналов обусловлена в основном двумя факторами: задержками сигналов в кабелях и задержкой импульсов в ф.э.у. Кабельные задержки измеряются в лаборатории и не меняются во времени. Задержки импульсов в ф.э.у. зависят от высоковольтного напряжения на его делителе, обеспечивающего оптимальную величину коэффициента усиления  $10^7$ , и требуют постоянного контроля в процессе работы установки. На рис. 9 приведена зависимость задержек каналов от напряжения на ф.э.у. Для одинаковых значений высоковольтного напряжения разброс временных задержек, как правило, не превышает 5 нс.

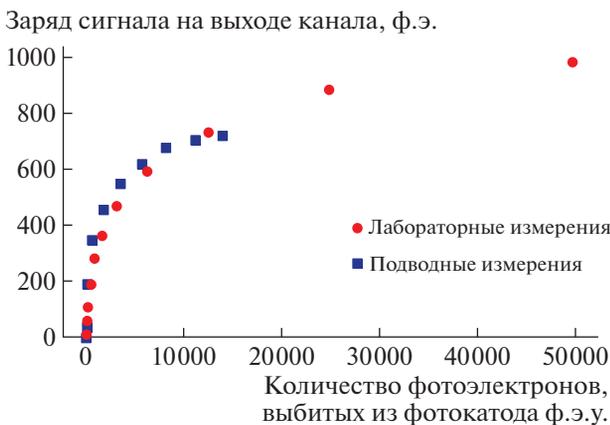


Рис. 8. Примеры зарядовых градуировочных кривых каналов, измеренных в лаборатории и под водой.

Применяются два метода временной калибровки каналов [9]. Первый метод основан на прямом измерении задержек ф.э.у. Для этого контроллер о.м. формирует специальный тестовый импульс, синхронизированный с запуском светодиода. Этот импульс подается на выход усилителя сигналов ф.э.у. Разница времен  $dT_{TST}$  между сигналом с ф.э.у., сгенерированным светодиодом, и тестовым импульсом позволяет определить задержку ф.э.у. Для того чтобы избежать наложения импульсов, сигнал запуска светодиода задержан на  $\sim 500$  нс относительно тестового импульса.

Для второго метода временной калибровки используются вспышки светодиодов о.м., регистрируемые двумя ф.э.у. каналов секции. При известном расстоянии между соседними о.м. на гирлянде 15 м и скорости света в воде 0.218 м/нс ожидаемая задержка между сигналами соседних каналов гирлянды составит  $dt_0 = 68.7$  нс. Относительный временной сдвиг пары каналов определяется как раз-

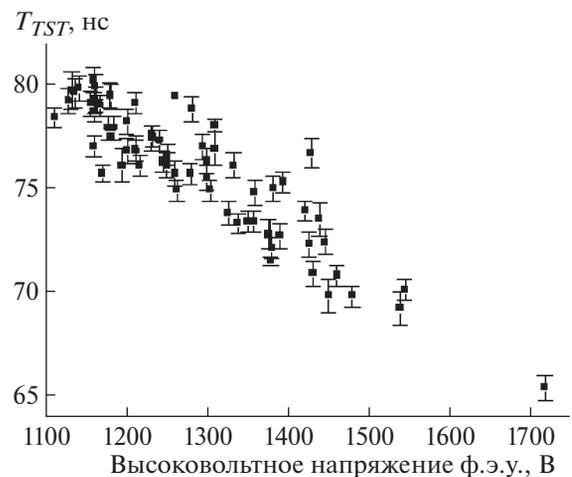
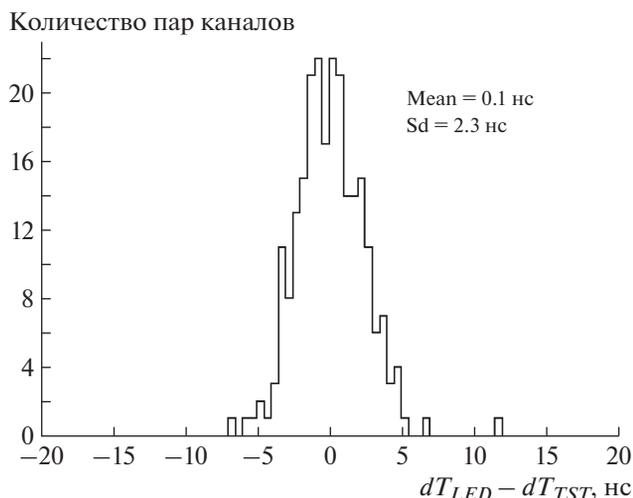


Рис. 9. Временные задержки каналов в зависимости от напряжения на делителе ф.э.у.



**Рис. 10.** Распределение по разности  $dT_{LED} - dT_{TST}$  между временными сдвигами каналов, полученными двумя альтернативными методами: при помощи светодиодной калибровки и с использованием тестового импульса.

ность между ожидаемой  $dt_0$  и измеренной  $dt$  временными задержками сигналов:  $dT_{LED} = dt - dt_0$ .

В байкальском эксперименте обработка и анализ данных осуществляются в единой программной среде BARS (Baikal Analysis and Reconstruction Software). В BARS реализованы современные математические и программные средства для обработки больших массивов экспериментальных данных для крупномасштабных физических установок [10]. Разработка приложений к системе BARS ведется с учетом максимально возможной автоматизации и ускорения процессов анализа и обработки данных нейтринного телескопа Baikal-GVD.

На основе описанных выше методов были разработаны и включены в среду BARS автоматизированные процедуры для калибровки о.м. в режиме их функционирования под водой. Процедуры включают в себя подавление шумовых импульсов, выделение тестовых сигналов и сигналов от светодиодов из временной дорожки а.ц.п., формирование и анализ распределений по разности между этими сигналами. На последнем этапе полученные распределения аппроксимируются распределениями Гаусса, положения максимумов которых определяют величины временных калибровочных коэффициентов каналов.

С 2019 г. описанный алгоритм применяется для проведения временной калибровки в автоматическом режиме, что позволяет значительно уменьшить длительность процесса калибровки.

Для оценки точности временной калибровки были сопоставлены результаты, полученные двумя альтернативными методами. На рис. 10 показано распределение пар каналов, принадлежащих

одной гирлянде, по разности  $dT_{LED} - dT_{TST}$ . Различие между временными сдвигами, измеренными альтернативными методами, составляет  $\sim 2$  нс. Это значение дает верхнюю оценку точности временной калибровки каналов.

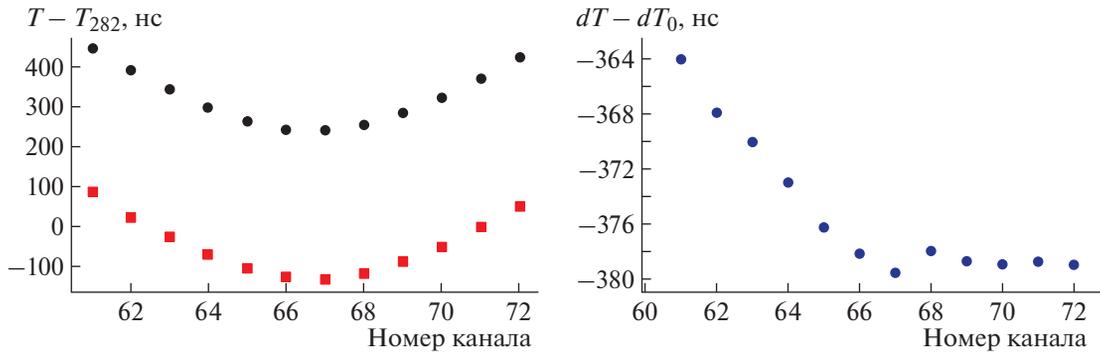
Представленные методы временной калибровки реализуются при помощи светодиодных источников, размещенных внутри о.м. Светодиоды о.м. ориентированы в вертикальном направлении ( $\sim 15^\circ$ ) их излучения свет от них не регистрируется фотодетекторами соседних гирлянд. Поэтому для определения временных сдвигов между каналами секций, расположенных на разных гирляндах, использовались матрицы светодиодов, размещенные в отдельных глубоководных корпусах. Для определения координат светодиодной матрицы и о.м. используются данные, полученные при помощи акустической системы позиционирования. Относительные временные сдвиги секций определяются как разность между ожидаемыми  $dT_0$  и измеренными  $dT$  временными задержками между сигналами, зарегистрированными на каналах, расположенных в разных секциях.

Рис. 11 иллюстрирует методику определения временных сдвигов на примере верхних секций 2-й и 8-й гирлянд. Для калибровки использовался один канал 8-й гирлянды (№ 282) и 6 каналов 2-й гирлянды, регистрирующих прямой свет от матрицы светодиодов.

На рис. 11 (слева) представлены измеренные временные задержки между каналами  $T_i - T_{282}$  и рассчитанные на основании известного положения источника света и о.м.  $(T_i - T_{282})_0$ . На графике, расположенном в правой части рисунка, представлена разность между ожидаемыми и измеренными задержками каналов. Минимальное отклонение расчетных задержек от измеренных получается при временном сдвиге между гирляндами 379 нс (среднеквадратичное отклонение 1 нс). Для определения задержки использовались только сигналы с расположенных выше матрицы о.м. верхней половины секции (каналы 67–72).

Учитывая, что о.м. смотрят вниз, использование каналов, расположенных ниже матрицы, ведет к значительному снижению доли прямого света, увеличению дисперсии распределения времен регистрации и дополнительной задержке фотонов за счет рассеяния света в воде. Это в свою очередь приводит к систематическому смещению оценки среднего времени регистрации, нелинейно зависящему от расстояния до источника (см. рис. 11, справа).

Величина временного сдвига 379 нс согласуется с разницей в длинах кабелей, которые используются для подсоединения гирлянд к центру кластера. Следует также отметить, что при определении временных сдвигов между гирляндами использова-



**Рис. 11.** Измеренные (точки) и рассчитанные (квадраты) временные задержки между каналами, расположенными на разных гирляндах (слева); величина временного сдвига между секциями, измеренная по разным парам каналов (справа).

лись результаты временной калибровки каналов в гирляндах. Таким образом, полученная оценка точности определения временных сдвигов включает в себя ошибки временной калибровки межканальных сдвигов гирлянд.

Важным фактором, влияющим на точность измерения времени регистрации каналов, является зависимость этого параметра от амплитуды сигнала. Эта зависимость обусловлена тем, что в “области насыщения” канала ( $\sim 100$  ф.э. и выше) меняются характеристики фронта сигнала, в то время как временная отметка вычисляется на половине высоты импульса. На поведение амплитудно-временных зависимостей оказывают также влияние характеристики кабеля, по которому передаются сигналы от о.м. на входы а.д.п. Это, в частности, определяет необходимость измерения данной характеристики не только в лаборатории, но и в составе реальной установки.

Для определения зависимости временных сдвигов каналов от амплитуды сигнала были измерены заряд и время регистрации сигнала от светодиода, который находится внутри о.м., при различных интенсивностях засветки. На рис. 12 представлены амплитудные зависимости временных сдвигов для двух каналов, измеренные в лаборатории и в натуральных условиях. Зависимости, измеренные под водой и в лаборатории, совпадают по форме, но могут отличаться по величине эффекта для разных каналов.

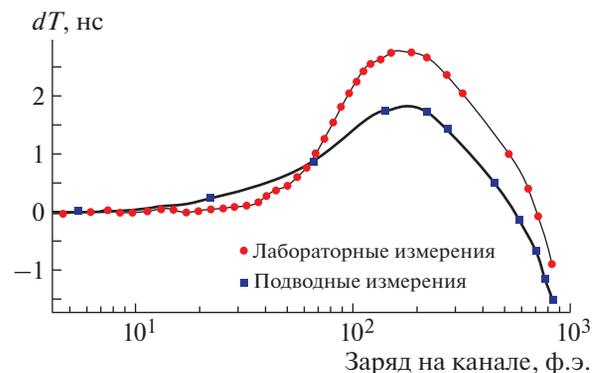
Величина амплитудного эффекта вычислялась как разность между максимальным и минимальным временными сдвигами каналов и составила  $\sim 4$  нс. После введения соответствующих поправок на основании данных измерения амплитудной зависимости временных сдвигов величина амплитудного эффекта была снижена до  $\sim 2$  нс. Следует отметить, что в области линейности каналов (менее 100 ф.э.), которая соответствует подавляющему числу регистрируемых сигналов, амплитудный эффект не превышает 1 нс и не оказывает су-

щественного влияния на точность восстановления траекторий частиц.

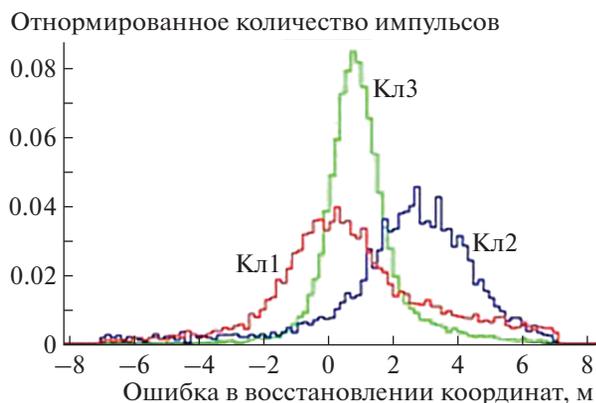
### КОМПЛЕКСНАЯ ПРОВЕРКА КАЛИБРОВОЧНЫХ СИСТЕМ

Для комплексной проверки установки во всех режимах ее функционирования использовались два лазерных калибровочных источника света. Они позволили проверить корректность калибровочных процедур, работу гидроакустической системы позиционирования, методику реконструкции событий, регистрируемых нейтринным телескопом. Лазерные источники света были установлены на отдельных буйковых станциях на глубине расположения центральных модулей нижних секций гирлянд и снабжены изотропными рассеивателями света.

Лазерная вспышка надежно регистрировалась всеми каналами нижних и средних секций гирлянд соответствующих кластеров. Это позволило использовать лазер как альтернативный калибровочный источник и проводить калибровку как внутри секций, так и между гирляндами. Разность временных сдвигов, полученных при помо-



**Рис. 12.** Примеры амплитудных зависимостей временных сдвигов для двух каналов, измеренных в лаборатории и под водой.



**Рис. 13.** Распределение расстояний между положениями лазерного источника, восстановленными по данным гидроакустической системы позиционирования и по временам регистрации света от источника, по данным с трех разных кластеров.

щи лазерного источника и при помощи светодиодов, составила в среднем 2 нс.

Лазерный источник является квазиточечным, импульсным источником света, близким по своим характеристикам к ливням высоких энергий, регистрируемым нейтринным телескопом. Процедура восстановления координат ливней высоких энергий, используемая при анализе данных Baikal-GVD, основана на анализе временной информации о.м., регистрирующих черенковское излучение ливней.

Применяя аналогичную процедуру для восстановления положения лазерного источника и проводя сравнение с данными акустической системы позиционирования, можно оценить эффективность временной калибровки измерительных систем кластеров телескопа. Восстановление координат лазера проводилось независимо на каждом кластере.

На рис. 13 представлены распределения относительного смещения координат лазерного источника, полученные по данным нейтринного телескопа и акустической системы позиционирования. Ошибка в определении координат (по медианному значению) не превышает 3 м. Такая точность достаточна для задачи восстановления координат ливней высоких энергий, что позволяет использовать полученные результаты калибровок для анализа данных телескопа.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проект Baikal-GVD направлен на создание глубоководного нейтринного телескопа масштаба кубического километра в озере Байкал. Набор экспериментальных данных на телескопе осуществляется с 2015 г. в режиме постоянной экспозиции одновременно с наращиванием детектора.

Одной из ключевых задач обработки и анализа данных является калибровка измерительных каналов установки. В рамках решения этой задачи были разработаны методы калибровки в режиме штатного функционирования измерительных каналов установки.

Были разработаны и включены в процесс автоматической обработки данных программные алгоритмы измерения амплитудных и временных калибровочных коэффициентов, калибровки триггерных порогов и мониторинга шумовых характеристик каналов. С учетом коррекции амплитудного эффекта точность временной калибровки составила  $\sim 2$  нс в диапазоне зарядов сигналов от 1 до  $10^3$  ф.э., что обеспечивает точность реконструкции направления треков лучше  $1^\circ$ . Разработанная методика амплитудной калибровки каналов обеспечивает возможность измерения энерговыделения в рабочем объеме детектора в диапазоне энергий регистрируемых частиц  $10^{11}$ – $10^{17}$  эВ. Анализ калибровочных данных, накопленных более чем за четыре года экспозиции телескопа, позволяет контролировать стабильность работы ф.э.у. и спектрометрических каналов детектора в целом.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-02-00400, грант 19-29-11029) и при поддержке гранта для молодых ученых ОИЯИ (20-202-09).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. BAIKAL collaboration. Baikal-GVD: Gigaton Volume Detector in Lake Baikal (Scientific-Technical Report). М.: ИЯИ, 2011. <https://baikalgvd.jinr.ru>
2. Avrorin A.D., Avrorin A.V., Aynutdinov V.M., Bannash R., Belolapnikov I.A., Brudanin V.B., Budnev N.M., Doroshenko A.A., Domogatsky G.V., Dvornickiy R., Dyachok A.N., Dzhiilkibaev Zh.-A.M., Fajt L., Fialkovsky S.V., Gafarov A.R. et al. // EPJ Web of Conferences. 2019. V. 207. P. 01003. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201920701003>
3. Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Баннаш Р., Белолапников И.А., Бруданин В.Б., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Гресь Т.И., Джиликибаев Ж.-А.М., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А., Дьячок А.Н., Дворницкий Р. и др. // Вестник РАН. Физика. 2019. Т. 83. № 8. С. 1016. <https://doi.org/10.1134/S0367676519080052>
4. Аврорин А.В., Айнутдинов В.М., Баннаш Р., Белолапников И.А., Богородский Д.Ю., Бруданин В.Б., Буднев Н.М., Гапоненко О.Н., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Гресь Т.И., Данильченко И.А., Джиликибаев Ж.-А.М., Добрынин В.И., Домогацкий Г.В. и др. // ПТЭ. 2013. № 4. С. 87. <https://doi.org/10.7868/S0032816213040034>
5. Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Bannasch R., Белолапников И.А., Богород-

- ский Д.Ю., Бруданин В.Б., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Гапоненко О.Н., Голубков К.В., Гресс Т.И., Данильченко И.А., Джилкибаев Ж.А.М. и др. // ПТЭ. 2014. № 3. С. 28.  
<https://doi.org/10.7868/S0032816214030045>
6. Kapustinsky S.J., DeVries M.R., DiGiacomo J.N., Sondheim W.E., Sunier J.W., Coombes H. // Nucl. Instrum. and Methods. A. 1985. Т. 241. P. 612.  
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(85\)90622-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(85)90622-9)
  7. Avrorin A.D., Avrorin A.V., Aynutdinov V.M., Bannash R., Belolaptikov I.A., Brudanin V.B., Budnev N.M., Doroshenko A.A., Domogatsky G.V., Dvornický R., Dyachok A.N., Dzhilkibaev Zh.-A.M., Fajt L., Fialkovsky S.V., Gafarov A.R. et al. // EPJ Web of Conferences 2019. V. 207. P. 09002.  
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201920901015>
  8. Avrorin A.D., Avrorin A.V., Aynutdinov V.M., Bannash R., Belolaptikov I.A., Brudanin V.B., Budnev N.M., Doroshenko A.A., Domogatsky G.V., Dvornický R., Dyachok A.N., Dzhilkibaev Zh.-A.M., Fajt L., Fialkovsky S.V., Gafarov A.R. et al. // Proceedings of Science PoS(ICRC2019)877.  
<https://doi.org/10.22323/1.358.0874>
  9. Avrorin A.D., Avrorin A.V., Aynutdinov V.M., Bannash R., Belolaptikov I.A., Brudanin V.B., Budnev N.M., Doroshenko A.A., Domogatsky G.V., Dvornický R., Dyachok A.N., Dzhilkibaev Zh.-A.M., Fajt L., Fialkovsky S.V., Gafarov A.R. et al. // EPJ Web of Conferences 2019. V. 207. P. 07003.  
<https://doi.org/10.1051/epjconf/201920707003>
  10. Shaybonov B.A., Avrorin A.D., Avrorin A.V., Aynutdinov V.M., Bannash R., Belolaptikov I.A., Brudanin V.B., Budnev N.M., Danilchenko I.A., Domogatsky G.V., Doroshenko A.A., Dvornický R., Dyachok A.N., Dzhilkibaev Zh.-A.M., Fajt L. et al. // Proceedings of Science PoS(ICRC2017)1046.  
<https://pos.sissa.it/301/1046/pdf>

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 520.27

СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ  
В СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ

© 2020 г. С. А. Гренков<sup>а,\*</sup>, Н. Е. Кольцов<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Институт прикладной астрономии РАН  
Россия, 191187, Санкт-Петербург, наб. Кутузова, 10

\*e-mail: skynet81@yandex.ru; grenkov@iaaras.ru

Поступила в редакцию 23.01.2020 г.

После доработки 28.01.2020 г.

Принята к публикации 29.01.2020 г.

Система регистрации космического радиоизлучения в спектральных линиях позволяет вычислять спектры мощности методом быстрого преобразования Фурье. Амплитуды спектральных компонентов калибруются по шумовым импульсам небольшой мощности, которые вводятся на вход приемного устройства от модулируемого генератора шума. Введен широкополосный радиометрический канал вычисления неравномерности мощности шумовых импульсов в рабочей полосе частот, позволивший повысить точность измерений амплитуд спектра исследуемого сигнала примерно в 4 раза. Обеспечена регистрация слабых нестационарностей излучения.

DOI: 10.31857/S0032816220040047

ВВЕДЕНИЕ

Радиоизлучения в спектральных линиях на радиотелескопах РТ-32 регистрируют с помощью цифровых спектрометров, которые методом быстрого преобразования Фурье (б.п.Ф.) вычисляют спектры мощности в полосе видеочастот (до 32 МГц) с высокой разрешающей способностью по частоте [1, 2]. Амплитуды компонентов вычисляемого спектра мощности принимаемого сигнала калибруются по шумовым пилот-сигналам, вводимым на вход приемного устройства [3]. Это позволяет повысить точность измерения амплитуд спектральных компонентов и минимизировать время наблюдения источника излучения, необходимое как для выделения из шумов слабого принимаемого сигнала, так и для вычисления его спектра.

Исследуемые относительно узкополосные сигналы в дециметровых и сантиметровых диапазонах длин волн на радиотелескопах РТ-32 выделяются системами преобразования сигналов Р1002М с перестраиваемыми в полосе промежуточных частот (0.1–1 ГГц) видеоконверторами [4]. Видеоконверторы этой системы с относительно узкой полосой пропускания,  $\Delta F \leq 32$  МГц, имеют встроенные цифровые преобразователи сигналов видеочастот Р3300, которые могут работать в режиме вычисления спектров мощности сигналов методом б.п.Ф. [5].

На радиотелескопах РТ-13, где оцифровываются широкополосные (1–2 ГГц) сигналы промежуточных частот, узкополосные сигналы на за-

данных частотах  $f_{si}$  ( $i$  – порядковый номер частоты в дискретном спектре) выделяются и преобразуются к полосе видеочастот  $F_i$  ( $0 < F_i \leq \Delta F$ ) цифровым устройством, содержащим многоканальные полифазные фильтры и цифровые видеоконверторы [6].

В системах регистрации с высокоскоростными б.п.Ф.-спектрометрами на программируемых логических интегральных схемах (п.л.и.с.) исключены аппаратные потери времени наблюдения источника излучения, но небольшая ( $\sim 1$  К) шумовая температура импульсов калибровки (шумовых пилот-сигналов), введенных в приемно-усилительный канал радиотелескопа, должна быть известна точно [2, 5].

Температура  $T_x$  шумовых импульсов измеряется предварительно радиометрическим устройством и считается постоянной в широкой полосе промежуточных частот, в пределах которой перестраивается видеоконвертор, выделяющий исследуемый сигнал. Реальная шумовая температура пилот-сигналов на частоте  $f_{si}$  исследуемого радиосигнала может существенно отклоняться от номинального среднего значения  $T_{x\text{ ср}}$  вследствие неравномерностей мощности генератора шумовых импульсов и коэффициента его связи с приемным каналом в рабочей полосе частот, а также из-за воздействия на генератор изменений температуры окружающей среды и нестабильностей электропитания.

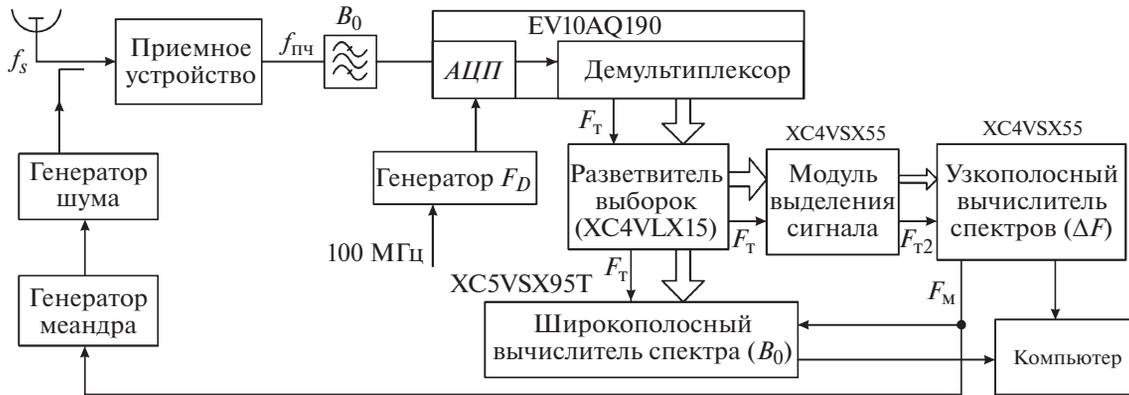


Рис. 1. Система регистрации радиоизлучения в спектральных линиях. АЦП – аналого-цифровой преобразователь.

Поскольку температура  $T_{x\text{cp}}$  при вычислении спектра сигнала используется как масштабирующий коэффициент, любые отклонения реальной шумовой температуры  $T_{xi}$  на рабочей частоте  $f_{si}$  от номинального значения  $T_{x\text{cp}}$  вносят дополнительные ошибки в расчет амплитуд спектра мощности. Поэтому приходится очень часто измерять и корректировать значение  $T_{x\text{cp}}$ , что ведет к увеличению общей длительности сеанса наблюдений, особенно при исследовании нескольких источников излучения. Указанный недостаток устранен в системе регистрации радиоизлучения, которая представлена в данной статье.

### СТРУКТУРА СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ

Система регистрации радиоизлучения в спектральных линиях (рис. 1) подключается к выходу промежуточных частот  $f_{пч}$  радиоастрономического приемного устройства (0.1–1 ГГц на радиотелескопе РТ-32 или 1–2 ГГц на РТ-13). Ширину  $B_0$  полосы анализа сигнала промежуточной частоты ограничивает полосовой фильтр на входе аналого-цифрового преобразователя АЦП, работающего с тактовой частотой  $F_D = 2B_0$ .

Генератор импульсов частоты дискретизации  $F_D$  синхронизирован сигналом высокостабильной опорной частоты 100 МГц, получаемым от водородного стандарта частоты. Все тактовые частоты для вычислителей спектров получены делением частоты  $F_D$ , что гарантирует высокую точность при определении частот спектральных компонентов принимаемого излучения, по которым определяются доплеровские смещения частот и лучевые скорости источников излучения.

Микросхема АЦП EV10AQ190 с встроенным  $m$ -канальным демультимплексором допускает работу либо с частотой дискретизации  $F_D = 2048$  МГц и  $m = 4$ , когда анализируется спектр во всей полосе промежуточных частот ( $B_0 = 1024$  МГц), либо с

частотой  $F_D = 1024$  МГц и  $m = 2$ , когда полоса анализа  $B_0 = 512$  МГц. Переключаемым фильтром на входе АЦП можно выбирать одну из полос пропускания приемного канала: 0–1024, 0–512 или 512–1024 МГц – на радиотелескопе РТ-32, а также одну из полос: 1024–2048, 1024–1536 или 1536–2048 МГц – на радиотелескопе РТ-13. Спектр сигнала при аналого-цифровом преобразовании переносится в область низких частот  $0 < F_i \leq B_0$ , где  $F_i$  – дискретная частота с порядковым номером  $i$ .

С помощью  $m$ -канального демультимплексора цифровые выборки широкополосного сигнала в сопровождении меандра тактовой частоты  $F_T = F_D/2m = 512$  МГц передаются в п.л.и.с. XC4VLX15, которая выполняет функции разветвителя цифровых выборок и сопровождающих тактовых частот для первой из двух п.л.и.с. XC4VSX55 и для п.л.и.с. XC5VSX95T. Здесь применен формат Double Data Rate, который обеспечивает ввод кодов выборок в п.л.и.с. как по положительному, так и по отрицательному фронтам сопровождающего меандра.

В первой п.л.и.с. XC4VSX55 сформирован модуль выделения из высокоскоростного сигнала с полосой  $B_0$  узкополосного сигнала  $\Delta F$ . Полоса  $\Delta F$  выделяемого сигнала устанавливается примерно вдвое большей ширины спектра принимаемого сигнала  $\Delta F_s$ , чтобы при калибровке спектра по шумовым пилот-сигналам можно было определить уровень собственных шумов радиотелескопа [3].

В модуле выделения узкополосного сигнала (рис. 2) цифровые выборки широкополосного сигнала через распределитель выборок поступают на  $4m$  каналов комплексного полифазного фильтра, который разделяет входной сигнал на  $4m$  комплексных полосовых сигналов, понижая при этом тактовую частоту  $F_T$  до  $F_{T1} = 128$  МГц. Фазовыми селекторами сигналов ФСС из каждого комплексного полосового сигнала выделяются

два действительных сигнала с полосами  $B_c = B_0/4m = 64$  МГц. Затем видеоконвертор с цифровым гетеродином [7], работающий с тактовой частотой 128 МГц, из полосового сигнала выделяет сигнал с полосой  $\Delta F$  и преобразует его к полосе низких частот  $0-\Delta F$ .

При полифазной фильтрации искажаются сигналы на частотах  $F_i$  около нулевой частоты и около частот, кратных значению  $0.5F_{T1}$  (у границ полос  $B_c$ ). Поэтому в рассматриваемом модуле выборки широкополосного сигнала поступают в каналы полифазного фильтра либо непосредственно с коммутатора, либо через квадратурный преобразователь частоты с гетеродином, работающим на частоте  $F_T = F_{T1}/4 = 32$  МГц.

Во втором случае полосовые сигналы смещаются по частоте на  $0.5B_c$ . Это обеспечивает выделение узкополосных сигналов без искажений на любых частотах в полосе  $B_0$ . Такой способ цифрового выделения сигналов был апробирован в преобразователе потоков данных для многоканального радиointерферометра [8].

Выделенный цифровым видеоконвертором сигнал с тактовой частотой  $F_{T2} = 2\Delta F$  передается во вторую п.л.и.с. XC4VSX55, где методом б.п.Ф. вычисляются и накапливаются на заданном интервале времени  $\tau$  мгновенные спектры мощности сигнала при достаточно высокой разрешающей способности по частоте (при очень маленьком разное  $w$  дискретных частот). Мгновенные спектры вычисляются конвейерным способом, обеспечивающим считывание цифровых выборок входного сигнала без перерывов, и накапливаются отдельно для четных и нечетных полупериодов модуляции генератора шумовых импульсов.

С этой целью в моменты завершения очередных циклов вычисления спектров формируются короткие импульсы, переключающие генератор меандра, который управляет генератором шумовых пилот-сигналов. При тактовой частоте вычислителя спектров  $F_{T2} = 2\Delta F$  мгновенные спектры мощности вычисляются с периодом  $t_{\text{сн}} = 1/w$ . В течение времени  $\tau$  накапливается по  $n = 05\tau w$  спектров для разных полупериодов модуляции генератора шума.

Усредненные спектры мощности, полученные соответственно при отсутствии и наличии шумовых импульсов калибровки, передаются в компьютер для вычисления и регистрации спектров мощности  $P_{si}(f_{si})$  и шумовых температур  $T_{si}(f_{si})$  принимаемого антенной радиосигнала.

Компьютер вычисляет мощности  $p_{1j}$  спектральных компонентов с частотами  $F_j$  в полосе частот, где нет исследуемого сигнала (спектр собственного шума радиотелескопа), для полупериодов модуляции, соответствующих паузам между импульсами шума калибровки. В этой же полосе

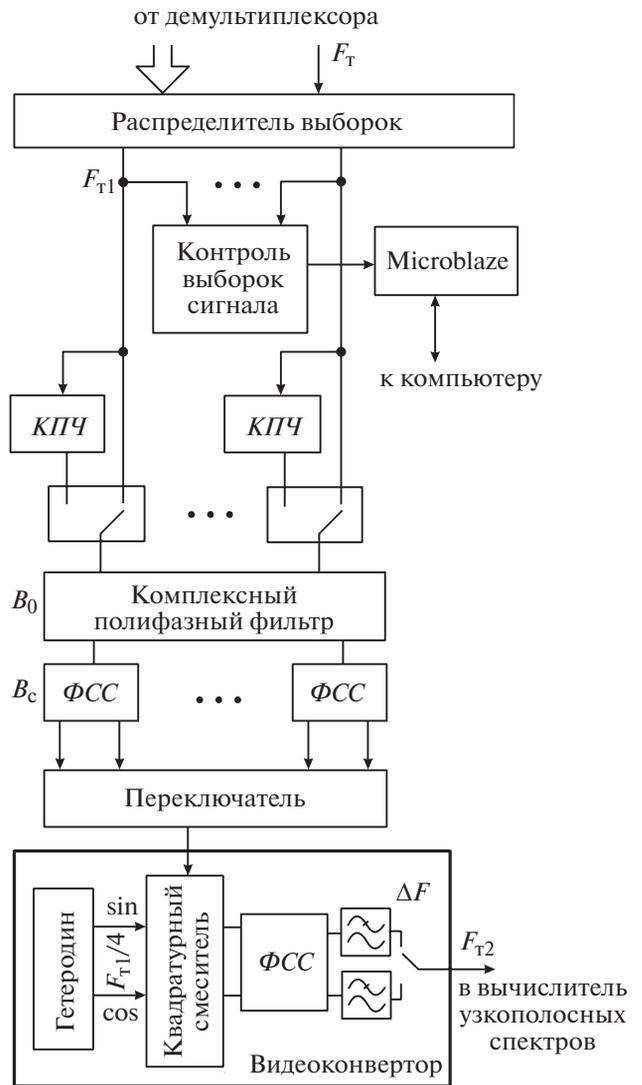


Рис. 2. Модуль выделения узкополосного сигнала. ФСС – фазовый селектор сигналов, КПЧ – квадратурный преобразователь частоты.

частот вычисляются мощности  $p_{2j}$  для сигнала, накопленного при воздействии шумовых импульсов калибровки. Аналогично вычисляются мощности  $p_{1i}$  и  $p_{2j}$  для спектральных компонентов с частотами  $F_i$  в полосе частот  $\Delta F_s$ , которую занимает исследуемый сигнал.

Усреднение мощностей  $p_{1j}$  и  $p_{2j}$  по частотам  $F_j$  и по ансамблю вычисленных мгновенных спектров дает средние значения мощностей спектральных компонентов шумового сигнала на входе спектрометра в паузах между шумовыми импульсами калибровки ( $p_{1ш}$ ) и при их воздействии ( $p_{2ш}$ ). По средним значениям мощностей спектральных компонентов вычисляют температуру  $T_{ш}$  собственных шумов радиотелескопа, коэффициент усиления

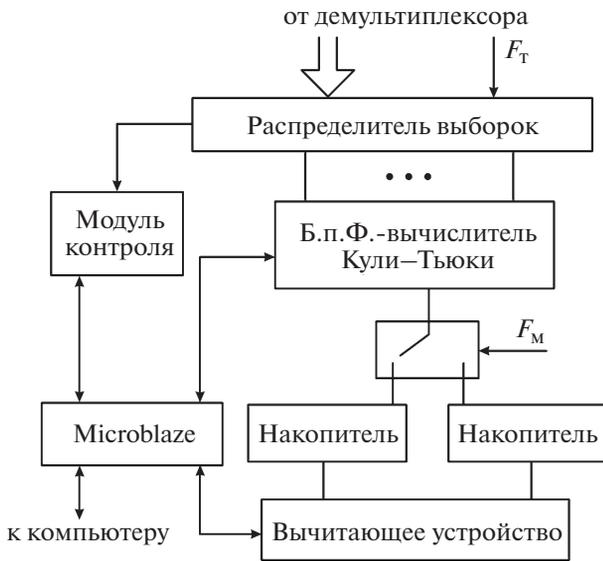


Рис. 3. Вычислитель спектров мощности, сформированный в микросхеме XC5VSX95T.

мощности в приемной системе  $K_{пр}$  и шумовые температуры  $T_{si}$  принятого антенной сигнала [9]:

$$K_{пр} = (p_{2ш} - p_{1ш}) / (kwT_{xcp}),$$

$$T_{ш} = T_{xcp} p_{1ш} / (p_{2ш} - p_{1ш}),$$

$$T_{si} = 0.5T_{xcp} \left[ \frac{(p_{2i} + p_{1i}) - (p_{2ш} + p_{1ш})}{p_{2ш} - p_{1ш}} \right]. \quad (1)$$

В этом случае исключены потери времени приема сигнала, так как учитываются результаты накопления сигнала как при воздействии шумовых импульсов калибровки, так и в паузах между ними. Коэффициент усиления приемного канала и амплитуды вычисленных спектральных компонентов сигнала калибруются в процессе приема сигнала без применения дополнительных измерителей мощности.

Разрешающая способность вычислителя спектров регистрируемого сигнала ограничена максимальным для используемой п.л.и.с. числом  $N_{max}$  дискретных частот в спектре мощности и, соответственно, минимальным разносом дискретных частот  $w_{min} = \Delta F / N_{max}$ . В вычислителе спектров с относительно узкой полосой анализа ( $\Delta F \leq 32$  МГц) тактовая частота снижается до  $F_{r2} = 2\Delta F$ , что позволяет уменьшить затраты блоков умножения в п.л.и.с. за счет неоднократного использования их в течение периода тактовой частоты, хотя это и требует выделения части логических ячеек для организации оперативной памяти.

Достаточно высокую разрешающую способность системы регистрации можно получить при использовании даже п.л.и.с. семейства Virtex-4 со

средними по объему ресурсами. Для вычислителя на п.л.и.с. XC4VSX55 число компонентов спектра составляет  $N_{max} = 2^{14}$  при  $\Delta F = 32$  МГц и может быть увеличено до  $N_{max} = 2^{15}$  при  $\Delta F \leq 16$  МГц. Полученной разрешающей способности по частоте вполне достаточно для регистрации радиоизлучений в спектральных линиях на радиотелескопах комплекса “Квазар-КВО”.

Использование п.л.и.с. Virtex-6 или Virtex-7 с целью повышения разрешающей способности было бы неоправданным, так как уменьшение интервала разрешения  $w$  требует увеличения периода  $t_{cp}$  вычисления спектров и необходимого времени  $\tau$  приема сигнала, а это ведет к дополнительному размыванию спектра принимаемого радиоизлучения из-за изменения доплеровской частоты.

Параллельно с вычислением спектров узкополосного сигнала работает вычислитель спектров мощности с широкой полосой  $B_0$  анализа, который выполнен на п.л.и.с. XC5VSX95T (рис. 3). В п.л.и.с. XC5VSX95T сформирован также модуль вычисления статистических параметров входных цифровых выборок сигнала, с помощью которого контролируется режим работы АЦП. По среднеквадратическому отклонению цифровых выборок автоматически регулируется уровень шумового сигнала на входе АЦП, а по соотношению чисел положительных и отрицательных выборок подстраивается нулевой уровень.

Выборки широкополосного сигнала демультиплексором и коммутатором на входе п.л.и.с. распределяются по восьми параллельно работающим б.п.Ф.-вычислителям мгновенных спектров. Спектры вычисляются конвейерным способом по алгоритму Кули-Тьюки [10], который позволяет значительно уменьшить число операций умножения и сложения.

Как и в узкополосном спектрометре, спектры мощности сигнала с полосой  $B_0$ , вычисленные для разных полупериодов модуляции  $F_m$  генератора шума, накапливаются и усредняются отдельно. Разность полученных спектров дает спектр мощности шумовых пилот-сигналов  $P_x(F_r)$ , где  $F_r$  – частота в полосе  $0-B_0$ . Через устройство управления на базе процессора Microblaze спектр  $P_x(F_r)$  передается в компьютер, который вычисляет спектр шумовой температуры пилот-сигналов  $T_{xr}(f_r)$ , где  $f_r$  – частота с порядковым номером  $r$ , пересчитанная к входу приемного устройства.

Чтобы определить максимальное число  $n_{max}$  компонентов спектра мощности сигнала в широкой полосе анализа ( $B_{ан} = B_0$ ) и минимальный интервал частотного разрешения  $W_{min} = B_{ан} / n_{max}$ , с использованием пакета программ ISEWebPack проведено моделирование вычислителей спек-

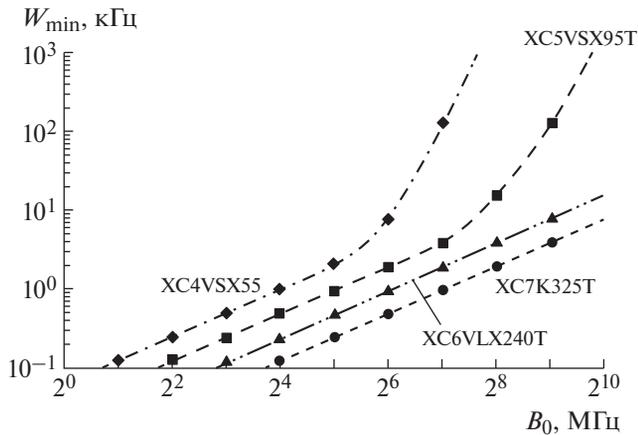


Рис. 4. Зависимости минимальных интервалов частотного разрешения от полосы анализа для п.л.и.с. разных серий.

тров на п.л.и.с. серий от Virtex-4 до Virtex-7 включительно. При этом учитывались затраты части ресурсов логических ячеек исполнения на организацию оперативной памяти для б.п.Ф.-вычислителя Кули–Тьюки, на формирование устройства управления с процессором Microblaze и на выполнение внешних соединений.

Высокую разрешающую способность ( $W \approx 10$  кГц) можно получить в широкополосном вычислителе спектров на п.л.и.с. серий Virtex-6 и Virtex-7. П.л.и.с. XC5VSX95T при полосе  $B_0 \approx 250$  МГц может обеспечить интервал частотного разрешения  $W$  не хуже 8 кГц, но из-за дефицита ресурсов при полосе анализа 1 ГГц на ней трудно получить разрешение менее 1 МГц (рис. 4).

Ввиду того что мощность шумовых пилот-сигналов при изменении частоты меняется достаточно медленно, при широкополосном измерении их спектров вполне допустимо снижение разрешающей способности по частоте до 1 МГц. Поэтому в рассматриваемой системе регистрации применена недорогая п.л.и.с. XC4VSX55, в которой размещены широкополосный вычислитель спектров мощности с  $n = 2^{10}$  спектральными компонентами, два переключаемых накопителя спектров с вычитающим устройством на выходе, модуль статистического контроля выборок сигнала и устройство управления системой.

Вычислитель спектров имеет разрешающую способность  $W = 1$  или 0.5 МГц при полосах анализа 1024 или 512 МГц соответственно. Следует отметить, что разработанные в последнее время п.л.и.с., например XC7VX485T, дают возможность заменить все 4 п.л.и.с. (согласно рис. 1) на одну, не ухудшая при этом параметров системы регистрации и в то же время упрощая топологию печатной платы.

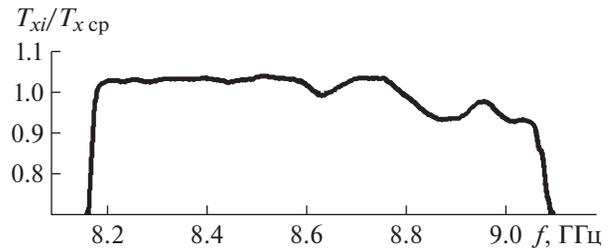


Рис. 5. Спектр мощности шумового пилот-сигнала в приемном устройстве диапазона частот 8.1–9.1 ГГц.

При работе системы регистрации с радиоастрономическим приемным устройством диапазона волн X (8.2–9.1 ГГц) установлено, что на некоторых участках рабочей полосы частот отклонение мощности шумовых импульсов калибровки от среднего значения  $T_{xr} - T_{xcp}$ , даже при нормальной комнатной температуре, может составлять 15–20% (рис. 5). Отклонения могут увеличиться до 25–30% из-за самопрогрева генератора шумовых импульсов, изменений температуры окружающей среды и нестабильности тока в лавинно-пролетном диоде.

Таким образом, использование среднего значения  $T_{xcp}$  при расчете спектра принимаемого сигнала  $T_{si}(f_{si})$  по формуле (1) вносит дополнительные ошибки в оценки амплитуд спектра, достигающие 30%. Это затрудняет регистрацию малых изменений интенсивности излучения на заданных частотах. Поскольку в каждом приемном канале используется свой генератор шумовых импульсов, могут появиться ошибки при оценках распределения мощности спектрального компонента радиосигнала по двум ортогональным поляризациям волн.

## ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ

К основным параметрам цифровой системы регистрации радиоизлучений в спектральных линиях относятся рабочая полоса частот входного сигнала ( $B_0 = 1024$  или 512 МГц), полоса анализа спектра  $\Delta F$ , разрешающая способность по частоте ( $w$ ), точность измерения амплитуд спектра, чувствительность и время накопления сигнала. Программное обеспечение системы предусматривает выбор полос анализа  $\Delta F$ : 32, 16, 8, 4 или 1 МГц. Этим полосам соответствуют интервалы частотного разрешения  $w$ : 1952, 976, 488, 244 и 61 Гц.

Точность оценок амплитуд спектра шумовых температур зависит от отношения сигнал/шум  $q_i = T_{si}/T_{ш}$  на входе приемной системы, от времени накопления  $\tau$  и от точности измерения шумовой температуры  $T_x$  пилот-сигналов. При достаточно слабых импульсах калибровки с абсолютно

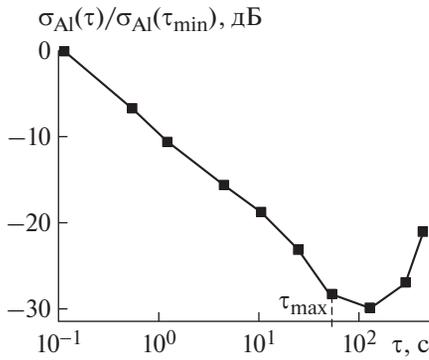


Рис. 6. Вариация Аллана для широкополосного вычислителя спектров.

равномерным спектром ( $T_{xi} = T_{xcp} \ll T_{ш}$ ) шумовая температура  $T_{si}$  сигнала, принимаемого на частоте  $f_{si}$ , определяется с относительной среднеквадратической погрешностью [9]

$$\delta_{T_i} = \frac{1}{q_i \sqrt{\tau w}}. \quad (2)$$

При полосе анализа 16 МГц и времени накопления  $\tau = 16$  с, например, шумовая температура спектрального компонента сигнала с уровнем  $T_{si} \sim 0.1T_{ш}$  измеряется с относительной среднеквадратической погрешностью 4%. Время приема и накопления сигнала, при котором относительная погрешность измерения амплитуд спектра меньше допустимого значения  $\delta_{доп}$ , определяется условием  $\tau > (q_i \delta_{доп})^2 / w$ .

Чувствительность системы регистрации и точность измерения спектра зависят, как следует из (2), от времени когерентного накопления сигнала. Максимальное (допустимое для системы регистрации) время когерентного накопления сигнала определяется на основе измерения вариаций Аллана (рис. 6). Для данного вычислителя спектров мощности  $\tau_{max} = 100$  с, но регистрировать космическое излучение в спектральных линиях при  $\tau > 30$  с нецелесообразно, так как размывается спектр из-за вращения Земли. Программное обеспечение системы регистрации предусматривает возможность установки времени накопления  $\tau$  в пределах 0.1–30 с шагом 1 с.

При разработке вычислителя спектров на п.л.и.с. необходимо учитывать затраты части ресурсов логических ячеек исполнения на организацию оперативной памяти при вычислениях по алгоритму Кули–Тьюки, устройства управления с процессором Microblaze и внешних соединений. В узкополосном вычислителе спектров на п.л.и.с. XC4VSX55 принято  $N = 2^{14}$ , а программное обеспечение предусматривает выбор полос анализа

$\Delta F = 32, 16$  или  $8$  МГц с разрешающей способностью по частоте  $w = 1952, 976$  или  $488$  Гц.

В случае отклонения  $a_x$  шумовой температуры пилот-сигнала калибровки от номинала (при  $T_{xi} = T_x + a_x$ ) при расчете  $T_{si}$  по формуле (1) появляется дополнительная ошибка  $\Delta T_{si} = (a_x/T_x)T_{si}$ , где  $a_x/T_x$  – относительная ошибка определения реального значения  $T_{xi}$ , а значение  $T_{si}$  определено для номинальной температуры калибровки  $T_x$ .

Величины  $a_x$  и  $\Delta T_{si}$  зависят от точности широкополосного вычислителя спектра  $P_x(F_r)$ , принцип действия которого подобен коммутируемому спектрально-селективному радиометру [9]. Отличие лишь в том, что измеряется не принимаемый антенной сигнал, а импульсный шумовой пилот-сигнал калибровки. При малой мощности пилот-сигнала ( $T_{xi} \ll T_{ш}$ ) относительную среднеквадратическую погрешность измерения амплитуд спектра пилот-сигналов можно определить по формуле

$$\delta_{T_x} = \left( \frac{2T_{ш}}{T_{xi}} \right) \sqrt{\frac{2}{\tau B_0}}.$$

В системе регистрации с полосой 1024 МГц при импульсах калибровки с уровнем  $T_x \sim 0.01T_{ш}$  и времени накопления  $\tau = 16$  с шумовая температура  $T_{xr}$  на частоте  $f_r$  определяется со среднеквадратической погрешностью 2.2% (разброс оценок в пределах  $\pm 6.6\%$ ). Погрешности измерений в канале коррекции неравномерности спектра шумовых импульсов в 2.5 раза меньше погрешностей основного узкополосного вычислителя спектров и почти не влияют на результаты регистрации исследуемого излучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальный образец системы регистрации использовался на радиотелескопе РТ-32 при наблюдениях источников излучения в спектральных линиях W3(OH), W49, W51, W75 по программе Ru-OH. Наблюдения подтвердили высокое качество системы. Так, благодаря высокой точности и хорошей разрешающей способности системы были выявлены статистически значимые короткие переменности радиоизлучения источника W3(OH) [11] и более существенные, хорошо заметные переменности (от 1.5 до 5.5 раза) отдельных компонентов источников W49, W75 [12].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гренков С.А., Ипатов А.В., Кольцов Н.Е. Патент РФ на полезную модель 64386 U1. Класс МПК G01R 23/16, G01R 23/18 // БИ. 2007. № 18.
2. Гренков С.А., Кольцов Н.Е. // ПТЭ. 2009. № 3. С. 160.

3. *Кольцов Н.Е.* Патент РФ на изобретение № 2316775 С1. Класс МПК G01R 23/16. // БИ. 2008. № 4.
4. *Гренков С.А., Носов Е.В., Федотов Л.В., Кольцов Н.Е.* // ПТЭ. 2010. № 5. С. 60.
5. *Гренков С.А., Кольцов Н.Е., Носов Е.В., Федотов Л.В.* // ПТЭ. 2009. № 5. С. 80.
6. *Гренков С.А., Кольцов Н.Е., Федотов Л.В.* Патент РФ на полезную модель RU 175721 U1. Класс МПК H03D 7/00 // БИ. 2017. № 35.
7. *Гренков С.А., Кольцов Н.Е.* Патент РФ на полезную модель RU 174149 U1. Класс МПК H03D 7/00, H03L 7/06 // БИ. 2017. № 28.
8. *Гренков С.А., Кольцов Н.Е.* // ПТЭ. 2019. № 5. С. 44. <https://doi.org/10.1134/S0032816219040244>
9. *Кольцов Н.Е.* // Известия вузов России. Радиоэлектроника. 2011. Вып. 2. С. 59.
10. *Blahut R.E.* Fast algorithms for digital signal processing. Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1985.
11. *Госачинский И.В., Ипатов А.В., Гренков С.А., Рахимов И.А.* // Астрофизический бюллетень. 2016. Т. 71. № 3. С. 358.
12. *Госачинский И.В., Ипатов А.В., Гренков С.А., Рахимов И.А.* // Труды ИПА РАН. 2018. Вып. 47. С. 91.

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ,  
МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ**

УДК 550.834+681.787+628.517+681.7.068+ 656.618.1

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕТОДА КРЕПЛЕНИЯ  
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ КОСЫ  
ПРИ БУКСИРОВКЕ НА ПАРАМЕТРЫ ЕЕ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА<sup>1</sup>**

© 2020 г. А. А. Власов<sup>a,\*</sup>, М. Ю. Плотников<sup>a</sup>, В. С. Лавров<sup>a</sup>,  
С. С. Киселев<sup>a</sup>, А. С. Алейник<sup>a</sup>

<sup>a</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий,  
механики и оптики (Университет ИТМО)

Россия, 197101, С.-Петербург, Кронверкский просп., 49

\*e-mail: [salusnetklim@yandex.ru](mailto:salusnetklim@yandex.ru)

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 13.03.2020 г.

Принята к публикации 14.03.2020 г.

Исследуется зависимость плотности шума в сигнале волоконно-оптической буксируемой косы в полосе частот 10 Гц–1 кГц от скорости буксировки в диапазоне от 1 до 5 узлов, от коэффициента относительного удлинения ее эластичной секции, ее типа, а также от типа крепления эластичной секции к буксируемому телу. Кроме того, получена зависимость величины растягивающей нагрузки на исследуемую косу от скорости буксировки. Приведены полученные в ходе натурных испытаний экспериментальные данные по уровню шумов косы и их анализ. Достигнутое снижение уровня шумов буксировки при применении эластичной секции составило до трех раз в диапазоне частот от 180 до 600 Гц в зависимости от типа эластичной секции при креплении эластичной секции к силовому элементу буксируемого тела и до двух раз во всем исследуемом диапазоне частот.

DOI: 10.31857/S0032816220040369

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время буксируемые сейсмические косы широко применяются в качестве приемников зондирующего акустического сигнала при геофизических исследованиях и сейсмической разведке полезных ископаемых в области континентального шельфа [1].

Буксировка сейсмической косы приводит к воздействию специфических для данного процесса шумовых факторов, следствием чего является повышение уровня шума в сигналах с гидрофонов сейсмической косы. Обзор тематики шумовых воздействий при буксировке и борьбы с ними представлен в работе [1].

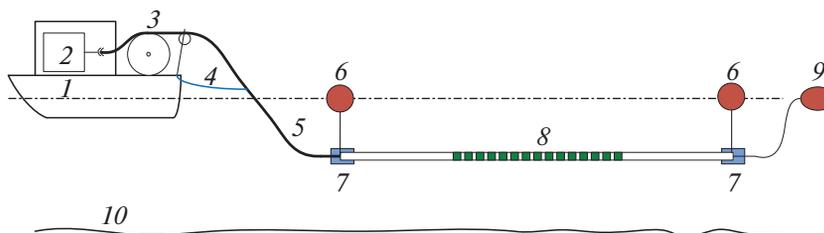
Данная работа посвящена исследованию влияния метода крепления волоконно-оптической сейсмической косы к судну-буксиру при буксировке на параметры ее выходного сигнала. Одним из наиболее значительных шумовых факторов, действующих на сейсмическую косу, являются рывковые воздействия судна-буксира. Основной

причиной возникновения данного вида шумовых воздействий является неравномерность скорости хода судна-буксира, особенно при движении по волнам с переменной ветровой нагрузкой. Проявляются данные воздействия в виде изменения величины натяжения при буксировке сейсмической косы, что приводит к соответствующему изменению скорости движения чувствительной части с гидрофонами, изменению ее длины, а также попутному увеличению шумов обтекания (так как их интенсивность зависит также и от скорости буксировки) [1–3].

Шумовые воздействия данного типа относительно низкочастотны (единицы и десятки герц), что обусловлено большой массой и инертностью судна, а также волновой обстановкой на море. Как правило, для снижения влияния данных воздействий буксируемое тело прикрепляется к судну через эластичную секцию, выполненную из упругого материала и расходующую энергию рывка на изменение длины (упругую деформацию растяжения) самой секции без передачи к чувствительной части.

В данной работе исследуется зависимость уровня шумов в сигнале волоконно-оптической сейсмической косы от относительного коэффициен-

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permisc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).



**Рис. 1.** Схема проведения натурных испытаний. 1 – судно-буксир; 2 – бортовая часть оборудования волоконно-оптической косы; 3 – устройство постановки-выборки (кабельный барабан); 4 – эластичная секция; 5 – буксируемое тело; 6 – буй; 7 – груз-заглубитель; 8 – чувствительная часть (гидрофоны); 9 – концевое тело; 10 – дно.

та удлинения эластичной секции, а также от способа соединения эластичной секции с телом буксируемой косы – закрепления к внешней оболочке и закрепления к силовому элементу волоконно-оптического кабеля при помощи специально разработанной врезной секции. Представлено техническое решение, обеспечивающее приемлемые параметры.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование влияния метода крепления волоконно-оптической сейсмической косы при буксировке на параметры ее выходного сигнала проводилось в ходе натурных испытаний опытного образца, разработанного НИЦ Световодной фотоники Университета ИТМО. Состав бортового оборудования, структура чувствительной части и особенности обработки сигналов разработанной волоконно-оптической косы подробно рассматриваются в работах [4–6].

В ходе данной работы проводилась оценка уровня шумов в выходном сигнале сейсмической косы при различных значениях скоростей буксировки в зависимости от значения коэффициента относительного удлинения эластичной секции, а также от способа прикрепления эластичной секции к буксируемому телу. Схема осуществления буксировки представлена на рис. 1.

Для экспериментальной проверки было изготовлено четыре образца эластичных секций, отличающихся значением относительного коэффициента удлинения. Первый образец представляет

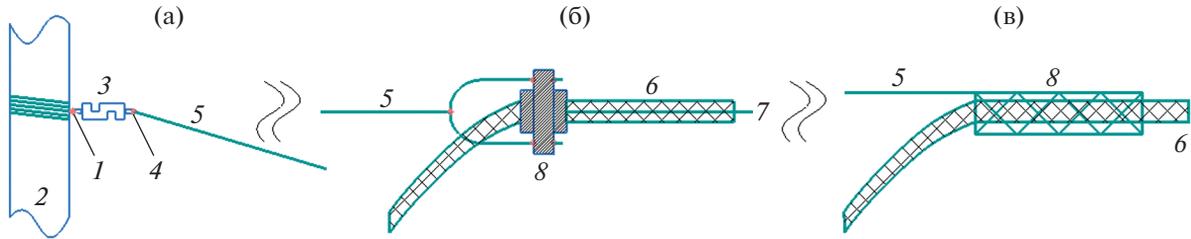
собой участок стального троса с защитным слоем из ПВХ 6/8 PVC, соответствующий варианту буксировки без эластичной секции ввиду пренебрежимо малого коэффициента относительного удлинения стального троса при нагрузках, не превышающих 20% его прочности на разрыв. Второй образец представляет собой веревку из полиамидных нитей “Коломна” с внешним диаметром 11 мм производства АО “Канат”, третий образец – веревку из свитых синтетических волокон с внешним диаметром 9 мм, четвертый – веревку из полиамидных нитей Beal Booster III с внешним диаметром 9.8 мм. Длина эластичных секций при буксировке составляла ~10 м.

Схемы прикрепления эластичных секций к судну-буксиру и к буксируемому телу представлены на рис. 2. Контроль натяжения буксируемого тела осуществлялся при помощи включенного в разрыв эластичной секции металлорезистивного тензометрического датчика сжатия-растяжения 00STC-001T-G0-00F, прием и обработка сигналов которого осуществлялась блоком ОВЕН МВ110-224.1ТД. В ходе данной работы закрепление эластичной секции к буксируемому телу осуществлялось двумя вариантами – при помощи самозатягивающейся накладной петли (так называемый “китайский палец”) и разработанной врезной секции, обеспечивающей жесткую связь с силовым элементом волоконно-оптического кабеля.

В ходе эксперимента проводилась оценка уровня шума в выходном сигнале волоконно-оптической сейсмической косы во время ее буксировки со скоростями 1–5 узлов. Оценка усред-

**Таблица 1.** Зависимость коэффициента жесткости  $k$  [Н/м] изготовленных эластичных секций от прилагаемой растягивающей нагрузки

Варианты эластичной секции	Скорость буксировки, узлов				
	1	2	3	4	5
№ 1 (стальной трос 6/8 PVC)	$>10^5$	$>10^5$	$>10^5$	$>10^5$	$>10^5$
№ 2 (веревка “Коломна”)	397	929	1312	1615	1994
№ 3 (витая веревка)	397	877	1117	1468	1671
№ 4 (веревка Beal Booster III)	397	526	656	807	824



**Рис. 2.** Схемы крепления эластичной секции: **а** – к судну-буксиру, **б** – к буксируемому телу при помощи врезной крепежной секции, **в** – к буксируемому телу при помощи накладной самозатягивающейся петли. 1 – крепление тензодатчика к балке на корме судна; 2 – балка на корме судна; 3 – тензодатчик; 4 – крепление эластичной секции к тензодатчику; 5 – эластичная секция; 6 – буксируемое тело волоконно-оптической сейсмической косы; 7 – силовой элемент внутри волоконно-оптического буксируемого кабеля; 8 – самозатягивающаяся накладная петля.

ненно по 16 каналам буксируемой косы уровня шума проводилась в диапазоне частот от 10 Гц до 1 кГц. Данный частотный диапазон обусловлен особенностями проведения геофизических исследований в инженерной сейсморазведке.

На первом этапе эксперимента буксировка осуществлялась с применением эластичной секции по варианту № 1 с креплением к буксируемому кабелю при помощи накладной самозатягивающейся петли (“китайский палец”, рис. 2в) в диапазоне скоростей буксировки от 1 до 5 узлов. На втором этапе эксперимента буксировка осуществлялась при постоянной скорости 4 узла с применением эластичных секций по вариантам № 1–№ 4 с креплением к буксируемому кабелю при помощи накладной самозатягивающейся петли. На третьем этапе эксперимента буксировка осуществлялась при постоянной скорости 4 узла с применением эластичных секций по вариантам № 1–№ 4 прикреплением к буксируемому кабелю при помощи врезной крепежной секции для обеспечения связи с силовым элементом кабеля (рис. 2б). Скорость 4 узла была выбрана как наиболее оптимальная по временному разрешению сканирования при изысканиях, ввиду чего она наиболее часто применяется в инженерной сейсморазведке.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Перед проведением натурных испытаний по буксировке волоконно-оптической сейсмической косы было проведено исследование зависимости величин удельных коэффициентов относительного удлинения изготовленных эластичных секций от приложенной растягивающей нагрузки. Результаты данного исследования представлены на рис. 3. Исследование проводилось в соответствии с ГОСТ-Р EN1891-2012 (ISO EN1891).

Далее, с помощью опроса тензометрического датчика была получена экспериментальная зависимость растягивающей нагрузки [кг] от скорости буксировки  $v$  [узл.], она может быть описана

следующим выражением (при достоверности аппроксимации  $R^2 = 0.9984$ ):

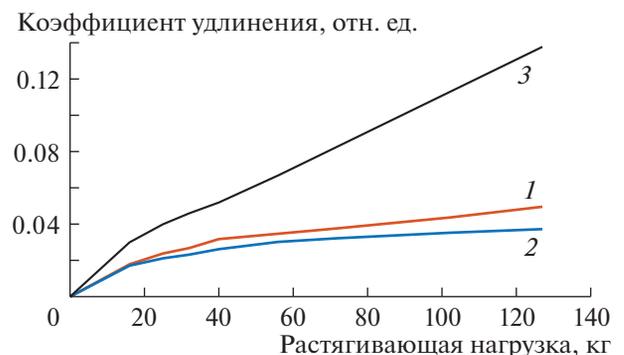
$$F_T = 5.9988v^{1.4821}. \quad (1)$$

Сопоставляя данные графиков на рис. 3 и формулы (1), можно оценить коэффициент жесткости эластичных секций при различных скоростях буксировки [7]:

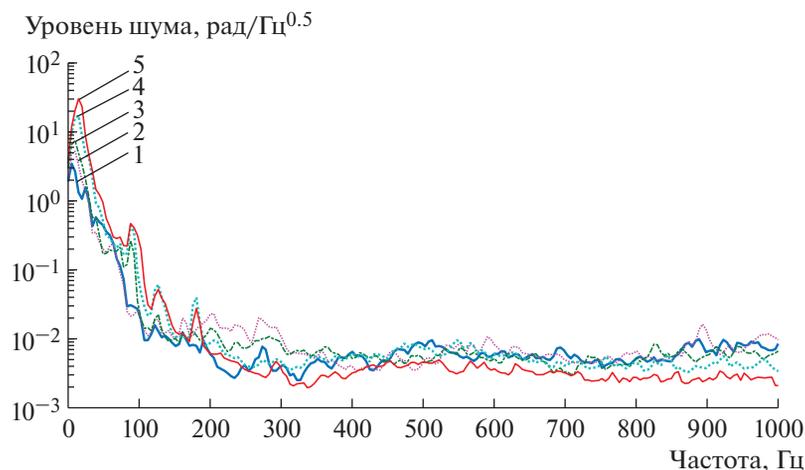
$$k = \frac{F_T}{\Delta l} = \frac{F_T}{\epsilon l}, \quad (2)$$

где  $k$ , Н/м – коэффициент жесткости;  $F_T$ , Н – сила приложенной растягивающей нагрузки;  $\Delta l$ , м – изменение длины эластичной секции под воздействием растягивающей нагрузки;  $\epsilon$ , отн. ед. – коэффициент относительного удлинения эластичной секции;  $l$ , м – длина эластичной секции.

Экспериментальные данные, полученные на первом этапе эксперимента (буксировка с секцией по варианту № 1 при разных скоростях, крепление при помощи накладной петли (рис. 2в)), представлены на рис. 4. Видно, что уровень шумов в области нижних частот до 200 Гц растет с



**Рис. 3.** Исследование зависимости удельного коэффициента изготовленных эластичных секций от значения приложенной растягивающей нагрузки: 1 – веревка “Коломна”, 2 – веревка из свитых синтетических волокон, 3 – веревка Beal Booster III.



**Рис. 4.** Зависимость уровня шума волоконно-оптической буксируемой косы от скорости буксировки. Цифры у кривых соответствуют значениям скорости буксировки (в узлах).

повышением скорости буксировки от 2 до 20 раз, в то время как в диапазоне частот от 200 до 1000 Гц увеличение скорости буксировки ведет к снижению уровня шума от 2 до 10 раз. Данный эффект можно объяснить тем, что при увеличении скорости буксировки растет уровень приложенной растягивающей нагрузки, приводя к натяжению буксируемой косы и снижая ее провисание и связанные с этим изгибные колебания. Рост уровня шумов в области частот до 200 Гц объясняется ростом интенсивности рывков судна-буксира при увеличении скорости его движения. Результаты данного этапа эксперимента с вариантом эластичной секции № 1 при креплении через накладную петлю является опорным при сравнении данных, полученных на дальнейших этапах.

Экспериментальные данные, полученные на втором этапе эксперимента (буксировка при скорости 4 узла с эластичными секциями по вариантам № 1–№ 4 при их креплении к буксируемому телу при помощи самозатягивающейся накладной петли (рис. 2в)), представлены на рис. 5. Видно, что уровень шумов снижается в диапазоне частот от 180 до 600 Гц до 3 раз при использовании варианта эластичной секции № 3 (витая веревка из синтетических нитей). В низкочастотной области до 100 Гц уровень шумов при всех вариантах эластичных секций примерно одинаков. Использование варианта эластичной секции № 4 привело к появлению в спектре шумов паразитных гармонических составляющих на частотах около 366 и 727 Гц. По всей видимости, причиной колебаний на данных частотах являются возникшие при буксировке автоколебания эластичной секции [8]:

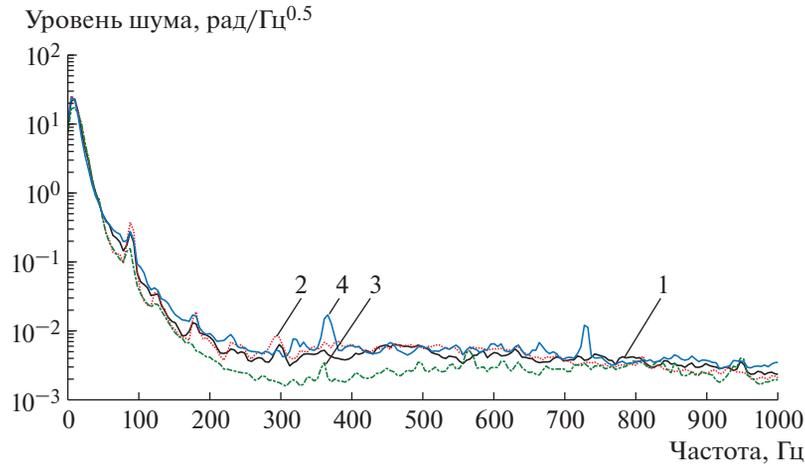
$$f = m \frac{1}{ld} \sqrt{\frac{F_T [\text{H}]}{\pi \rho}}, \quad (3)$$

где  $m$  – номер гармоники;  $d$ , м – диаметр поперечного сечения эластичной секции;  $\rho$ , кг/м<sup>3</sup> – плотность материала эластичной секции. Согласно техническим данным плотность материала р веревки Beal Booster III составляет ~825 кг/м<sup>3</sup>.

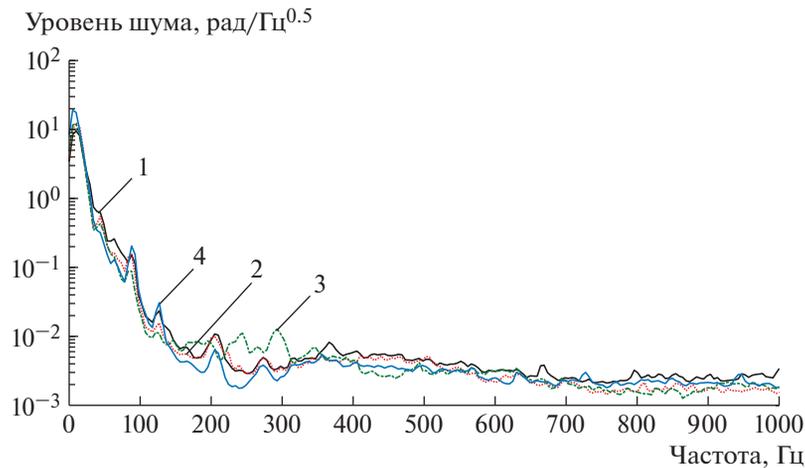
Экспериментальные данные, полученные на третьем этапе эксперимента (буксировка при скорости 4 узла с эластичными секциями по вариантам № 1–№ 4 при их креплении к силовому элементу буксируемого тела при помощи врезной крепежной секции (рис. 2б)), представлены на рис. 6. Видно, что уровень шумов снижается при использовании варианта эластичной секции № 3 в 1.5 раза в диапазоне частот от 300 до 400 Гц по сравнению с другими вариантами эластичных секций. Использование варианта № 2 дает снижение уровня шумов буксировки в 1.5 раза в диапазоне частот от 700 до 1000 Гц и в области нижних частот до 20 Гц.

Сравнительный анализ экспериментальных данных для варианта эластичной секции № 3 при креплении с помощью накладной самозатягивающейся петли (рис. 2в) и при креплении к силовому элементу буксируемого тела с помощью врезной крепежной секции (рис. 2б) представлен на рис. 7. Видно, что использование этого варианта позволяет добиться снижения уровня шумов в области нижних частот до 170 Гц в 1.5–2 раза. В диапазоне частот от 200 до 400 Гц использование подобного варианта крепления приводит к увеличению уровня шумов в 1–5 раз. В диапазоне частот от 700 до 900 Гц достигается снижение уровня шумов на величину до 2 раз.

Помимо усредненного уровня собственных шумов на этом этапе измерений была также проведена оценка разброса по уровню шумов между каналами волоконно-оптической буксируемой



**Рис. 5.** Зависимость уровня шума волоконно-оптической буксируемой косы от типа эластичной секции при креплении с помощью накладной самозатягивающейся петли. Цифры у кривых соответствуют номеру варианта применяемой эластичной секции.



**Рис. 6.** Зависимость уровня шума волоконно-оптической буксируемой косы от типа эластичной секции при креплении с помощью врезной крепежной секции. Цифры у кривых соответствуют номеру варианта применяемой эластичной секции.

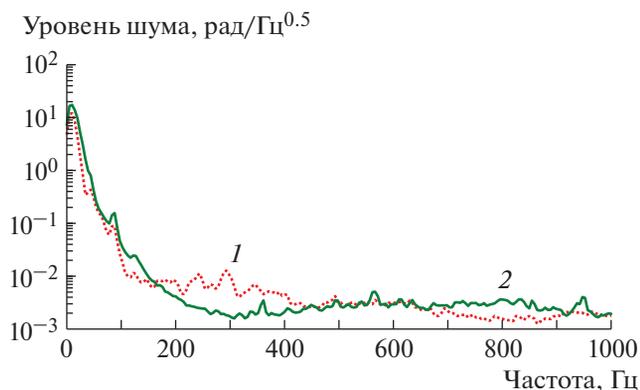
сейсмической косы в зависимости от частоты. Расчет производился по следующей формуле [9]:

$$STD(f) = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (S_i(f) - \overline{S(f)})^2}}{\overline{S(f)}} \times 100\%, \quad (4)$$

где  $STD(f)$ , % – разброс уровня шумов между каналами косы в зависимости от частоты  $f$ ;  $N$  – число волоконно-оптических гидрофонов в косе (16 шт.);  $S_i(f)$ , рад/ $\sqrt{\text{Гц}}$  – уровень шумов  $i$ -го канала косы на частоте  $f$ ;  $\overline{S(f)}$ , рад/ $\sqrt{\text{Гц}}$  – средний уровень шумов каналов косы на частоте  $f$ . Результаты представлены на рис. 8 для варианта эластичной секции № 3.

Видно, что использование варианта крепления за силовой элемент при помощи врезной крепежной секции (рис. 2б) позволяет добиться снижения среднеквадратичного отклонения (с.к.о.) уровня шумов по каналам волоконно-оптической косы при ее буксировке в 2 раза. Аналогичная картина снижения с.к.о. шумов буксировки по каналам косы наблюдается для остальных вариантов эластичных секций.

По всей видимости, данные эффекты обусловлены тем, что при креплении эластичной секции к внешней оболочке буксируемого тела при помощи накладной самозатягивающейся петли под воздействием растягивающей нагрузки при буксировке внешняя оболочка и силовой элемент имеют возможность движения друг относительно



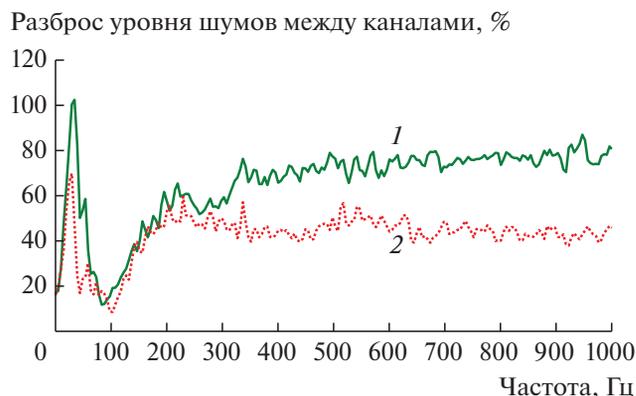
**Рис. 7.** Сравнительный анализ экспериментальных данных при различных вариантах крепления эластичной секции (вариант № 3) к буксируемому телу: 1 – при креплении при помощи врезной крепежной секции (за силовой элемент), 2 – при креплении при помощи накладной самозатягивающейся петли.

друга, что увеличивает помеховые воздействия на чувствительные элементы, причем неравномерно по длине буксируемой косы. При креплении же к силовому элементу при помощи врезной крепежной секции возможно такое движение блокируется, что благоприятно сказывается на общем уровне шумов в выходном сигнале волоконно-оптической буксируемой сейсмической косы.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе данной работы было проведено исследование влияния метода крепления волоконно-оптической сейсмической косы при буксировке на параметры ее выходного сигнала. Во время натурных испытаний косы были получены экспериментальные зависимости уровня растягивающей нагрузки от скорости буксировки, уровня шумов в сигнале косы от скорости буксировки, от типа и коэффициента относительного удлинения эластичной секции, а также от типа крепления эластичной секции к буксируемому телу.

Показано, что использование различных вариантов эластичных секций для буксировки сейсмической косы дает снижение уровня шумов в ее сигнале, но этот эффект существенно зависит от частоты и от параметров эластичной секции. Так, уровень шумов снижается в диапазоне частот от 180 до 600 Гц при использовании эластичной секции из витых синтетических нитей (вариант № 3) до 3 раз. В области нижних частот до 100 Гц уровень шумов для всех вариантов эластичных секций примерно одинаков. Таким образом, для более выраженного эффекта снижения уровня шумов необходимы детальный расчет и подбор параметров эластичной секции.



**Рис. 8.** Сравнительный анализ с.к.о. уровня шумов по каналам при различных вариантах крепления эластичной секции (вариант № 3) к буксируемому телу: 1 – при креплении при помощи накладной самозатягивающейся петли (рис. 2в), 2 – при креплении при помощи врезной крепежной секции (за силовой элемент, рис. 2б).

Использование варианта крепления эластичной секции к буксируемому телу за силовой элемент при помощи врезной крепежной секции позволяет добиться снижения уровня шумов в области нижних частот до 170 Гц на величину порядка 1.5–2 раз. В диапазоне частот от 200 до 400 Гц использование подобного варианта закрепления приводит либо к увеличению уровня шумов в 1.5–3 раза (для эластичной секции из витых синтетических нитей), либо к снижению в 1.5–2 раза для остальных вариантов эластичных секций. В диапазоне частот от 700 до 900 Гц достигается снижение уровня шумов на величину порядка 2 раз.

Кроме того, использование варианта крепления за силовой элемент позволяет добиться снижения с.к.о. уровня шумов по каналам волоконно-оптической сейсмической буксируемой косы в 2 раза. Таким образом, закрепление за силовой элемент оптического кабеля при буксировке позволяет добиться снижения общего уровня шумов и с.к.о. по каналам, однако такой подход также требует детального расчета и подбора параметров эластичной секции.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Vlasov A.A., Aleynik A.S., Plotnikov M.Yu., Dmitriev A.A., Varzhel S.V.* // Scientific and Technical J. Information Technologies, Mechanics and Optics. 2019. V. 19. № 4. P. 574 (in Russian). <https://doi.org/10.17586/2226-1494-2019-19-4-574-585>
2. *Andrews Jr D.E.* Pat. 5062085 USA. 1991.
3. *Макаренков А.П., Воскобойник В.А.* Гидродинамические шумы и вибрации гибкой протяженной буксируемой антенны // Актуальные аспекты физико-механических исследований. Акустика и

- волны / Под ред. В.В. Мелешко, В.Н. Олейник. Киев: Наукова думка, 2007. С. 208–217.
4. *Plotnikov M.Y., Lavrov V.S., Dmitraschenko P.Y., Kulikov A.V., Meshkovsky I.K.* // IEEE Sensors J. 2019. V. 19. № 9. P. 3376.  
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2019.2894323>
  5. *Plotnikov M.J., Kulikov A.V., Strigalev V.E., Meshkovsky I.K.* // Advances in Optical Technologies. 2014. V. 2014.  
<https://doi.org/10.1155/2014/815108>
  6. *Nikitenko A.N., Plotnikov M.Y., Volkov A.V., Meshkrenin M.V., Kireenkov A.Y.* // IEEE Sensors J. 2018. V. 18. № 5. P. 1985.  
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2018.2792540>
  7. *Ляв А.* Математическая теория упругости. М.: Рипол Классик, 2013.
  8. *Ларин А.А.* Зарождение математической физики и теории колебаний континуальных систем в “Споре о струне” // Вестник Национального технического университета “Харьковский политехнический институт”. История науки и техники. 2008. Т. 8. С. 89–97.
  9. *Ивченко Г.И., Медведев Ю.И.* Введение в математическую статистику. М.: ЛКИ, 2010.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 621.372.8: 621.396: 621.315

### ПРИНЦИПЫ ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ КАНАЛОВ ОПТИЧЕСКИХ СЕТЕЙ ДОСТУПА<sup>1</sup>

© 2020 г. Н. И. Горлов<sup>а,\*</sup>, И. В. Богачков<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
Россия, 630102, Новосибирск, ул. Кирова, 86

<sup>б</sup> Омский государственный технический университет  
Россия, 644050, Омск, просп. Мира, 11

\*e-mail: gorlovnik@yandex.ru

Поступила в редакцию 03.03.2020 г.

После доработки 12.03.2020 г.

Принята к публикации 13.03.2020 г.

Рассматривается проблема защиты информации от несанкционированного доступа и представлены результаты сравнительного анализа методов извлечения информации из оптического волокна. Предложена методика обнаружения факта формирования каналов утечки информации, проводимого различными способами, для успешной борьбы с несанкционированным доступом. Из проанализированных способов формирования каналов утечки информации в волоконно-оптической линии связи наиболее простым является изгиб оптического волокна для нарушения условий полного внутреннего отражения. В этом случае в системе мониторинга для обнаружения изгибов волокон необходимо отслеживать внесенные потери.

DOI: 10.31857/S0032816220040278

Волоконно-оптические линии связи (в.о.л.с.) в начале развития считались неуязвимыми к несанкционированному доступу, что обуславливалось физическими принципами распространения электромагнитной волны в световоде. Однако со временем была исследована и доказана принципиальная возможность физического съема информации с оптического волокна. Впоследствии общественности стали известны факты обнаружения подслушивающих устройств на в.о.л.с. европейских телекоммуникационных компаний. Очевидным стал факт, что в.о.л.с. лишь изначально имеют более высокую степень защиты информации от физического съема, чем линии связи других типов.

Во-первых, это связано с тем, что электромагнитное излучение без внешнего воздействия выходит за пределы оптического волокна на расстояние не более длины волны [1]. Так создается обязательное условие для съема информации – физический контакт.

Во-вторых, оптические кабели имеют сложную конструкцию: множество волокон с упрочняющими и защитными элементами (в отдельных

случаях металлической броней). Также существуют специальные кабели, оснащаемые дополнительными защитными механизмами (например, газовой оболочкой или электромагнитным полем). В результате физический доступ к отдельному волокну становится сложным и трудоемким процессом.

В-третьих, оптические каналы характеризуются высокой скоростью передачи информации (сотни Гбит/с), что достигается использованием коротких световых импульсов (десятки и сотни пикосекунд). Это формирует повышенные требования к характеристикам аппаратуры детектирования [2].

Несмотря на технологическую сложность, процесс несанкционированного подключения к в.о.л.с. возможен. В настоящее время хорошо известно несколько способов, которые представлены на рис. 1.

Способ несанкционированного съема информации посредством сгибания основывается на нарушении внутреннего отражения оптической волны. Для достижения полного внутреннего отражения угол падения сигнала оптической волны на переходе между сердцевиной и оболочкой должен быть больше, чем критический.

Значение критического угла определяется значениями профилей коэффициентов преломления сердцевины и оболочки по формуле

<sup>1</sup> Результаты данного исследования были представлены и обсуждены на третьей международной конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2020” (<http://or-2020.permsc.ru/>, 22–24 сентября, Россия, Пермь).

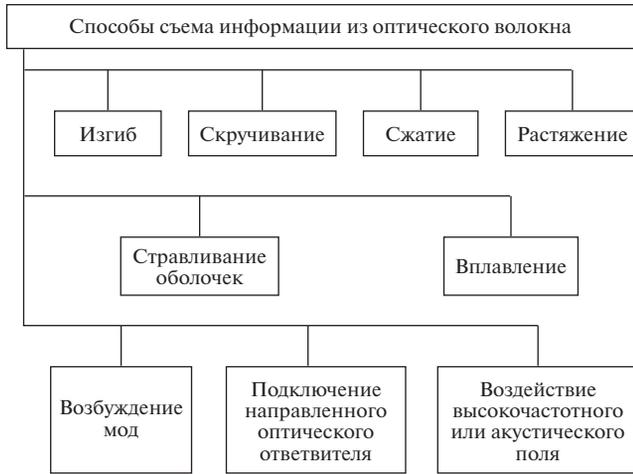


Рис. 1. Способы несанкционированного съема информации из оптического волокна.

$$\theta_k = \cos^{-1} \left( \frac{n_2}{n_1} \right), \quad \text{причем } n_2 < n_1, \quad (1)$$

где  $\theta_k$  – критический угол,  $n_1$  – коэффициент преломления сердцевинки,  $n_2$  – коэффициент преломления оболочки.

Изгиб оптического волокна (о.в.) должен быть таким, чтобы угол отражения стал меньше критического. При этом оптическая волна станет проходить сквозь оболочку оптического волокна.

Обнаружение несанкционированного подключения при использовании нарушителем способов первой группы затруднено, поскольку параметры излучения практически не меняются. При этом мощность бокового излучения достаточно мала, что ухудшает достоверность приема перехваченных оптических волн, и это вынуждает непосредственно использовать участки в.о.л.с. с высоким уровнем излучения. Высокие уровни излучения находятся на участках соединения оп-

тической линии, местах изгиба оптического кабеля и на участках со значительным давлением грунта. Следует отметить, что чем больше вводимая мощность, тем сильнее будут изменяться параметры канала передачи данных и, следовательно, легче обнаружить несанкционированное подключение.

В способах, использующих для вывода накладные Y- и X-образные ответвители, регулировка отводимой мощности затруднена. Способы третьей группы (рис. 1) связаны со значительными техническими трудностями при их реализации с выводом излучения оптической волны и ее обратным вводом, представляющими сложную техническую задачу. Они имеют высокую скрытность.

Системы мониторинга в.о.л.с. на базе оптического рефлектометра являются весьма эффективными для обнаружения несанкционированного подключения. Они позволяют осуществлять непосредственный мониторинг любой ветви в оптической сети доступа. Структурная схема такой системы представлена на рис. 2.

Модуль управления режимами работы необходим для управления и синхронизации модулей мониторинга состояния в.о.л.с. 1, в.о.л.с. 2 и модуля анализа текущих изменений в режиме передачи оптического сигнала. В случае, когда значения увеличения затухания контрольных сигналов ненулевые, то модуль анализа изменений параметров в.о.л.с. принимает решение о гипотетических причинах изменения параметров линии передачи данных. В модуле определения изменений параметров обрабатываются данные, которые поступают от модуля мониторинга состояний в.о.л.с. 1. В.о.л.с. 2 является резервной и используется системой обнаружения несанкционированного подключения для определения эталонных параметров оптической сети доступа.

Алгоритм диагностики увеличения затухания сигнала оптической волны представлен на рис. 3.

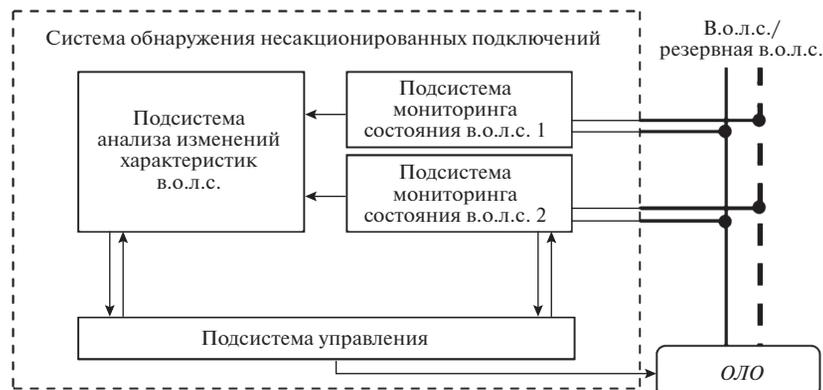


Рис. 2. Структурная схема системы обнаружения несанкционированного подключения. ОЛО – оптическое линейное окончание.

Система обнаружения должна иметь тесную интеграцию с архитектурой оптической сети доступа и модульный принцип построения.

К преимуществам описанной системы обнаружения можно отнести:

- наличие базы данных (б.д.) позволяет хранить измеряемые характеристики и данные характеристики относятся к определенному интервалу времени;
- система позволяет идентифицировать местоположение несанкционированного подключения к в.о.л.с.

К недостаткам описываемого способа относятся большее количество элементов, которые позволяют устанавливать координаты неоднородностей и макроизгибов о.в.

Архитектура системы обнаружения несанкционированного доступа показана на рис. 4.

Для реализации перечисленных достоинств особо требуются:

- высокая скорость обработки данных;
- стабильность основных узлов системы;
- отказоустойчивость;
- совершенство алгоритмов анализа данных;
- возможность определения причин, которые вызывают отклонения характеристик в.о.л.с.

Чтобы система обработки данных выдавала корректные результаты, необходимо выполнение следующих условий:

- анализ потенциально возможных ситуаций, которые вызывают отклонение анализируемых параметров;
- анализ каждой ситуации по отдельности для установления уникальных свойств, характерных только для возникшей ситуации;
- математическое описание результатов анализа.

Критерием идентификации несанкционированного подключения на макроизгибе оптического волокна является увеличение затухания, которое можно определить как [3]:

$$\Delta\alpha_i = \alpha_{\text{тек } i} - \alpha_{\text{ожд } i}, \quad (2)$$

где  $\Delta\alpha_i$  – увеличение затухания,  $\alpha_{\text{тек } i}$  – текущее затухание,  $\alpha_{\text{ожд } i}$  – ожидаемое затухание.

Погрешность измерения уменьшается благодаря осуществлению нескольких измерений в течение некоторого промежутка времени. Значение увеличения затухания является функцией от длины оптической волны и радиуса изгиба о.в. [4]:

$$\Delta\alpha = f(R_{\text{изгиб}}, \lambda), \quad (3)$$

где  $R_{\text{изгиб}}$  – радиус изгиба о.в.,  $\lambda$  – длина волны сигнала оптической волны.

Критерий исходит из предположения, что для заданного типа о.в. теоретически или экспери-

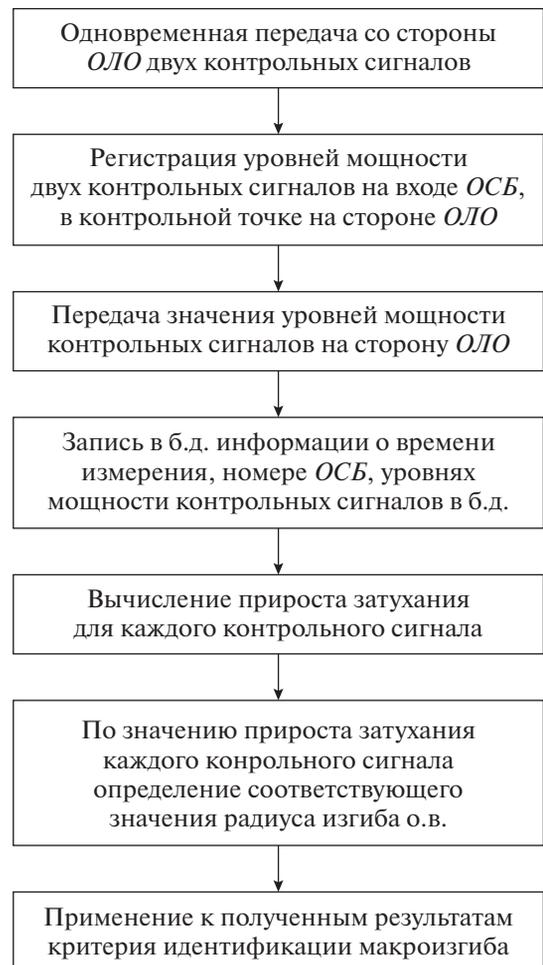


Рис. 3. Алгоритм мониторинга затухания и обнаружения макроизгибов в оптической сети доступа. ОСБ – оптический сетевой блок.

ментально определены следующие аналитические зависимости затухания:

$$\begin{aligned} \Delta\alpha(R_{\text{изгиб}}, \lambda_1), \\ \Delta\alpha(R_{\text{изгиб}}, \lambda_2). \end{aligned} \quad (4)$$

Используя значения критериев (4), для контрольных оптических сигналов с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  можно непосредственно вычислить значение увеличения или уменьшения затухания, подставив в ряд возможных значений  $R_{\text{изгиб}}$ .

Следует отметить, что возможны ситуации возникновения макроизгибов вследствие причин, которые не относятся к несанкционированному подключению, а именно:

- температурные и механические воздействия окружающей среды на в.о.л.с. сети доступа;
- действия персонала по обслуживанию в.о.л.с. сети доступа.

Если на входе некоторого участка наблюдается увеличение или уменьшение затухания, то необ-

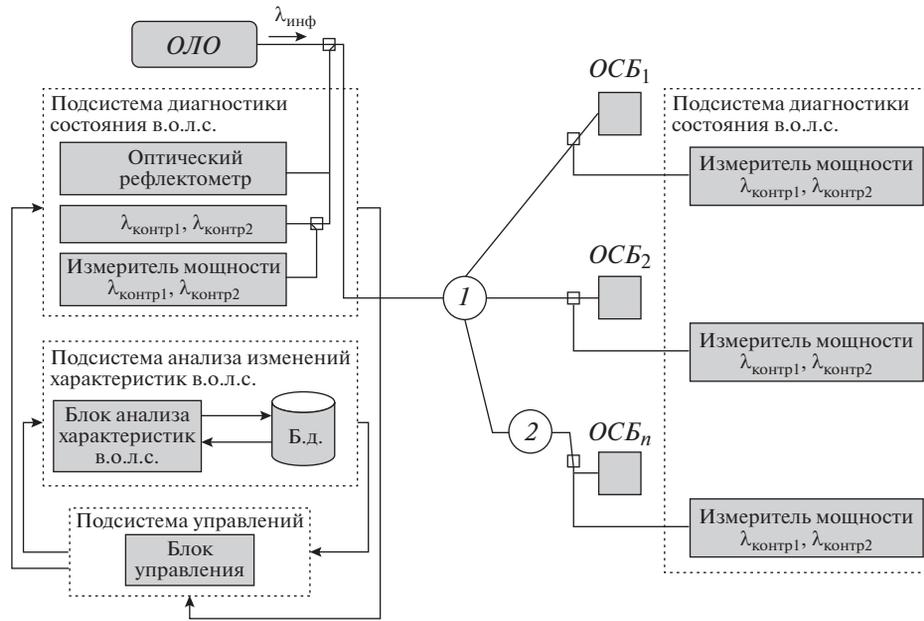


Рис. 4. Архитектура системы обнаружения несанкционированного подключения для оптической сети доступа. 1, 2 – сплиттеры;  $ОСБ_1–ОСБ_n$  – оптические сетевые блоки.

ходимо интерпретировать данное событие. Решение о том, является ли изменение затухания следствием макроизгиба о.в., принимается на базе следующих тождеств [5]:

$$\begin{cases} R_{\text{изгиб}}(\Delta\alpha_{\lambda_1}) = R_{\text{изгиб}}(\Delta\alpha_{\lambda_2}) - \text{макроизгиб о.в.} \\ R_{\text{изгиб}}(\Delta\alpha_{\lambda_1}) \neq R_{\text{изгиб}}(\Delta\alpha_{\lambda_2}) - \text{не макроизгиб о.в.} \end{cases} \quad (5)$$

Если любой обнаруживаемый факт изменения затухания принимать как несанкционированный доступ, то это приведет к увеличению количества ложных тревог системы мониторинга в сети доступа.

Для уменьшения количества ложных тревог необходимо использовать специальные критерии, с помощью которых идентифицируется факт несанкционированного подключения:

- время появления изменения затухания не попадает в период, когда на оптической сети доступа осуществляются работы восстановительного или регламентного характера;

- изменение затухания возникло на том участке оптической сети доступа, где не осуществлялись какие-либо работы;

- если на участке не проводятся какие-либо работы восстановительного или регламентного

характера, а значение увеличения затухания динамически изменяется во времени в сети доступа.

На первом этапе происходит чтение из б.д. данных и типовых параметров о ветвях оптической сети доступа и времени возникновения тех или иных изменений затухания. Для увеличения достоверности идентификации несанкционированного доступа следует изменить несущую длину волны зондирующего импульса. Если с увеличением длины волны интенсивность регистрируемого увеличивается, то несанкционированный съем информации осуществляется посредством изгиба о.в.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rejeb R., Leeson M.S., Green R.J. // IEEE Commun. Mag. 2006. V. 44. № 11. P. 79.
2. Everett B. Network Security. 2007. V. 207. № 5. P. 13.
3. Guo S., Zhao Z., Zhang Q. // Power System Protection and Control. 2017. V. 45. № 17. P. 92.
4. Gorlov N.I., Bogachkov I.V., Kitova E.T. // 14-th international scientific-technical conference on actual problems of electronic instrument engineering (APEIE). 2018. P. 140.
5. Булавкин И.А. // Т-сomm – Телекоммуникации и транспорт. 2008. № 3. С. 20.

## УСТРОЙСТВО ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПО ПЛОЩАДИ КРЕМНИЕВЫХ $n^+ - p(n) - p^+$ -СТРУКТУР

© 2020 г. О. Г. Кошелев\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
Физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2

\*e-mail: scon282@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 20.11.2019 г.

После доработки 31.01.2020 г.

Принята к публикации 05.02.2020 г.

Описано устройство, позволяющее измерять неоднородность фоточувствительности по площади кремниевых  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур без контактов. Структура размещается между обкладками конденсатора и локально освещается с одной стороны двумя лазерами, модулированными по интенсивности. Длины волн лазеров 1064 и 808 нм. Излучение первого лазера поглощается в объеме базовой области, а второго – только вблизи ее освещаемой поверхности. Локальная фоточувствительность определяется по отношению амплитуд модуляций, при которых суммарная переменная фото-э.д.с. обращается в 0. Такая компенсация позволяет избежать ошибки, связанной с шунтированием освещаемого участка структуры ее остальной частью из-за токов по  $n^+$ - и  $p^+$ -слоям. На  $n^+ - p - p^+$ -структурах из монокристаллического кремния проведено сравнение контрастов фоточувствительностей, измеренных предложенным компенсационным методом и стандартным по току короткого замыкания. Различие составило не более 6%, что согласуется с расчетами.

DOI: 10.31857/S003281622004014X

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность солнечных элементов (с.э.) из монокристаллического кремния зависит в основном от их фоточувствительности, которая в первую очередь определяется временем жизни ( $\tau$ ) неравновесных носителей заряда (н.н.з.) или их диффузионной длиной ( $L = (D\tau)^{0.5}$ , где  $D$  – коэффициент диффузии н.н.з.) в объеме базовой области и скоростью их поверхностной рекомбинации ( $S$ ) на тыльной стороне этой области.

Для получения максимального к.п.д. фоточувствительность и соответственно значения  $\tau$  и  $S^{-1}$  должны быть максимальными и однородными по всей площади базовой области с.э. [1]. Таким образом, важное практическое значение имеют измерения не только величины фоточувствительности, но и ее неоднородностей – контраста по площади заготовок с.э.

Для определения значений  $\tau$  и  $S$  исходных пластин кремния и базовой области ( $p$ - или  $n$ -типа) изготовленных из них  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур были разработаны различные методы, основанные на сравнении результатов измерений и расчетов. В большинстве случаев эти расчеты для базовой

области сводятся к решению в одномерном приближении уравнения для концентрации н.н.з., которая существенно меньше равновесной концентрации основных носителей тока. В случае базы  $n$ -типа [2]

$$D \frac{d^2 \Delta p(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p(x)}{\tau} + g(x) = 0, \quad (1)$$

где  $\Delta p$  и  $g$  – соответственно концентрация и скорость генерации н.н.з. в базе;  $x$  – расстояние в базе до лицевой стороны, т.е. до  $p-n$ -перехода.

В случае монохроматического света, падающего на лицевую сторону, без учета его многократных отражений  $g(x) = \alpha G_{л} \exp[-\alpha(W_{л} + x)]$ . Для с.э., фоточувствительных с обеих сторон (bifacial solar cells), при падении света на тыльную сторону  $g(x) = \alpha G_{т} \exp[-\alpha(W_{т} + d - x)]$ . Здесь  $W_{л}$ ,  $W_{т}$  – толщины сильно легированных слоев;  $G_{л}$ ,  $G_{т}$  – скорости генерации н.н.з. на поверхностях структуры;  $\alpha$  – коэффициент поглощения света;  $d$  – толщина базовой области.  $G_{л,т} = P(1 - R_{л,т})/(hv)$ , где  $P$  – мощность падающего монохроматического света,  $hv$  – энергия его квантов,  $R_{л,т}$  – коэффициенты отражения от лицевой и тыльной сторон.

Кремниевые с.э. покрываются просветляющими покрытиями, поэтому часто полагают  $R_{л,т} = 0$ . Граничные условия для пластины кремния без  $p-n$ -перехода при  $x = 0$  и  $d$  следующие:

$$Dd\Delta p(0)/dx = S(0)\Delta p(0); \quad (2)$$

$$-Dd\Delta p(d)/dx = S(d)\Delta p(d). \quad (3)$$

Решение уравнения (1) при этих условиях приведено в [3]. Граничное условие на тыльной стороне кремниевого с.э. такое же, как и для пластин без  $p-n$ -перехода. Тогда как на  $p-n$ -переходе (при  $x = 0$ ) граничное условие имеет следующий вид:

$$p_{0n}[\exp(qV/(kT)) - 1] = \Delta p(0), \quad (4)$$

где  $p_{0n}$  – равновесная концентрация дырок в базе;  $q$  – заряд электрона;  $V$  – напряжение на  $p-n$ -переходе;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура.

Решение уравнения (1), имеющее довольно громоздкий вид, приведено в [4], а для частного случая – режима короткого замыкания ( $V = 0$  и  $\Delta p(0) = 0$ ) – в [2]. Важнейшей характеристикой качества с.э. является также зависимость коэффициента собирания  $Q$  от длины волны  $\lambda$  падающего света:  $Q(\lambda) = J_{sc}hv/(qp)$ , где  $J_{sc} = -qD(d\Delta p)/dx$  – плотность тока короткого замыкания при  $x = 0$ . Выражения для  $Q(\lambda)$  также приведены в [2, 4].

Для ускорения процесса контроля однородности фоточувствительности по площади пластин часто ограничиваются одним измерением для каждого освещаемого участка. При обработке таких измерений используют упрощенные формулы, в которых полагают  $S = 0$ . Например, при измерении концентрации н.н.з. в освещаемом участке пластины кремния  $n$ -типа по стационарной фотопроводимости используют уравнение  $\Delta p = g\tau$ . В этом случае  $\Delta p$  и  $g$  – усредненные значения по толщине базовой области, а  $\tau$  – фактически эффективное время жизни н.н.з. (effective minority carrier life time) этой области, которое далее будет обозначаться как  $\tau_{эф}$ . При равномерном поглощении света по толщине пластины без  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев  $1/\tau_{эф} = (1/\tau) + 2S/d$ , где  $S$  – скорость поверхностной рекомбинации на обеих поверхностях пластины [5].

В случае с.э. из монокристаллического кремния для экспресс-оценки фоточувствительности проводят измерения тока короткого замыкания при  $\lambda \approx 1$  мкм [4, 6]. При этом для вычисления  $\tau_{эф}$  или эффективной длины  $L_{эф}$  диффузии н.н.з. используют формулу для  $Q$ , получаемую на основании уравнения (1) при  $S = 0$ .

Для определения величины  $\tau_{эф}$  (или  $L_{эф}$ ) и ее однородности по площади исходных пластин кремния (без  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев) широко используют способы, основанные на с.в.ч.-зондировании релаксации собственной фотопроводимости, которая возникает после импульсного освещения с

энергией квантов ( $h\nu$ ) больше ширины запрещенной зоны кремния ( $E_g$ ). При этом измеряют параметры модуляции с.в.ч.-волны, которая отражается от исследуемой пластины или проходит через нее [7, 8]. Для контроля однородности  $\tau_{эф}$  по площади пластины с.в.ч.-зондирование обычно проводят при сканировании поверхности пластины лучом света.

В последние годы для контроля однородности  $\tau_{эф}$  начали также применять способ, основанный на фотолюминесценции [9–11]. В этом случае освещение пластины также проводят при  $h\nu > E_g$ , а регистрацию фотолюминесценции – при  $h\nu \leq E_g$ . При этом карту однородности  $\tau_{эф}$  получают путем сканирования поверхности пластины лучом света [11] либо при освещении сразу всей пластины [9].

Последующий контроль фоточувствительности с.э. в большинстве случаев проводят лишь после их окончательного изготовления [12]. Однако возникновение областей с низкой фоточувствительностью возможно не только при выращивании слитков кремния, но и в процессе нанесения на пластины сильно легированных слоев  $n^+$ - и  $p^+$ -типа, т.е. до нанесения омических контактов, просветляющих слоев и защитных покрытий.

В связи с этим представляет интерес контроль величины фоточувствительности и ее однородности у заготовок с.э. сразу после нанесения слоев  $p^+$ - и  $n^+$ -типа. Это важно для своевременной отбраковки некачественных структур и соответственно снижения стоимости процесса изготовления с.э. На этом промежуточном этапе применение с.в.ч.-способов существенно усложняется. Это связано с тем, что сильно легированные слои  $p^+$ - и  $n^+$ -типа в с.в.ч.-области обладают металлической проводимостью. В результате эти слои вызывают резкое снижение глубины модуляции с.в.ч.-волны и соответственно чувствительности способа.

Для контроля фотоэлектрических параметров  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур, являющихся заготовками кремниевых с.э., используют упомянутые выше фотолюминесцентные методы, а также бесконтактный метод, разработанный Синтоном [13, 14]. В последнем случае интенсивность освещения (при  $h\nu > E_g$ ) заготовок с.э. медленно меняют и измеряют фотопроводимость на частоте 10 МГц. (На такой частоте влияние сильно легированных слоев существенно ниже, чем на с.в.ч.) При этом разрешающая способность ограничивается диаметром катушки, создающей радиочастотное поле в пластине.

Недостаток перечисленных методов регистрации неоднородностей фоточувствительности по площади  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур состоит в том, что они позволяют получить не истинные, а сглаженные рельефы фоточувствительности. Это связано с тем, что при неоднородности по площади значе-

ний  $\tau_{\text{эф}}$  величины фото-э.д.с. также неоднородны. В результате возникают токи по сильно легированным слоям  $p^+$ - и  $n^+$ -типа из-за экстракции н.н.з. из областей с большими  $\tau_{\text{эф}}$  и их последующей инжекции в области с меньшими  $\tau_{\text{эф}}$ . При этом снижаются градиенты концентраций н.н.з. по площади структуры, связанные с ее неоднородностью. Соответственно для плохих участков структуры измеряемые значения  $\tau_{\text{эф}}$  и концентрации н.н.з. возрастают по сравнению с истинными, а для окружающих их хороших участков, наоборот, снижаются.

Еще сильнее этот эффект проявляется при локальном освещении, в частности, при сканировании светом поверхности структуры. В работах [15, 16] этот эффект исследовался на модели, состоящей из двух соединенных резистором с.э. с различной фоточувствительностью. Исследования проводились как путем расчетов, так и экспериментально. Было показано, что в зависимости от сопротивления резистора, интенсивности освещения, фотоэлектрических параметров с.э. и соотношения их площадей величина сглаживания измеряемой фоточувствительности может меняться в широких пределах вплоть до полной маскировки участков с низкими значениями  $\tau_{\text{эф}}$ .

Попытка обнаружить неоднородность фотопроводимости по площади с.э. из монокристаллического кремния была предпринята в [17]. Зондирование проводилось с помощью с.в.ч.-микроскопа ближнего поля (near field microwave microscope – NFMM) на частоте 4.1 ГГц с разрешающей способностью  $\sim 10$  мкм. Неоднородность с.в.ч.-фотопроводимости по площади структуры практически не наблюдалась, хотя без света контраст с.в.ч.-проводимости четко регистрировался.

Для  $n^+p(n)-p^+$ -структур с контактами рассмотренный эффект шунтирования не играет роли, поскольку неоднородности фоточувствительности по площади регистрируются путем измерения тока короткого замыкания.

Ранее для определения  $\tau_{\text{эф}}$  был предложен компенсационный метод, основанный на одновременном освещении всего  $p-n$ -перехода двумя различно поглощаемыми лучами света, модулированными по интенсивности [18, 19]. Теоретически этот метод позволяет исключить влияние рассмотренного выше эффекта шунтирования при освещении локальных областей неоднородных  $n^+p(n)-p^+$ -структур, однако ранее такие исследования не проводились.

Целями настоящей работы являлись изложение особенностей компенсационного метода при регистрации неоднородностей фоточувствительности по площади кремниевых структур  $n^+p(n)-p^+$ -типа, рассмотрение возможных примеров применения этого метода, описание изготовленного нового

устройства, позволяющего проводить такие исследования путем бесконтактных измерений, а также сравнение результатов, полученных предлагаемым методом и стандартным методом, основанным на измерениях фототока короткого замыкания.

## 2. ОСОБЕННОСТИ КОМПЕНСАЦИОННОГО МЕТОДА

Суть метода состоит в том, что исследуемая структура кремния локально освещается в области собственной проводимости одновременно двумя источниками света с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , при которых коэффициенты поглощения на н.н.з.  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  существенно различаются, так что выполняются условия:  $\alpha_1 d < 1$ ,  $\alpha_2 d \gg 1$ .

Интенсивности источников света модулируются синусоидально так, чтобы суммарная переменная фото-э.д.с. обращалась в 0. При этом наличие компенсации можно определить не только непосредственно с контактов, но и без них. Последнее возможно потому, что равенство нулю переменной фото-э.д.с. при компенсации можно определить по отсутствию наведенной фото-э.д.с. на обкладках конденсатора при размещении между ними исследуемой структуры (заготовки с.э.). При этом и непосредственно на структуре переменное напряжение равно 0, поскольку переменный ток через зазоры между этой структурой и обкладками конденсатора также равен 0.

Рассмотрим для этого метода соотношения между параметрами источников света и отношением коэффициентов собирания  $Q_1(\lambda_1)$  и  $Q_2(\lambda_2)$  освещаемого участка с.э. Зависимость плотности тока  $J$  во внешней цепи от напряжения  $V$  на  $p-n$ -переходе освещаемого кремниевого с.э. удовлетворительно описывается эмпирической формулой [4]

$$J = J_s \left[ \exp\left(\frac{qV}{AkT}\right) - 1 \right] - J_{ph}, \quad (5)$$

где  $J_s$  и  $J_{ph}$  – плотности тока насыщения и фототока,  $A$  – безразмерный параметр, равный обычно 1–2.

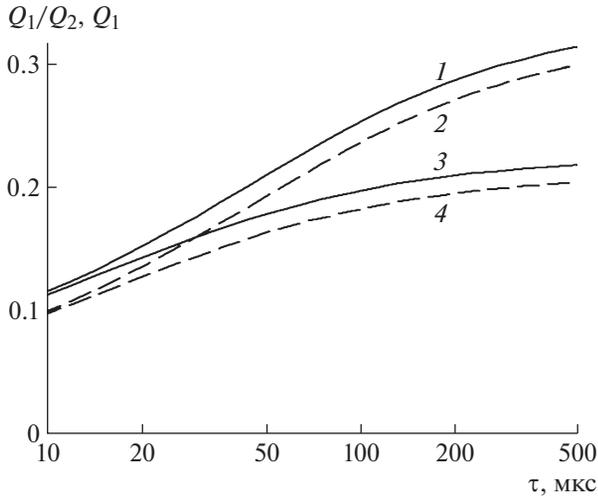
При освещении с.э. с одной из сторон двумя источниками света

$$J_{ph} = q(G_1 Q_1 + G_2 Q_2), \quad (6)$$

где  $G_{1,2}$  – скорости генерации н.н.з. этими источниками на освещаемой поверхности базовой области.

Без учета отражения в случае синусоидальной модуляции освещения с частотой  $f = \omega/(2\pi)$  и при выполнении условия  $\omega\tau \ll 1$

$$G_{1,2} = \frac{P_{1,2} \pm \Delta P_{1,2} \sin(\omega t)}{h\nu_{1,2}}, \quad (7)$$



**Рис. 1.** Рассчитанные зависимости отношений коэффициентов сбора  $Q_1/Q_2$  от  $\tau$  (1, 3) при длинах волн 1064 нм ( $Q_1$ ) и 808 нм ( $Q_2$ ), а также зависимости  $Q_1$  от  $\tau$  (2, 4) для  $d = 0.4$  мм,  $S = 10$  см/с (1, 2) и  $S = 10^3$  см/с (3, 4). Остальные параметры приведены в тексте.

где  $P_{1,2}$  — усредненные по времени интенсивности падающих излучений (без учета потерь в легированном слое перед базовой областью);  $\Delta P_{1,2}$  — амплитуды модуляций интенсивностей излучений;  $h\nu_{1,2}$  — энергии квантов излучений; знаки  $\pm$  означают, что модуляции источников света осуществляются в противофазе.

На основании соотношений (5)—(7) амплитуды переменных составляющих  $J$ ,  $V$  и  $G$  удовлетворяют условию:

$$\Delta J = J_s \frac{q\Delta V}{AkT} \exp\left(\frac{qV}{AkT}\right) - q(\Delta G_1 Q_1 - \Delta G_2 Q_2). \quad (8)$$

Поскольку при взаимной компенсации переменных фототоков  $\Delta V = 0$  и  $\Delta J = 0$ , то  $\Delta G_1 Q_1 = \Delta G_2 Q_2$ , и с учетом соотношения  $\omega\tau \ll 1$

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\lambda_2 \Delta P_2}{\lambda_1 \Delta P_1}. \quad (9)$$

Равенство  $\Delta J = 0$  означает, что рассматриваемый компенсационный метод при определении рельефа фоточувствительности  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур позволяет избежать ошибок, связанных с шунтирующим влиянием  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев.

В настоящей работе в качестве источников света выбраны лазеры с длинами волн  $\lambda_1 = 1064$  нм и  $\lambda_2 = 808$  нм ( $\alpha_1^{-1} \approx 1$  мм и  $\alpha_2^{-1} \approx 13$  мкм). У современных кремниевых с.э. обычно  $d \leq 0.4$  мм, поэтому поглощение излучения первого лазера на н.н.з. практически равномерно по всей толщине базовой области и зависит от  $L_{\text{эф}}$ .

Поскольку в таких с.э. обычно  $L_{\text{эф}} > d$ , то поглощение излучения второго лазера на н.н.з. мало зависит от  $L_{\text{эф}}$ . Кроме того, поглощение излучений обоих лазеров пренебрежимо мало в сильно легированных слоях из-за малости их толщин ( $W_{\text{л,т}} \approx 0.5$  мкм). Поэтому можно ожидать, что зависимости величин  $Q_1/Q_2$  и  $Q_1$  от  $\tau_{\text{эф}}$  будут мало отличаться. А значит, и величины разбросов фоточувствительностей  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур при измерении рассматриваемым компенсационным методом и стандартным методом по току короткого замыкания также будут мало отличаться. Для конкретного определения величины этого различия в настоящей работе были проведены численные расчеты и измерения.

На рис. 1 приведены вычисленные зависимости  $Q_1/Q_2$  от  $\tau$  (сплошные кривые 1, 3) и  $Q_1(\tau)$  (штриховые кривые 2 и 4) при падении света со стороны  $p-n$ -перехода. Кривые 1, 2 вычислены при  $S = 10$  см/с, а кривые 3, 4 — при  $S = 10^3$  см/с. Остальные параметры одинаковы для всех кривых:  $d = 0.4$  мм,  $\alpha_1 = 10$  см $^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 790$  см $^{-1}$ ,  $D = 12$  см $^2$ /с,  $f = 72$  Гц,  $R_{\text{л}} = 0$ ,  $W_{\text{л}} = 0.5$  мкм.

Согласно рис. 1, для выбранных длин волн зависимости  $Q_1/Q_2$  от  $\tau$  мало отличаются от зависимости  $Q_1(\tau)$  (по расчетам). Например, в диапазоне  $\tau$  от 200 до 20 мкс при  $S = 10$  см/с (кривые 2 и 1) изменения  $Q_1$  были больше, чем изменения  $Q_1/Q_2$ , в 1.06 раза, а при  $S = 1000$  см/с (кривые 4 и 3) — в 1.04 раза. При  $d = 0.2$  мм, по расчетам, аналогичные изменения параметров  $Q_1$  и  $Q_1/Q_2$  составили соответственно 1.05 и 1.03 раза, т.е. различие не превышает 6%. Следовательно, можно ожидать, что контрасты фоточувствительностей из-за неоднородностей  $\tau_{\text{эф}}$  по площади  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур обоими методами будут также мало отличаться. Результаты таких экспериментальных исследований приведены в конце следующего раздела.

Описываемый компенсационный метод представляет интерес для проведения различных измерений. Рассмотрим применение метода для  $n^+ - p(n) - p^+$ -структур, фоточувствительных с обеих сторон, в частности для двусторонних с.э. (Такие с.э. используются на спутниках Земли, так как они фоточувствительны не только к свету, падающему непосредственно от Солнца, но и к свету, отраженному от Земли.) На таких с.э. данный метод позволяет проводить по два независимых измерения на каждом участке: при освещении с лицевой и с тыльной сторон. Это открывает возможность отдельно определять значения  $\tau$  и  $S$  в освещаемых частях базовой области таких структур. Для обработки подобных измерений на рис. 2 приведена номограмма, рассчитанная по уравнению (1) [20]. По осям абсцисс и ординат отложены значения  $Q_2^n/Q_1^n$  и  $Q_2^t/Q_1^t$ , соответствующие изме-

рениям при освещении структуры с лицевой (верхний индекс “л”) и тыльной (верхний индекс “т”) сторон. Расчет выполнен для  $\lambda_1 = 1064$  нм ( $\alpha_1 = 10$  см<sup>-1</sup>),  $\lambda_2 = 808$  нм ( $\alpha_2 = 790$  см<sup>-1</sup>),  $R_1^{л,т} = R_2^{л,т} = 0$ ,  $d = 0.3$  мм,  $W_л = W_т = 0.5$  мкм,  $D = 12$  см<sup>2</sup> · с<sup>-1</sup>,  $f = 100$  Гц. Штриховые кривые соответствуют фиксированным значениям  $\tau$  (1000, 100, 32 и 10 мкс) при различных значениях  $S$ , сплошные кривые – фиксированным значениям  $S$  ( $10^4$ , 3200, 1000, 320, 100 и 10 см · с<sup>-1</sup>) при различных значениях  $\tau$ . Например, если  $Q_2^л/Q_1^л = 6.80$ , а  $Q_2^т/Q_1^т = 1.45$ , то  $\tau = 32$  мкс, а  $S = 10^3$  см · с<sup>-1</sup> (эта точка выделена кружком). При  $\omega\tau < 0.1$  номограммы практически не зависят от  $f$ .

Если измерено только отношение  $Q_2^л/Q_1^л$ , то можно определить  $\tau_{эф}$ . Например, если  $Q_2^л/Q_1^л = 4.7$ , то, согласно рис. 2,  $\tau_{эф} = 100$  мкс по верхней штриховой кривой, соответствующей  $S = 10$  см/с (она практически совпадает с кривой для  $S = 0$  см/с, не показанной на рисунке).

В последние годы кремниевые с.э. с  $p-n$ -переходами начали вытесняться с.э. типа НІТ (Heterojunction with Intrinsic Thin Layer), отличающимися рекордно высокими к.п.д. [21]. Такой с.э. представляет собой пластину из монокристаллического кремния, на которой создают гетеропереходы путем нанесения тонких, сильно легированных слоев  $n^+$ - и  $p^+$ -типа аморфного кремния с водородом ( $\alpha$ -Si:H). Между этими слоями и базовой областью создают тонкие (толщиной несколько нанометров) нелегированные слои также аморфного кремния. Увеличение к.п.д. таких с.э. в основном связано с тем, что фото-э.д.с. на гетеропереходе выше, чем на  $p-n$ -переходе стандартного с.э., примерно на 40%.

В отличие от обычных с.э. из монокристаллического кремния, создание  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев при изготовлении с.э. типа НІТ осуществляется при существенно более низких температурах, при которых значения  $\tau$  базовой области с.э. типа НІТ остаются такими же, как в пластинах исходного кремния. В этом случае открывается возможность определения для каждой освещаемой области значения  $S$  по одному измерению. Если, например, известно, что  $\tau = 100$  мкс, а  $Q_2^л/Q_1^л = 4.3$ , то, согласно рис. 2,  $S = 100$  см/с.

Выше рассматривались случаи, соответствующие низким частотам модуляции, при которых выполняется условие  $\omega\tau \ll 1$ . Определенный интерес представляет также применение рассматриваемого метода при более высоких значениях  $f$ , при которых параметр  $\omega\tau$  составляет несколько десятых. В работе [22] путем расчетов показано, что при таких частотах модуляции рассматриваемый компенсационный метод позволяет опреде-

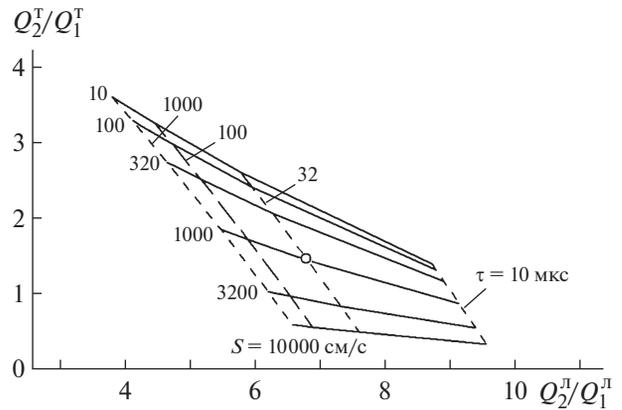


Рис. 2. Номограммы для определения времени жизни  $\tau$  и скорости поверхностной рекомбинации  $S$  н.н.з. по отношениям коэффициентов собирания при  $d = 0.3$  мм.

лять значения  $S$  по дополнительному сдвигу фаз между модуляциями световых потоков.

Принципиально такая возможность связана с тем, что среднее время  $t$  диффузии н.н.з. зависит от расстояния  $x$ :  $t = x^2/D$ . Чем сильнее поверхностная рекомбинация на тыльной стороне, тем меньше концентрация н.н.з. вблизи нее. В результате среднее время диффузии н.н.з. до барьера снижается. При этом сдвиг фаз между модуляциями световых потоков должен зависеть от значения  $S$ . Уравнение (1) в этом случае решалось в комплексной форме. В частности, величина  $1/\tau$  заменялась на

$$1/\bar{\tau} = (1/\tau) + \omega\sqrt{-1}. \tag{10}$$

Соответственно вычислялись комплексные значения коэффициентов собирания  $\bar{Q}_1$  и  $\bar{Q}_2$  (стрелка над символом  $Q$  означает, что данная переменная комплексная). Дополнительный сдвиг фаз  $\varphi$  (по сравнению с  $180^\circ$ ) вычислялся по формуле

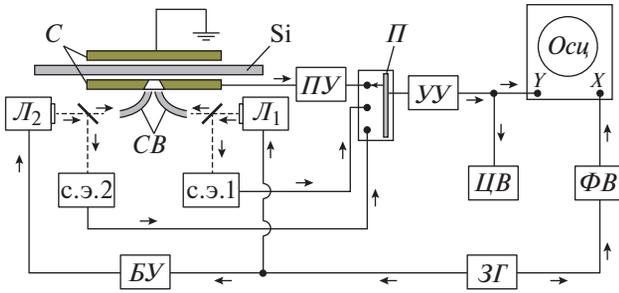
$$\text{tg}\varphi = \frac{\text{Im}(\bar{Q}_1/\bar{Q}_2)}{\text{Re}(\bar{Q}_1/\bar{Q}_2)}. \tag{11}$$

Связанное с диффузией н.н.з. время запаздывания  $\Delta\tau$  определяется из соотношения

$$\Delta\tau = \omega^{-1}\text{tg}(\varphi). \tag{12}$$

В работе [22] были вычислены зависимости  $S$  от  $\Delta\tau$  при разных значениях  $\tau$ . Например, при  $\tau = 100$  мкс было получено, что с ростом значений  $S$  от 100 до 2000 см/с  $\Delta\tau$  снижается от 20 до 10 мкс при  $d = 0.4$  мм и примерно от 7 до 3 мкс при  $d = 0.2$  мм.

Таким образом, определение фотоэлектрических параметров  $n^+p(n)-p^+$ -структур с применением рассматриваемого компенсационного метода возможно не только по отношениям амплитуд модуляций световых потоков при  $\omega\tau \ll 1$ , но и



**Рис. 3.** Блок-схема устройства.  $L_1, L_2$  – лазеры с длинами волн 1064 и 808 нм;  $C$  – конденсатор;  $СВ$  – световоды;  $ЗГ$  – генератор звуковой частоты;  $БУ$  – блок управления амплитудой и фазой переменного напряжения;  $ПУ$  – предусилитель;  $П$  – переключатель;  $УУ$  – узкополосный усилитель;  $ЦВ$  – цифровой вольтметр;  $Оси$  – осциллограф;  $ФВ$  – фазовращатель.

по сдвигу фаз между их модуляциями при более высоких значениях  $f$ .

### 3. ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Блок-схема разработанного устройства приведена на рис. 3. Источниками света служат твердотельные лазеры типа LSR1064NL и LSR808NL ( $L_1$  и  $L_2$ ) с максимальной мощностью несколько сот милливольт. Длины волн лазеров  $\lambda_1 = 1064$  нм и  $\lambda_2 = 808$  нм, что в случае кремния соответствует  $\alpha_1 = 10$  см<sup>-1</sup> и  $\alpha_2 = 790$  см<sup>-1</sup>. Устройство допускает проведение измерений на структурах диаметром до 18 см.

При отсутствии контактов исследуемая структура, покрытая полиэтиленовыми пленками толщиной  $\sim 10$  мкм, помещается между обкладками конденсатора  $C$ . Конденсатор вместе с исследуемой структурой закрывается заземленным металлическим кожухом. Свет от лазеров на структуру передается по световодам  $СВ$  через отверстие размером  $10 \times 2$  мм в нижней обкладке конденсатора. Излучаемые лазерами световые потоки модулируются синусоидально. Для этого используется генератор звуковой частоты  $ЗГ$ . Амплитуда и фаза модуляции лазера  $L_2$  ( $\lambda_2 = 808$  нм) регулируются блоком управления  $БУ$  так, чтобы достичь компенсации. Подстройка фазы этим блоком и фазовращателем  $ФВ$  предусмотрены для случаев, когда условие  $\omega\tau \ll 1$  не выполняется.

Контроль интенсивности световых потоков лазеров и амплитуд их модуляций проводится дополнительными с.э. (с.э.1 и с.э.2). Для этого примерно 10% интенсивности лучей лазеров ответвляется с помощью делителей. Нагрузками с.э.1 и с.э.2 служат низкоомные резисторы, обеспечивающие режимы токов короткого замыкания.

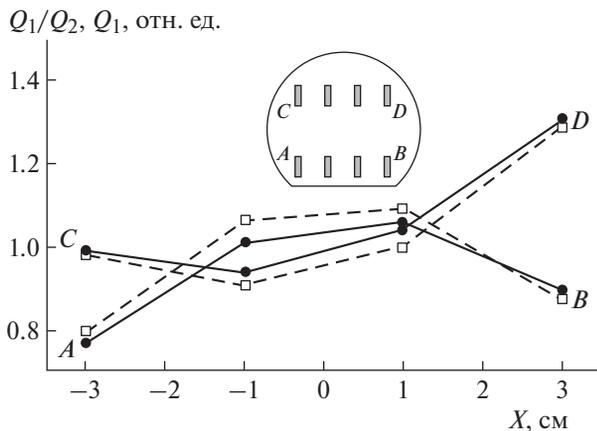
Индукцируемая на обкладках конденсатора переменная фото-э.д.с. подается на вход предусилителя  $ПУ$  с большим входным сопротивлением (десятки мегаом). Далее это напряжение усиливается до значения  $V$  узкополосным усилителем  $УУ$ , настроенным на частоту модуляции. При наличии исследуемой структуры контакты вход  $УУ$  непосредственно подключаются к этим контактам.

Компенсация регистрируется подключенными к выходу  $УУ$  цифровым вольтметром  $ЦВ$  и осциллографом  $Оси$ . При  $V = 0$  вход  $УУ$  с помощью переключателя  $П$  попеременно подключается к с.э.1 и с.э.2, а на выходе  $УУ$  измеряются переменные напряжения на нагрузках этих с.э. По отношению амплитуд этих напряжений при выполнении условия  $\omega\tau \ll 1$  определяются отношения  $\Delta P_1/\Delta P_2$ . Для этого предварительно при  $f = 72$  Гц проводится калибровка с помощью эталонного с.э., который устанавливается вместо исследуемой структуры. Эталонный с.э. заранее калибруется с помощью измерителя мощности лазеров ИМО-2Н и тех же лазеров.

Измерения зависимостей фоточувствительности от  $\tau_{эф}$  компенсационным методом и стандартным (по току короткого замыкания) с целью последующего сравнения полученных результатов проводились на с.э.  $n^+p-p^+$ -типа с контактами.

Сначала измерения проводились на двух с.э. толщиной 0,4 мм и площадью  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>, изготовленных из пластин монокристаллического кремния с удельным сопротивлением 2 Ом · см. Чтобы с.э. имели разные значения  $\tau$ , один из них был предварительно облучен протонами с энергией 20 МэВ. При измерениях стандартным методом отличие фоточувствительностей с.э. при  $\lambda_1 = 1064$  нм, т.е. отношение их коэффициентов собирания, составило  $Q^{необл}(\lambda_1)/Q^{обл}(\lambda_1) = 1.60$ . В случае же измерений компенсационным методом отличие фоточувствительностей с.э., т.е. величины  $[Q(\lambda_1)/Q(\lambda_2)]^{необл}/[Q(\lambda_1)/Q(\lambda_2)]^{обл}$ , было меньше примерно на 4%. В пределах ошибок измерений (около 2%) этот результат согласуется с расчетными данными, приведенными на рис. 1, которые были получены при тех же значениях  $\lambda_1, \lambda_2, d$  и  $f$ .

На рис. 4 показаны распределения фоточувствительностей по площади с.э. диаметром 10 см и толщиной 0,45 мм, измеренные обоими методами при тех же длинах волн. Измерения проводились по двум линиям  $AB$  и  $CD$ , параллельным оси  $x$  и расположенным на расстоянии 4 см друг от друга, как показано на вставке к рис. 4. На каждой линии измерения проводились на четырех участках площадью по  $10 \times 2$  мм<sup>2</sup> через 2 см. Сплошными кривыми показаны зависимости  $Q_1(x)$  в относительных единицах, измеренные стандартным методом (по току короткого замыкания). Штриховыми кривыми показаны зависимости  $Q_1(x)/Q_2(x)$  (также



**Рис. 4.** Зависимости  $Q_1/Q_2$  (штриховые линии) и  $Q_1$  (сплошные линии) в относительных единицах от координаты  $x$ , измеренные по двум линиям  $AB$  и  $CD$ , показанным на вставке. Измерения проведены на одностороннем с.э. с помощью установки, показанной на рис. 3.

в относительных единицах), измеренные компенсационным методом.

Согласно рис. 4, наименьшей fotocувствительности соответствует крайняя левая точка на кривой  $AB$ , а наибольшей – крайняя правая точка на кривой  $CD$ . Для стандартного метода различие между ними составило 1.7, а для компенсационного метода – примерно на 5% меньше. Таким образом, различие не превышает 6%, что согласуется с приведенными выше результатами на облученном и необлученном с.э. и с расчетными данными.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан компенсационный метод, позволяющий определять неоднородности fotocувствительности по площади кремниевых структур  $n^+ - p(n) - p^+$ -типа путем бесконтактных измерений. Рассмотрена блок-схема разработанной установки, основанной на этом принципе. Освещение структуры осуществляется через отверстие размером  $10 \times 2$  мм двумя твердотельными лазерами с длинами волн 1064 и 808 нм. Мощности лучей этих лазеров модулируются синусоидально так, чтобы суммарная переменная фото-э.д.с. обращалась в 0. При отсутствии контактов наличие компенсации определяется по равенству 0 наведенной переменной фото-э.д.с. на пластинах конденсатора, между которыми размещена исследуемая структура. Максимально допустимый диаметр структуры равен 18 см. Рассмотрены возможные применения этого метода.

Для исследованных компенсационным методом с.э. диапазон изменений fotocувствительности был лишь на 4–5% меньше, чем при измерениях стандартным методом (по току короткого замыкания), что согласуется с результатами расчетов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *van Wezep D.A., van der Velden M.H.L., Bosra D.M., Bosh R.C.M.* // Proc. 26<sup>th</sup> European Photovoltaic Solar Energy Conference; the most inspiring platform for the global PV Solar Sector. (Hamburg, Germany, 5–9 September 2011). Munich: WIP-Renewables, 2011. P. 1423.
2. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Книга 2. М.: Мир, 1984.
3. *Аут И., Генцов Д., Герман К.* Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980.
4. *Васильев А.М., Ландсман А.П.* Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Сов. радио, 1971. <http://www.toroid.ru/vasilievAM.html> и <http://www.twirpx.com/file/1356516/>
5. *Зеегер К.* Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.
6. *Колтун М.М.* Оптика и метрология солнечных элементов. М.: Наука, 1985. С. 46.
7. *Schmidt J., Aberle A.G.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 9. P. 6186. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3644035>
8. *Gaubas E., Kaniava A.* // Rev. of Scie. Instruments. 1996. V. 67. № 6. P. 2339. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1146943>
9. *Kiliani D., Micard G., Steuer B., Raabe B., Herguth A., Hahn G.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 054508. <https://doi.org/10.1063/1.3630031>
10. *Trupke T., Bardos R.A., Schubert M.C., Warta W.* // Appl. Phys. Lett. 2006. V. 89. P. 044107. <https://doi.org/10.1063/1.2234747>
11. *Higgs V., Mayes I.C., Heng Chin F.Y., Sweeney M.* United State Patent № US 7,113,276, B1. 26 Sep. 2006. <http://solar-front.livejournal.com/11644.html>
12. <http://solar-front.livejournal.com/11644.html>
13. *Bowder S., Sinton R.A.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 124501-1. <https://doi.org/10.1063/1.2818371>
14. *Kerr M.J., Cuevas A., Sinton R.A.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 1. P. 399. doi . View online: <https://doi.org/10.1063/1.1416134>
15. *Кошелев О.Г.* // Известия РАН. Серия Физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 41. <https://doi.org/10.7868/S0367676517010148>
16. *Кошелев О.Г.* // Известия РАН. Серия. Физическая. 2020. Т. 84. № 1. С. 52. <https://doi.org/10.31857/S0367676520010160>
17. *Hovsepyan A., Babajanyan A., Sargsyan T., Melikyan H., Kim S., Kim J., Lee K., Friedman B.* // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 114901. <https://doi.org/10.1063/1.3259366>
18. *Кошелев О.Г., Морозова В.А.* Патент № 2019890 РФ. Кл. МКИ 5Н01 L21/66 // БИ. 1994. № 17.
19. *Koshelev O.G., Morozova V.A.* // Solid-State Electronics. 1996. V. 39. № 9. P. 1379. [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(96\)00040-8](https://doi.org/10.1016/0038-1101(96)00040-8)
20. *Кошелев О.Г., Васильев Н.Г.* // Известия вузов. Материалы электронной техники. 2017. Т. 20. № 1. <https://doi.org/10.17073/1609-3577-2017-1-60-66>
21. *Mishima T., Taguchi M., Sakata H., Maruyama E.* // Solar Energy Mat. & Solar Cells. 2011. V. 95. № 1. P. 18. <https://doi.org/10.1016/j.solmat.2010.04.030>
22. *Кошелев О.Г., Васильев Н.Г.* // Изв. РАН. Серия Физическая. 2018. Т. 82. № 1. С. 109. <https://doi.org/10.7868/S0367676518010234>

## ЭКСИЛАМПЫ БАРЬЕРНОГО РАЗРЯДА С ВЫХОДНЫМ ОКНОМ МАЛОГО ДИАМЕТРА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

© 2020 г. С. М. Авдеев<sup>а</sup>, А. Г. Бураченко<sup>а</sup>, В. А. Панарин<sup>а</sup>, В. С. Скакун<sup>а</sup>,  
Э. А. Соснин<sup>а,б,\*</sup>, В. Ф. Тарасенко<sup>а,б</sup>

<sup>а</sup> Институт сильноточной электроники СО РАН  
Россия, 634055, Томск, просп. Академический, 2/3

<sup>б</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет  
Россия, 634050, Томск, просп. Ленина, 36

\*e-mail: badik@loi.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 21.01.2020 г.

После доработки 21.01.2020 г.

Принята к публикации 23.01.2020 г.

Описан принцип действия и приведены технические параметры эксиламп с выходным окном малого диаметра из серии портативных источников узкополосного ультрафиолетового и вакуумного ультрафиолетового излучения. Дан пример использования KгС1-эксилампы для возбуждения фотолюминесценции кристаллических материалов.

DOI: 10.31857/S0032816220040011

### ВВЕДЕНИЕ

Источники излучения на переходах эксимерных и эксиплексных молекул с возбуждением барьерным разрядом (б.р.) были изобретены и начали применяться в прошлом столетии [1–4]. Слово “эксилампа” является обобщающим названием класса устройств, излучающих спонтанное ультрафиолетовое (у.ф.) и/или вакуумное ультрафиолетовое (в.у.ф.) излучение эксимерных и эксиплексных молекул [3, 5]. Интерес к этому типу устройств в последние годы вновь стал расти [6–13]. Это связано с рядом особенностей излучения эксиламп, в частности:

1. В отличие от люминесцентных и тепловых источников излучения бóльшая часть лучистого потока эксиламп сосредоточена в у.ф.- или в.у.ф.-диапазоне спектра, в сравнительно узкой спектральной полосе полушириной от 2 до 15 нм для эксиплексных молекул RgX\* и до 30 нм для эксимеров инертных газов X<sub>2</sub>\* [5, 11]. Такое излучение обеспечивает селективность при проведении различных фотопроцессов в лабораториях и на практике в задачах, где нужна узкополосность излучения, но не нужны его направленность и когерентность [8–12].

2. Полезный срок службы в лучших образцах излучателей эксиламп ( $t_r^k$  – период времени, когда происходит снижение потока излучения эксилампы на  $k$  процентов)  $t_r^{15-20} > 10000$  ч для хлорсодер-

жащих эксиламп. Часто этот параметр является решающим при использовании источника излучения в тех или иных приложениях.

3. Нет необходимости в специально пускорегулирующей аппаратуре, легкость зажигания с быстрым выходом на максимум мощности (<1 с). Питание излучателей эксиламп барьерного разряда осуществляется импульсами напряжения с амплитудой до нескольких киловольт и частотой до нескольких сотен килогерц. Это определяет сравнительную электробезопасность эксиламп б.р., поскольку разряд в колбе ограничен диэлектрическим барьером и ток разряда не превышает десятка миллиампер.

4. Разогрев колб до умеренных температур, что полезно при облучении объектов, чувствительных к термическому воздействию.

5. Отсутствие в рабочих смесях ртути, что важно, если учесть, что во всем мире происходит постепенный вывод из оборота ртутных ламп.

Кроме того, эксилампы б.р. отличаются разнообразием в конструктивном исполнении. Это позволяет создавать излучатели и источники питания, наиболее отвечающие условиям задачи.

Обычно используют излучатели эксиламп с колбами, состоящими из двух коаксиально расположенных трубок разного диаметра, которые располагаются в едином корпусе с источником питания и с вентиляторами системы охлаждения. Такие эксилампы имеют сравнительно большие



Рис. 1. Внешний вид портативной эксилампы. 1 – блок питания; 2 – излучатель.

размеры выходного окна. Однако в целом ряде задач требуется облучать узкополосным излучением объект, имеющий малые размеры (~1 см), причем место облучения необходимо оперативно менять.

В данной статье подробно описана эксилампа, возбуждаемая барьерным разрядом, с излучателем, имеющим выходное окно малого размера, и приведен пример ее использования для исследования фотолюминесценции.

### ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА

Рассматриваемые эксилампы б.р. (рис. 1) содержат блок питания 1 и излучатель 2 в диэлектрическом кожухе. Между ними имеется гибкое соединение с кабелем, длина которого обычно не превышает 1.5 м.

Излучатель (рис. 2) состоит из заполненной инертным газом или его смесью с галогеноносителем колбы 1 с сужением 2, на котором расположено плоское окно 3 для вывода излучения. Кроме того, в колбу герметично впаяна трубка 4. Перечисленные элементы выполнены из кварца, причем окно 2 из кварца марки КУ-1, необходимого для вывода излучения.

При подаче на электроды 5 и 6 импульсов напряжения от источника питания 7 происходит зарядка стенки трубки 4, прилегающей к электроду 5, и стенки сужения 2, пробой между ними и зажигания барьерного разряда (рабочая область разряда). Электрод 5 является сегментированным и занимает только часть внутренней поверхности трубки 4. Он является высоковольтным, а место его расположения обеспечивает электробезопас-

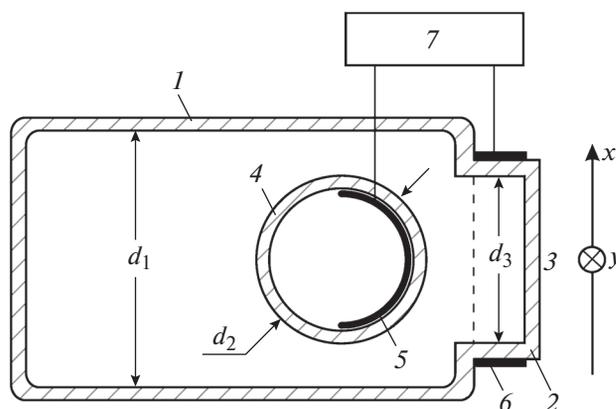


Рис. 2. Конструкция излучателя. 1 – колба; 2 – сужение на колбе; 3 – окно для вывода излучения; 4 – внутренняя трубка; 5 – сегментированный высоковольтный электрод; 6 – кольцевой электрод; 7 – источник питания.

ность устройства. Второй электрод 6 – заземленный – размещен на внешней стороне сужения 2.

Соотношение диаметров ( $d_1-d_3$ ), размеры электродов 5 и 6, расстояние между трубкой 4 и выходным окном 3 выбираются в зависимости от применяемой газовой смеси и параметров импульсов напряжения так, чтобы барьерный разряд зажегся только в рабочей области. Сравнительно малые амплитуды импульсов напряжения позволяют исключить потери на коронирование с краев высоковольтного электрода 5. Источник питания 7 обеспечивает короткие импульсы напряжения длительностью ~2 мкс с регулируемой частотой  $5 < f < 100$  кГц.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ

Рассмотрим конкретную модель эксилампы, заполненную инертным газом ксеноном при следующих размерах колбы: длина 80 мм,  $d_1 = 40$  мм,  $d_2 = 23$  мм,  $d_3 = 19$  мм, длина сегментированного электрода 26 мм и его ширина 6–21 мм (рис. 2). В этом случае эксилампа становится источником в.у.ф.-излучения димеров ксенона  $\text{Xe}_2^*$  с максимумом на длине волны  $\lambda = 172$  нм. Варьируя частоту импульсов напряжения, можно линейно управлять величиной энергетической светимости в центре выходного окна от 4.5 до 30 мВт/см<sup>2</sup> при длине питающего кабеля 1.5 м.

Интенсивность излучения в указанном широком диапазоне параметров отличалась стабильностью (длительность отдельных тестовых включений эксилампы достигала 40 ч) в силу циклической конвекции разогретого газа из зоны горения разряда в холодную зону колбы. Полученные величины энергетической светимости при длине кабеля 1.5 м были, по крайней мере, на 20% выше

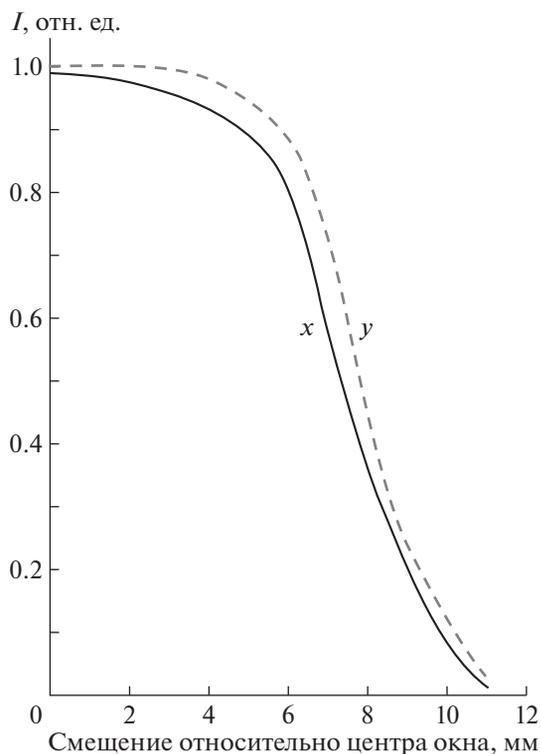


Рис. 3. Распределение мощности излучения по окну Хе<sub>2</sub>-эксилампы при давлении ксенона 400 Торр.

аналогичных величин, полученных в источниках барьерного разряда других конструкций. При уменьшении длины кабеля величина энергетической светимости эксилампы существенно увеличивалась.

На рис. 3 показано распределение энергетической светимости излучения эксилампы по диаметру выходного окна (диаметр внутренней трубки колбы излучателя 23 мм) относительно центра окна по осям  $x$  и  $y$  (см. рис. 2). Измерения проводились с помощью приемника Hamamatsu UV Power Meter C8026. Видно, что, несмотря на неоднородность разрядного промежутка в направлении осей  $x$  и  $y$ , удается получить распределение интенсивности излучения, имеющее вершину, близкую к плоской.

Если при той же геометрии заполнить колбу смесью криптона и молекулярного хлора в соотношении  $\text{Kr}:\text{Cl}_2 = 200:1$ , то получим источник эксиплексного узкополосного излучения на молекулах  $\text{KrCl}^*$  с максимумом на длине волны  $\lambda = 222$  нм, полушириной полосы  $\Delta\lambda_{1/2} = 1.7$  нм и энергетической светимостью до  $26$  мВт/см<sup>2</sup>. Интенсивность излучения была стабильной при длительности отдельных тестов до 120 ч, что также связано с циклической конвекцией разогретого газа в колбе. При этом колебания интенсивности излучения,

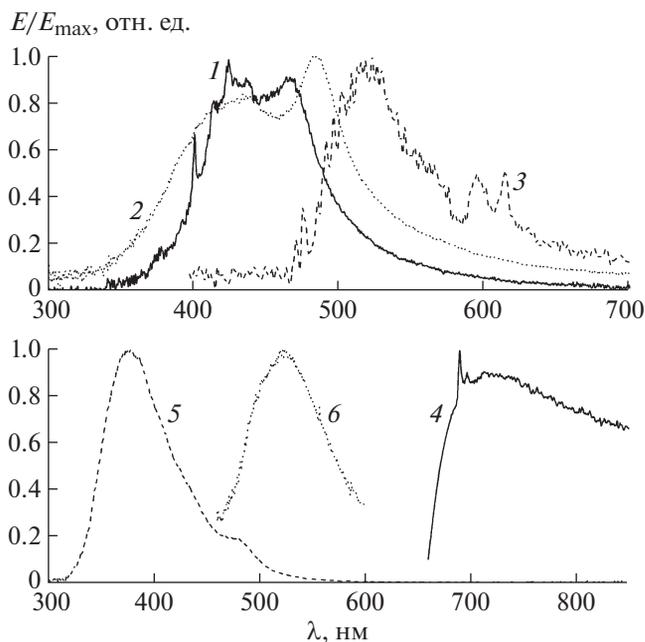


Рис. 4. Спектры импульсной фотолюминесценции: 1 — природного алмаза типа IIa; 2 — синтетического алмаза типа IIa, полученного методом газозафазного осаждения; 3 — CsI; 4 — Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированного Sn; 5 — Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированного Fe; 6 — ZnS.

характерные для похожей конструкции [14], отсутствовали.

Таким образом, конструкция разработанных эксиламп обеспечивает однородность засветки в плоскости выходного окна и высокий срок службы газовой среды. Созданную эксилампу удобно использовать для облучения образцов различных размеров, в том числе малых, вместе со стандартными спектрометрами, оснащенными световодами. При этом, вход световода можно располагать на боковой поверхности плоских образцов, что защищает спектрометр от попадания излучения эксилампы.

Эксилампы этой серии могут применяться при постановке различных научных исследований. Например, они были использованы при исследовании фотолюминесценции в различных веществах [15–17]. На рис. 4 приведены спектры импульсной фотолюминесценции в шести образцах различных материалов при облучении их  $\text{KrCl}$ -эксилампой с длиной волны 222 нм.

Для регистрации спектров использовался спектрометр HR2000+ES (спектральный диапазон 190–1100 нм, полуширина инструментального контура 9 Å, Ocean Optics, Inc.) со световодом P600-1-SR (спектральный диапазон 200–1100 нм, диаметр сердцевины 600 мкм, Ocean Optics, Inc.). Отметим, что с помощью спектрометра регистрируется только плотность энергии излучения. Од-

нако и в этом случае на рис. 4 хорошо видно отличие спектров фотолюминесценции не только в алмазе и CsI, но и в природном, и синтетическом алмазах. Это позволяет их легко различать. Кроме того, наблюдается существенное отличие в интенсивности фотолюминесценции двух образцов алмаза, которая на порядок больше из-за большей концентрации примесей в природном алмазе. Также существенно отличаются спектры Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при его легировании различными металлами. Для получения большей информации об образцах можно изменять длину волны излучения эксилампы, используя излучатели с различным газовым наполнением.

Установлено [5, 7], что наибольшие мощности и эффективности излучения в отпаянных эксилампах, возбуждаемых барьерным разрядом, достигаются на длинах волн 172, 222, 283 и 308 нм. Их и рекомендуется применять на практике.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Параметры и конструкция портативных эксиламп барьерного разряда делают их удобным средством для проведения исследований, в которых необходима локальная засветка объектов узкополосным у.ф.- или в.у.ф.-излучением для получения научной и практической информации, в частности, для исследования фотолюминесценции [15–17], в капиллярной дефектоскопии [18] и других областях [19]. Меняя газовое наполнение излучателей эксиламп, можно получать узкополосное излучение с максимумами на длинах волн 308, 222, 283, 222 и 172 нм с энергетической светимостью до 20–30 мВт/см<sup>2</sup> и решать различные научные и практические задачи.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института сильноточной электроники СО РАН по теме № 13.1.4.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волкова Г.А., Кириллова Н.Н., Павловская Е.Н., Яковлева А.В. // Журн. прикладной спектроскопии. 1984. Т. 41. Вып. 4. С. 681.
2. Esrom H., Kogelschatz U. // Thin Solid Films. 1992. V. 218. Issues 1–2. P. 231. [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(92\)90923-Y](https://doi.org/10.1016/0040-6090(92)90923-Y)
3. Бойченко А.М., Тарасенко В.Ф., Фомин Е.А., Яковленко С.И. // Квантовая электроника. 1993. Т. 20. № 1. С. 7.

4. Boyd I.W., Zhang J.-Y. // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. 1997. V. B121. Issues 1–4. P. 349. [https://doi.org/10.1016/S0168-583X\(96\)00538-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(96)00538-1)
5. Ломаев М.В., Скакун В.С., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Ерофеев М.В. // УФН. 2003. Т. 173. № 2. С. 201. <https://doi.org/10.3367/UFN.0173.200302d.0201>
6. Соснин Э.А., Авдеев С.М., Кузнецова Е.А., Лаврентьева Л.В. // ПТЭ. 2005. № 5. С. 111.
7. Ломаев М.И., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В., Скакун В.С., Ерофеев М.В., Лисенко А.А. // ПТЭ. 2006. № 5. С. 5.
8. Sosnin E.A., Oppenländer T., Tarasenko V.F. // J. Photochem. Photobiol. C: Reviews. 2006. V. 7. P. 145. <https://doi.org/10.1016/j.jphotochemrev.2006.12.002>
9. Le Duff I.F., Fontas E., Giaccherio D., Sillard L., Lacour J.-P., Ortonne J.-P., Passeron T. // British J. Dermatology. 2010. V. 163. Issue 1. P. 188. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2133.2010.09778.x>
10. Zhuang X., Han Q., Zhang H., Feng X., Roth M., Rosier O., Zhu S., Zhang S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43. Issue 20. P. 1. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/20/205202>
11. Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. УФ- и ВУФ-источники спонтанного излучения (эксилампы) // Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул / Под ред. В.Ф. Тарасенко. Томск: STT Publishing, 2014. С. 400.
12. Соснин Э.А., Авдеев С.М., Тарасенко В.Ф., Скакун В.С., Шитц Д.В. // ПТЭ. 2015. № 3. С. 5. <https://doi.org/10.7868/S003281621503012X>
13. Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф. // Фотоника. 2015. № 1(49). С. 60.
14. Соснин Э.А., Панарин В.А., Скакун В.С., Тарасенко В.Ф. Патент на изобретение RU 2559806 C1 // Опубл. 10.08.2015. Бюл. № 22.
15. Авдеев С.М., Соснин Э.А., Тарасенко В.Ф., Шитц Д.В. Патент на полезную модель RU № 71166 U1 // Опубл. 27.02.2008. Бюл. № 6.
16. Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Burachenko A.G., Beloplotov D.V., Kozurev A.V. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2017. V. 45. № 1. P. 76. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2637570>
17. Sorokin D.A., Burachenko A.G., Beloplotov D.V., Tarasenko V.F., Baksht E.Kh., Lipatov E.I., Lomaev M.I. // J. Appl. Phys. 2017. V. 121. P. 093304. <https://doi.org/10.1063/1.4996965>
18. Калиниченко А.Н., Соснин Э.А., Авдеев С.М., Калиниченко Н.П., Истомин К.А. // Дефектоскопия. 2017. № 1. С. 51.
19. Sosnin E.A., Gol'tsova P.A., Chudinova Y.V., Lyasheva L.V., Panarin V.A., Prok I.A., Skakun V.S., Viktorova I.A., Astaphyrova T.P. // Proc. SPIE (XIV International Conference on Pulsed Lasers and Laser Applications, 11 December 2019. V. 11322. P. 1132226. <https://doi.org/10.1117/12.2541532>

## СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ

### АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816220040370

#### ОБЗОРЫ

**Харлов А.В.** Многокулонные газовые разрядники и их применение в импульсной технике (обзор). — 43 с., 19 рис.

Сильноточные высоковольтные замыкающие разрядники являются ключевыми компонентами импульсных источников питания на основе энергоёмких конденсаторных батарей. Самыми распространёнными на сегодняшний день являются искровые разрядники благодаря относительно простой конструкции, надёжности, простоте обслуживания и ремонта. Основным недостатком искровых промежутков является ограниченный срок службы, что прямо или косвенно связано с эрозией электродов. Для предотвращения эрозии электродов были предложены многоканальные разрядники и разрядники с движением канала разряда. В этом обзоре рассмотрены оба типа разрядников, и в обоих случаях Отдел импульсной техники ИСЭ СО РАН занимает лидирующие позиции в мире по их разработке.

#### ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

**Ke Jian-Lin, Liu Yu-Guo, Liu Bai-Li, Hu Yong-Hong, Liu Meng, Tang Jun, Zheng Pu, Li Yan, Wu Chun-Lei, Lou Ben-Chao.** Development of a compact deuterium-deuterium neutron generator for prompt gamma neutron activation analysis. — 8 p., 8 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A compact deuterium-deuterium neutron generator for prompt gamma neutron activation analysis was developed at Institute of Nuclear Physics and Chemistry. A neutron yield of  $3.6 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  was achieved during of the bombardment of a titanium drive-in target by a 6.8 mA deuteron beam at 115 keV. The deuteron beam was generated by a permanent magnet microwave ion source. An 85 h long run with  $1.2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$  average neutron yield was performed at 85 keV and 3.7 mA. The operating mode of the neutron generator reached 99.95%

**Алексеев В.И., Басков В.А., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Кречетов Ю.Ф., Полянский В.В.** Определение энергетических характеристик электронного пучка с помощью легкого сцинтиллятора. — 9 с., 10 рис.

Экспериментально показана возможность использования эффекта полного энерговыделения в легком сцинтилляторе при прохождении через него электронного пучка для определения энергетических характеристик пучка низких и средних энергий (метод “поглощенной энергии”). С помощью сцинтилляционных детекторов толщиной 14,5, 20, 23,5 и 51,2 см проведена энергетическая калибровка квазимонохроматического электронного пучка ускорителя “Пахра” ФИАН. При энергиях электронного пучка до ~100 МэВ и толщинах сцинтилляционного детектора от 5 до 20 см точность

определения энергии электронного пучка может составлять 10–20% соответственно.

**Андреев В.А., Гвелесиани Т.А., Глушкова Т.И., Колхидашвили М.Р., Крившич А.Г., Леонова Е.Н., Майсузенко Д.А., Соловей В.А., Федорова О.П., Фетисов А.А.** Разработка двухкоординатного детектора тепловых нейтронов с входным окном 600 × 600 мм. — 14 с., 7 рис.

Описан двухкоординатный детектор тепловых нейтронов, разработанный в НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ для малоуглового дифрактометра. Детектор с площадью регистрации 600 × 600 мм<sup>2</sup> создан на основе многопроволочной пропорциональной камеры. В качестве конвертора нейтронов используется газовая смесь, содержащая <sup>3</sup>He. Для повышения чистоты газа и увеличения срока жизни детектора в экспериментальных условиях без перезаполнения рабочего объема была разработана и применена новая технология изготовления электродов. Сбор данных осуществляется системой регистрации на основе катодного метода съема информации на LC-линии задержки, которая размещена внутри детектора. Конструкция детектора предусматривает возможность его использования в вакууме.

**Богомолов В.В., Досовицкий Г.А., Июдин А.Ф., Коржик М.В., Тихомиров С.А., Свертилов С.И., Козлов Д.И., Яшин И.В.** Временные и спектральные характеристики детекторов на основе неорганического сцинтиллятора Се:GAGG при использовании вакуумных и кремниевых фотоприемников. — 16 с., 8 рис.

Рассмотрены результаты измерений временного и энергетического разрешения сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов галлий-гадолиниевого граната (Се:GAGG), созданных в кооперации НИЦ “Курчатовский институт”, НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета (НИИЯП БГУ) и Фомос-Материалы (Москва, Россия, <http://newpiezo.com/company/>), в сравнении с кристаллами производства компании С&А (Япония). Измерения проводились в диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов от 20 кэВ до ~2 МэВ. В качестве фотоприемников применялись фотоэлектронные умножители R3998-100-02 и матрицы кремниевых фотоумножителей (SiPM) AgauB — 3035-144P. Временное и спектральное разрешение кристаллов производства компании Фомос-Материалы (Россия) находится на уровне мировых образцов, в частности кристаллов производства компании С&А (Япония). Результаты измерения собственного радиационного фона кристаллов галлий-гадолиниевого граната показали, что сцинтилляторы производства Фомос-Материалы в сочетании с фотоприемниками типа SiPM весьма перспективны для использования в компактных детекторах — спектрометрах  $\gamma$ -квантов и заряженных частиц, в

том числе разрабатываемых для космических исследований.

**Касатов Д.А., Кошкарёв А.М., Макаров А.Н., Острейнов Г.М., Таскаев С.Ю., Щудло И.М. Источник быстрых нейтронов на основе ускорителя-тандема с вакуумной изоляцией и литиевой мишени.** — 11 с., 1 рис.

Представлены результаты исследований по получению пучка дейтронов в ускорителе-тандеме с вакуумной изоляцией и генерации быстрых нейтронов из литиевой мишени. Рассмотрена возможность применения источника быстрых нейтронов для радиационного тестирования материалов и терапии быстрыми нейтронами.

**Кумпан А.В., коллаборация COHERENT. Разработка сцинтилляционных детекторов на основе жидких благородных газов для исследования процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомных ядрах.** — 12 с., 4 рис.

Открытый в 2017 г. процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино (у.к.р.н.) на тяжелых ядрах нуждается в детальном исследовании, поскольку играет важную роль в процессе формирования Вселенной и может найти важное практическое применение в деле повышения безопасности атомной энергетики и поддержания международных программ по нераспространению ядерного оружия. В данной работе рассматривается развитие технологии сцинтилляционных детекторов на основе жидкого аргона, проводимое коллаборацией COHERENT с целью создания высокоэффективных детекторов для наблюдения и исследования процесса у.к.р.н. в ускорительном эксперименте.

## ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

**Гусев А.Н., Козлов А.В., Шурупов А.В., Маштаков А.В., Шурупов М.А. Воздушный разрядник для сильноточного источника энергии на основе емкостного накопителя с рабочим напряжением 5 кВ.** — 7 с., 5 рис.

Описан воздушный разрядник, коммутирующий одну из секций емкостного накопителя, состоящего из 234 конденсаторов К41И-7 (5 кВ, 23.4 мФ). Разрядник запускается от специального плазменного инициатора. В конструкции разрядника использованы элементы, позволяющие пропускать большой электрический заряд с возможностью последующей быстрой замены. Задержка времени срабатывания разрядника составляет ~20 мкс при нестабильности времени срабатывания порядка 10 мкс. Данный воздушный разрядник использовался для коммутации емкостного накопителя, состоящего из 160 конденсаторов К75-100 (176 мФ, 6 кВ).

**Колобов В.В., Баранник М.Б. Широкодиапазонная счетно-электронметрическая система регистрации импульсов вторично-электронного умножителя.** — 17 с., 3 рис.

Описана широкодиапазонная счетно-электронметрическая система регистрации импульсов вторично-электронного умножителя (в.э.у.). Общий для двух каналов преобразователь ток-напряжение включает в себя быстродействующий трансимпедансный усилитель (т.и.у.) и схему автоматической коррекции напряжения смещения, которая также подавляет  $1/f$ -шум т.и.у. в полосе пропускания 0–2.3 Гц цифрового фильтра низкой частоты 24-битного аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.) электронметрического канала. В результате свободное от шумов разрешение всего ка-

нала определяется только собственным шумом а.ц.п. и составляет 18.5 бит. Предложен ряд схемных решений по минимизации количества элементов схемы, позволивших разместить плату системы регистрации в измерительной головке в.э.у. и, тем самым, уменьшить паразитные емкости, ограничивающие быстродействие т.и.у. Максимальная скорость счета  $7 \cdot 10^7$  импульсов/с определяется преимущественно временным разрешением в.э.у. Рассмотрены вопросы оптимизации питающих напряжений и коэффициента усиления в.э.у., работающего в счетно-аналоговом режиме. Разработанная система применяется в составе масс-спектрометрического комплекса для определения изотопного состава инертных газов и обеспечивает диапазоны измерения, приведенные ко входу в.э.у.: электронметрического канала —  $1 \cdot 10^{-16}$ – $1.2 \cdot 10^{-11}$  А при разрешении не хуже чем  $3 \cdot 10^{-17}$  А; счетного канала с учетом темнового тока в.э.у. —  $5 \cdot 10^{-2}$ – $5 \cdot 10^7$  ионов/с без просчета импульсов; суммарный —  $1 \cdot 10^{-20}$ – $1.2 \cdot 10^{-11}$  А. Широкая область перекрытия диапазонов позволяет проводить взаимную верификацию результатов измерений, полученных в разных режимах.

**Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А. Динисторы с субнаносекундным временем переключения.** — 10 с., 7 рис.

Представлены результаты экспериментальных исследований оптимизированных динисторов с ударной ионизацией (SID — shock-ionized dynistors) при коммутации мощных импульсов тока с наносекундной длительностью. Показано, что эффективность процесса переключения SID может быть повышена при введении в его четырехслойную структуру равномерно распределенных равновеликих диодных секций, суммарная площадь которых существенно меньше общей площади полупроводниковой структуры динистора. Приведены результаты сравнительных исследований оптимизированных SID, имеющих разную площадь структур и разное предельно допустимое напряжение в стационарном состоянии. Даны объяснения полученным результатам.

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

**Sajjad S., Gao X. Plasma profiles modifications by upgraded power of IBW heating system in HT-7 tokamak.** — 7 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

The enhancement in local and globalized electron heating has been observed after upgrading of ion Bernstein waves (IBWs) heating system in HT-7 tokamak. The overall capability of injection power has been upgraded from 350 to 600 kW (15–30 MHz) for best and active control of pressure and current density profiles, and to discover the new phenomena of plasma heating for good energy and particle confinement. A new quadruple T-type IBWs coupling antenna has been utilized which has been mounted in the toroidal direction on low field side in the device. The electron heating on both on-axis and off-axis electrons not delete has been observed. Not delete The change in direct electron heating via electron Landau damping (ELD) from IBWs has been investigated, while the bulk electron temperature showed a large rise with a heating factor,  $\Delta(T_e n_e)/P_{rf}$ , up to  $9.3 \cdot 10^{19}$  eV  $m^{-3}$   $kW^{-1}$  with central electron density ( $n_e$ )  $3.7 \cdot 10^{19}$   $m^{-3}$ . The particle confinement has also been achieved with IBW injection power of 550 kW at frequency of 27 MHz and with toroidal mag-

netic field of 1.92 T. The modifications observed in electron temperature and other plasma profiles are discussed under various plasma conditions. The improved energy confinement has also been observed in this scenario.

**Yuanyuan Li, Gang Yang, Le Cao, Bei Jia ng, and Xuemi Ji.** Research of SAW Temperature and Pressure Dual Parameter Measuring Sensor Based on Delay Line Type. — 13 p., 13 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Surface acoustic wave (SAW) temperature and pressure sensors have been rapidly developed. A surface acoustic wave sensor with a dual-port delay line structure was designed and optimized by COMSOL software. The temperature and pressure measurement accuracy of the sensor is studied. In the signal measurement system, the signal is processed by the mixing detection method and the phase detection method. The perturbation quantity of pressure and temperature can be obtained by analyzing the perturbation relation between frequency and pressure, phase, and temperature. The results show that the sensitivity of the sensor is 339.175 kHz/N in the micro-pressure measurement of 0–0.2N. The frequency error after optimization is between –3.3 and 4 kHz, and the error rate is 2.95%. In the case of 25–95°C, the sensitivity of the sensor is 0.045861 rad/°C. It lays a foundation for the research of the SAW multi-parameter measuring sensor.

**Антонов С.Н., Резвов Ю.Г.** Акустооптические устройства на основе многолучевой дифракции. — 12 с., 10 рис.

Рассмотрена многолучевая акустооптическая брэгговская дифракция лазерного излучения — деление исходного луча на несколько независимо управляемых лучей (каналов) без принципиальных потерь световой мощности. Получены практически значимые соотношения, определяющие условия реализации многолучевой дифракции и ее основные параметры. Показано, что необходимым условием является вид управляющего радиосигнала, близкий к частотно/фазово-модулированному. Экспериментальные исследования проведены на поляризационно-нечувствительном акустооптическом дефлекторе с использованием кристалла парателлуриата. Показаны практические применения многолучевой дифракции: лазерное нанесение изображений, многоканальная передача (переключения) оптической информации, формирование профиля лазерного луча.

**Герасимов С.И., Ерофеев В.И., Кикеев В.А., Кузьмин В.А., Тотышев К.В., Косяк Е.Г., Кузнецов П.Г., Герасимова Р.В.** Газоразрядный излучатель с ограничением распространения разряда для регистрации быстротекущих процессов и инициирования светочувствительных энергонасыщенных материалов. — 6 с., 7 рис.

Описана конструкция газоразрядного излучателя, реализованного путем ограничения распространения разряда в узком зазоре между двумя прозрачными эквидистантными поверхностями, с воздухом в качестве рабочего газа с параметрами: пиковая яркость 6.2 Мсб, тело свечения 18 см<sup>2</sup> (при энергии разряда 75 Дж), длительность по полуширине ~2 мкс. Данная схема может применяться в решении широкого класса задач, например, связанных с фотограмметрическими измерениями в аэробаллистических испытаниях, также при создании импульсных нагрузок при инициировании детонации протяженного слоя светочувствительного энергонасыщенного материала.

**Герасимов С.И., Ерофеев В.И., Крутик М.И., Тотышев К.В., Косяк Е.Г., Кузнецов П.Г., Герасимова Р.В.** Аппаратный комплекс, реализующий схему одновременного получения изображения быстротекущего процесса в отраженном и проходящем свете. — 7 с., 4 рис.

Описаны результаты разработки и приведены основные технические характеристики оптико-фотоэлектронного комплекса, предназначенного для одновременного получения изображений исследуемого быстротекущего процесса в отраженном и проходящем свете и состоящего из двух устройств скоростной регистрации отечественного производства, импульсного источника света с газоразрядным точечным излучателем и полупрозрачного диффузно-рассеивающего экрана. Приведены примеры практического применения комплекса для получения информации в аэробаллистическом и газодинамических экспериментах, в том числе сопровождающихся интенсивным фоновым тепловым излучением.

**Крюков И.В., Петров Н.Х., Алфимов М.В.** Генератор суперконтинуума с накачкой импульсами фемтосекундного лазера на кристалле хром-форстерита в прозрачных конденсированных средах. — 11 с., 6 рис.

Описана установка для генерации суперконтинуума в кристаллах Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и CaF<sub>2</sub> при помощи фемтосекундного лазера на кристалле хром-форстерита (Cr:F). Определены спектры суперконтинуума с накачкой на четырех длинах волн: 310, 413, 620 и 1240 нм. В видимой области получен непрерывный спектр суперконтинуума от 324 до 1000 нм, что позволяет исследовать различные образцы с использованием системы “накачка–зондирование” (pump-probe). В ультрафиолетовой области спектра на кристалле CaF<sub>2</sub> получена наименьшая длина волны суперконтинуума 225 нм при накачке импульсами на длине волны 310 нм.

**Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.** Продольное электрическое поле в режимах омического и электронного циклотронного резонансного нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. — 11 с., 5 рис.

Для измерения радиального распределения продольного электрического поля использована методика определения продольного электрического поля по спектру мягкого рентгеновского излучения. В режиме омического нагрева на стеллараторе Л-2М были измерены статистически достоверные спектры мягкого рентгеновского излучения. Получено, что продольное поле распределено примерно равномерно по радиусу. Сравнение измеренных спектров мягкого рентгеновского излучения (SXR) с модельным спектром тормозного излучения замагниченной плазмы в продольном электрическом поле показало, что при энергиях  $W > 3$  кэВ измеренный спектр заметно отклоняется не только от максвелловского, но и от модельного спектра тормозного излучения замагниченной плазмы в электрическом поле. По SXR-спектрам, измеренным в режиме электронного циклотронного резонансного (э.ц.р.) нагрева плазмы (без тока омического нагрева), проведены оценки продольного электрического поля, которое может возникать в плазме за счет токов увлечения, создающихся при э.ц.р.-нагреве. Измерена зависимость величины электрического поля от плотности плазмы и показано, что она согласуется с зависимостью от плотности разностного тока, протекающего по плазме.

**Мунтян А.Н., Петров С.И., Романова Н.М., Таран С.С. Методики измерения параметров распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях и определения времени теплового пробоа фольг. — 10 с., 8 рис.**

Описаны методики, позволяющие измерять скорость распространения рентгеновского излучения в замкнутых полостях, время теплового прогрева фольг, а также температуру излучения и временные параметры импульсов рентгеновского излучения в экспериментах на установке “Искра-5”. Методики основаны на проводимой с использованием рентгеновских фотохронографов пространственно-временной (пространственное разрешение 150 мкм, временное 50 пс) регистрации рентгеновского излучения в четырех узких спектральных интервалах 0.2–1 кэВ, а также на многокадровой регистрации (длительность кадра 100 пс, число кадров — 10, пространственное разрешение — 30 мкм). В проведенных опытах пиковая планковская температура излучения в облучающей мишени составила 110–150 эВ, в дополнительном боксе и за фольгами — 50–90 эВ, скорость распространения излучения по замкнутым полостям находится в диапазоне 0.5–13 мм/нс, время теплового пробоа фольг — в диапазоне 50–550 пс.

#### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

**Avgitas T., Bourlis G., Fanourakis G.K., Gkialas I., Leisos A., Manthos I., Tsirigotis A.G., and Tzamarias S.E. Calibration procedures for accurate timing and directional reconstruction of EAS particle-fronts with Astroneu stations. — 9 p., 9 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).**

The Astroneu array consists of three autonomous Extensive Air Shower (EAS) detection stations installed and operated at the Hellenic Open University campus. Each station (Astroneu station) combines two different detection technologies. Three charged particle detectors arranged in a triangle and an RF antenna in the middle. Before installation several calibration procedures were performed both to the individual detectors of the array as well as to each integrated Astroneu station. In this paper we present the development of simulation methods, data analysis techniques and experimental procedures, which have been used to calibrate and optimize the operating parameters of the Astroneu particle detectors, to process the experimental signals and extract timing and amplitude information, to correct for systematic biases and estimate precisely the particle-front arrival time on each individual detector resulting to accurate reconstruction of the detected EAS direction. Furthermore, the performance of the Astroneu telescope in detecting and reconstructing EAS is demonstrated with special inter-calibration runs, where pairs of stations are detecting simultaneously the same air shower, as well as with comparisons against the predictions of a detailed simulation description of the detectors.

**Girish Tigari, Manjunatha J.G. Optimized Voltammetric Experiment for the Determination of Phloroglucinol at Surfactant Modified Carbon Nanotube Paste Electrode. — 10 p. 12 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).**

Present work describes the electrochemical sensing and determination of phenolic compound (Phloroglucinol) using non-ionic surfactant Octyl phenol ethoxylate modified carbon nanotube paste electrode (OPEMCNTPE) in PBS

(0.1 mol, pH 6.0) by Voltammetric method. The developed electrode was characterized by field emission scanning electron microscope (FE-SEM) and cyclic voltammetric (CV) studies. The OPEMCNTPE shows an exceptional catalytic impact towards the electro-oxidation of Phloroglucinol (PL) in contrast to the bare carbon nanotube paste electrode (BCNTPE). The rise in the concentration of PL is directly proportional to PL anodic peak current in the linear working range 10–90  $\mu\text{mol}$  with a small detection limit (LOD) 0.71  $\mu\text{mol}$ . This method was utilized for the estimation of PL in the water and blood serum samples.

**Ohol R.M., Vasuki B. Experimental Evaluation of Liquid Mixing using Piezo Actuated Pump System. — 12 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).**

In present work, two piezo actuated cantilever beams are connected to a glass tube setup. The glass tube arrangement consists of the vertical tubes inserted in the liquid solutions, connector tubes, a glass bulb, and a helical tube, and it acts as a pump and mixer. When the piezo actuators are energized by AC voltage, vertical tubes start pumping the solution. At whatever point the two different solutions are in contact with each other in vibrating glass bulb and helical tube, mixing occurs. The proposed technique is a combination of active and passive mixers in which the liquid pumping action is utilized for fluid mixing. The diverse flowrates acquired at 65, 75, and 80  $V_{p-p}$  are 0.038, 0.05012, and 0.06976 ml/s. UV-Vis Spectrophotometer tests mixed solutions for mixing performance. The important findings are, mixing performance depends upon two parameters, viz. solution concentration and flowrate.

**Sana Fareed, Khurram Siraj. Identification of chemical elements in tea leaves and calculation of plasma parameters using Laser-Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS). — 6 p., 4 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).**

Laser induced breakdown spectroscopy (LIBS) is used for the identification of elements in any material or substance. Samples of four different tea brands contained many elements, some are natural tea elements while some adulteration has been added. These four tea brands are local, lipton, supreme and tapal have been analyzed by LIBS. Some impurities have been identified in these samples. Plasma parameters like plasma temperature and electron number density have been calculated and checked the variation in these samples. This can easily be used as a helpful analytical tool for quality and safety control.

**Ксенофонов С.Ю., Моисеев А.А., Маткицкий В.А., Шиягин П.А., Василенко-ва Т.В., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. Калибровка поперечного сканирования в приборах оптической когерентной томографии. — 11 с., 9 рис.**

Работа посвящена методам определения зависимости координаты сканирования от номера А-скана по томографическим изображениям тестовых образцов и способам компенсации горизонтальных искажений томографических изображений, вызванных неравномерностью скорости перемещения зондирующего пучка. Для решения задачи в качестве тестовых образцов были использованы решетка Ронки на опаловом стекле и наклонная плоская поверхность объемно-рассеивающей пластины.

**Иванов В.Н., Русаков Ю.С. Инфразвуковые станции КИЗ для геофизических исследований и мониторинга. — 16 с., 9 рис.**

Описаны инфразвуковые станции КИЗ (комплекс инфразвуковой), созданные в НПО “Тайфун” (г. Об-

нинск) и автономно работающие на протяжении ряда лет в нескольких пунктах РФ. Практически все элементы станций: конфигурация, микробарометры, ветровые фильтры, система сбора и передачи данных, аппаратный бокс и т.п. — разработаны с учетом опыта создания и эксплуатации подобных систем, прежде всего, инфразвукового компонента международной системы мониторинга ядерных испытаний. Основными достоинствами инфразвуковых станций, наряду с хорошими и стабильными метрологическими характеристиками, являются: сравнительно низкая стоимость, минимальные эксплуатационные затраты, надежность работы в широком диапазоне погодных условий, простота поверки и калибровки. Инфразвуковые станции КИЗ адаптированы к условиям эксплуатации на территории типовой метеостанции РФ.

**Пивоваров А.А., Ярошук И.О., Швырев А.Н., Самченко А.Н.** Атомная низкочастотная широкополосная гидроакустическая излучающая станция с электромагнитным преобразователем. — 6 с., 5 рис.

Гидроакустическая излучающая станция с электромагнитным преобразователем развивает акустическое давление до 2400 Па (188 дБ), приведенное к расстоянию 1 м от оси излучателя, в диапазоне частот 420–520 Гц (по уровню –3 дБ) и при глубине погружения до 500 м. Примененные технические решения позволяют использовать станцию для широкого круга океанологических исследований, а также при построении систем навигации подводных аппаратов и передачи данных по гидроакустическому каналу.

**Фролов В.В., Тютюкин К.В., Шубин С.А., Лавров С.А., Богачев Ю.В.** Мультиядерный слабобольной магнитно-резонансный минитомограф. — 8 с., 5 рис.

Описан лабораторный магнитно-резонансный томограф для малых объектов, работающий в поле 7 мТл. Аппаратная часть томографа позволяет выполнять эксперименты на разных ядрах и использовать методы двойного облучения. Высокая степень абсолютной однородности постоянного магнитного поля позволяет для получения изображений использовать относительно слабые градиенты. Томограф может быть использован для отработки новых методик магнитно-резонансной визуализации, для целей обучения специалистов-физиков и инженеров методам получения магнитно-резонансных изображений и для исследования малых объектов.

**Швецов А.А., Беликович М.В., Красильников А.А., Куликов М.Ю., Кукин Л.М., Рыскин В.Г., Большаков О.С., Леснов И.В., Щитов А.М., Фейгин А.М., Хайкин В.Б., Петров И.В.** Спектрорадиометр 5-миллиметрового диапазона для исследования атмосферы и подстилающей поверхности. — 9 с., 4 рис.

Представлены результаты разработки мобильного твердотельного микроволнового спектрорадиометра, работающего в 5-миллиметровой полосе поглощения молекулярного кислорода. Спектрорадиометр состоит из супергетеродина приемника с малощумящим усилителем на входе и 8-канального анализатора спектра. Шумовая температура прибора 1000–1300 К. Для обеспечения автоматической внутренней калибровки интенсивности принимаемого радиоизлучения используется твердотельный модулятор-калибратор на основе GaAs-диодов с барьером Шоттки. Конструкция антенной системы спектрорадиометра представляет собой

тефлоновую просветленную линзу с коническим гофрированным облучателем. Прибор оснащен автоматизированной цифровой системой управления процессом измерения, калибровки и предварительной обработки данных. Приводятся примеры результатов измерений спектров излучения атмосферы и излучательных характеристик земной поверхности, полученных с помощью прибора. Спектрорадиометр предназначен для дистанционных исследований атмосферы и подстилающей поверхности.

## ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

**Алферов В.Н., Васильев Д.А.** Акустический газоанализатор. — 9 с., 3 рис.

Рассмотрены способы измерения состава бинарной газовой смеси с использованием зависимости скорости звука в газе от его молекулярного веса, в частности, с помощью акустического резонатора. Описан разработанный на этом принципе в НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ датчик содержания водорода в атмосфере мишенной станции для циклотрона ускорителя С-70, обеспечивающего наработку медицинских изотопов, а также датчик содержания неона в гелии при его оживлении. Оптимизация характеристик резонатора позволила достигнуть разрешающей способности  $10^{-5}$ .

**Ануфриев Г.С.** Магнитные времяпролетные масс-спектрометры. — 10 с., 5 рис.

Рассматриваются физические принципы магнитных времяпролетных масс-спектрометров с синусоидальным питанием модулятора, обеспечивающим высокую дисперсию по массе и высокое разрешение  $R \sim 30000$  одновременно с высокой чувствительностью до  $10^{-14}$  см<sup>3</sup> в пробе. Масс-спектрометры этого типа предназначены для исследовательских и аналитических работ в гео- и космохимии, ядерной физике и в других областях науки для изотопных анализов инертных газов, а также простых химически активных газов типа H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO, CO<sub>2</sub> и других.

**Епифанов Е.О., Минаева С.А., Зимняков Д.А., Попов В.К., Минаев Н.В.** Установка для исследования процессов пластификации и вспенивания полимерных материалов в сверхкритических средах. — 5 с., 1 рис.

Описана установка, позволяющая изучать протекающие физико-химические процессы в среде сверхкритического диоксида углерода при умеренно высоких давлениях и температурах. В основе установки модульный оптический реактор высокого (до 25 МПа) давления с восьмью оптическими портами, имеющий компактные размеры (цилиндр диаметром 90 мм и высотой 100 мм) и внутренний объем около 14 см<sup>3</sup> и оборудованный системой регулировки давления и температуры, а также системой напуска и плавного спуска среды. Реактор оснащен двумя видеокамерами с разрешением 1920 × 1080 пикселей, позволяющими получить видео из внутреннего объема, а также системой измерения давления и температуры среды с регистрацией данных синхронно с видеоданными. Система используется для изучения процессов пластификации и вспенивания полимерных материалов.

**Рогов А.В., Капустин Ю.В.** Угловые распределения при магнетронном распылении поликристаллических мишеней из Mg, Al, Si, Ti, Cr, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Pt, Au и Bi. — 8 с., 6 рис.

Представлены результаты экспериментальных исследований угловых распределений при магнетронном распылении в аргоне на постоянном токе мишеней из Mg, Al, Si, Ti, Cr, Cu, Zn, Ge, Zr, Nb, Mo, Ag, In, Sn, W, Pt, Au и Bi. Условия распыления соответствовали характерным для промышленного напылительного оборудования. Угловое распределение потока материала рассчитывалось по результатам измерения толщины покрытия, напыленного на две гибкие ленточные подложки, размещаемые на подложкодержателе в виде двух скрещенных полуколец, равноудаленных от центра распыляемой мишени (радиус кривизны 100 мм). Также исследовано влияние индукции и формы магнитного поля вблизи поверхности распыляемого катода на угловые распределения. Полученные результаты могут быть использованы в качестве исходных данных для расчета профиля покрытия при магнетронном напылении.

**Семенов А.П., Семенова И.А., Цыренов Д.Б.-Д., Николаев Э.О. Газоразрядное распылительное устройство на основе планарного магнетрона с ионным источником.** — 10 с., 2 рис.

Рассмотрено газоразрядное устройство на основе планарного магнетрона и плазменного ионного источника. Продольная инжекция ионного пучка в магнетрон и распыление ионным пучком катода и центрального анода магнетрона способствует зажиганию аномального тлеющего разряда низкого давления  $< 8 \cdot 10^{-2}$  Па в магнетроне. Установлено, что напряжение зажигания разряда падает с повышением энергии ионов и поро-

вым образом зависит от тока ионного пучка. Показана перспектива расширения функциональных возможностей планарных магнетронов при синтезе наноструктурированных композитных покрытий TiN-Cu.

**Фельдман Г.Г., Лебедев В.Б., Синийчук А.А. Установка для измерения характеристик электронно-оптических камер, работающих в диапазоне мягкого рентгена и вакуумного ультрафиолета.** — 8 с., 10 рис.

Описана откачиваемая вакуумная установка, содержащая электронную пушку с регулируемым высоковольтным источником напряжения, сменные металлические мишени, фланцы, к которым присоединяется исследуемый объект. Установка разработана специально для измерения пространственных и временных характеристик скоростных электронно-оптических камер, работающих в диапазоне мягкого рентгена. Она может использоваться для исследований и измерений при проектировании фотоприемных устройств мягкого рентгеновского диапазона и их основных частей: например м.к.п.-детекторов, изображающих устройств, твердотельных линейных и матричных фотоприемников, фотоэмиттеров, работающих в вакууме, и пр.

**Цымбаленко В.Л. Сверхпроводящий механический осциллятор с изменяемой резонансной частотой.** — 5 с., 1 рис.

Предложена и опробована конструкция высокодобротного механического осциллятора из сверхпроводящего материала, частота которого изменяется внешним магнитным полем.

## ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

### 1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Журнал издается на русском языке и в переводе на английский язык. К публикации в журнале принимаются рукописи обзорных, оригинальных работ, краткие сообщения, комментарии, содержащие дискуссию по существу статей, ранее опубликованных в ПТЭ, рекламные объявления о новых физических приборах и материалах. Статьи принимаются от граждан любой страны на русском или английском языке (от авторов из стран дальнего зарубежья).

### ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ СТАТЕЙ

1. Предмет статьи должен иметь конкретные применения к задачам экспериментов, использующих физические методы, описанные и проиллюстрированные в статье.

2. Описываемый прибор или метод должен быть осуществлен и испытан в эксперименте, показавшем преимущества по сравнению с опубликованными ранее, и эти преимущества нужно четко указать в статье.

3. Обзор должен быть написан достаточно подробно и ясно для понимания физиками любой специальности. Рекомендуется снабжать обзор сжатым введением, разъясняющим основные задачи, понятия и термины.

4. Статья должна быть достаточно полна и подробна для обеспечения возможности с учетом цитированных публикаций воспроизведения квалифицированным читателем метода и прибора, осуществленного и испытанного авторами. Статья должна давать ясное представление о цели работы, принципе метода или устройства прибора, технических характеристиках, погрешностях измерений, возможностях и особенностях его применения.

5. Комментарий, как и ответ автора, должен касаться только существа обсуждаемой статьи: физических ошибок, неточностей, указания более удачных альтернативных решений и подходов.

6. Краткая информация о новом приборе и материале, изготовленных в лаборатории, должна содержать наименование, основные технические и эксплуатационные характеристики. Информация о приборе может сопровождаться его фотографией, информация о материале — только в том

случае, если фотография может дать наглядное представление о его качествах. Допускается второй рисунок — график или схема, характеризующие возможности прибора. Необходимо указывать адрес, по которому следует обращаться за получением дополнительной информации.

7. Объем присылаемых для опубликования в журнале обзоров и оригинальных статей формально не ограничен. Однако в интересах читателей не следует перегружать статью материалами, достаточно известными из журнальных публикаций, обзоров, монографий, справочников, а также подробным описанием достаточно очевидных или второстепенных деталей. Для подобных материалов предусмотрена возможность их размещения в электронном виде. Разъяснения по дополнительным материалам приведены на сайте: <http://pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>. Объем остальных материалов не должен превышать: комментариев и ответов на них — 2 страниц и 1 рисунка, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2 страниц и 1 рисунка, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунка на каждую оплаченную полосу.

Посылая рукопись в журнал, автор гарантирует, что соответствующий материал (в оригинале или в переводе на другие языки или с других языков) ранее нигде не публиковался и не находится на рассмотрении для публикации в других издательствах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи, сопроводительное письмо от авторов и авторский договор с издателем журнала, заполненный и подписанный автором и всеми соавторами. Авторский договор вступает в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах [www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия). Для публикации в русской версии следует оформить лицензионный договор, бланк которого размещен на сайте [www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru). Необходимо иметь в виду, что договоры являются юридически обязывающими документами, поэтому надо строго следовать их форме и требованиям издательства. Авторы, статьи которых публикуются в разделе “Приборы, изготовленные в лабораториях”, должны

оформить только лицензионный договор, приведенный на сайте [www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru), т.к. этот раздел не включается в английскую версию ПТЭ.

Статьи, основанные на работах, выполненных в учреждении, должны содержать точное название и адрес учреждения, публикуемые в статье. Направление от учреждения, содержащее эти данные, желательно предоставить вместе со статьей. Экспертное заключение от учреждения предоставляется в том случае, если это требуют его правила.

Рукопись желательно присылать по электронной почте. Файлы рукописи, подписанных договоров и сопроводительных документов должны быть собраны в один архив (желательно ZIP). Дополнительные файлы большого объема (например, оригинальные файлы иллюстраций) могут быть переданы в редакцию после принятия статьи к публикации. В случае возникновения у редакции вопросов по предоставленному варианту рукописи редколлегия вправе запросить у авторов ее печатный вариант (или вызвавший вопросы фрагмент).

Все материалы, поступившие для публикации, проходят анонимное рецензирование. Авторам в течение недели со дня поступления рукописи в редакцию направляется уведомление о ее получении с указанием даты поступления.

Рукопись, направленная авторам на доработку, должна быть возвращена в исправленном виде в течение двух месяцев. По истечении этого срока она рассматривается как вновь поступившая. К переработанной рукописи необходимо приложить письмо от авторов, описывающее сделанные исправления и содержащее ответы на все замечания рецензента.

После принятия рукописи к публикации и согласования с ним окончательного варианта статьи перед сдачей в набор автор не может вносить существенных изменений и добавлений. После публикации автор получает копию статьи в формате PDF.

Рукописи авторам не возвращаются. Редакция вправе не вступать в переписку с автором относительно причин (оснований) отказа в публикации статьи.

## 2. СТРУКТУРА РУКОПИСИ

Обязательными являются следующие элементы статьи.

1. **Название статьи**, максимально конкретное и информативное.

2. **Полный список авторов** (инициалы и фамилии). Необходимо указать, кто из авторов ответственен за переписку.

3. **Место работы авторов**. Полное (без сокращений) название организации, почтовый адрес с указанием города, страны и почтового индекса. Если авторы работают в разных организациях, то должно быть понятно, кто и в какой именно организации работает. Для иностранных учреждений приводится оригинальное название и адрес латинскими литерами.

4. **Электронный адрес автора**, ответственного за переписку. Так как статьи для проверки авторам рассылаются только по электронной почте, то в случае, когда у статьи только один автор, желательно указать альтернативный адрес электронной почты на случай возможных технических проблем. В качестве альтернативного рекомендуется указывать почтовый ящик, который проверяется во время отпуска или командировки. Если у статьи несколько авторов, желательно указать адреса электронной почты двух или трех авторов, которые регулярно проверяют поступающие сообщения.

5. **Аннотация статьи** (Abstract). Обзору и статье должно быть предпослано краткое (10–15 строк) изложение их сути (аннотация) с четким определением новизны предмета и указанием его численных характеристик (погрешности, чувствительности и т.п.). Аннотация должна быть предельно содержательной и понятной в отрыве от статьи в связи с тем, что в каждом номере ПТЭ публикуются аннотации статей, намечаемых к публикации в следующих номерах. Аннотация не должна содержать ссылок на другие работы.

6. Собственно **рукопись** (основной текст). При подготовке рукописи следует соблюдать единообразие терминов. Не стоит называть одно и то же разными именами. Следует соблюдать единообразие в обозначениях, системах единиц измерения, номенклатуре. Следует по мере возможности избегать сокращений, кроме общеупотребительных. Если все-таки используются сокращения, то они должны быть расшифрованы в тексте при их первом упоминании.

7. **Список литературы**. Список литературы должен в достаточной мере отражать современное состояние дел в исследуемой области и не быть избыточным. Он должен содержать ссылки на доступные источники. Цитируемую литературу следует давать общим списком в конце статьи с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой на строке в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке:

а) для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, название журнала, год, номер, страница, целесообразно приводить ссылки на DOI тех статей, у которых они есть;

б) для книг надо указать фамилии и инициалы авторов, полное название книги, издательство,

место издания, год, страницу (для книг иностранного происхождения указать также данные русского перевода, если таковой имеется);

в) для сборников и трудов конференций надо указать фамилии и инициалы авторов, название сборника (конференции), где и кем изданы (город и издательство или институт), год, том, номер и страницу;

г) при ссылке на статью, вышедшую в журнале нашего издательства, необходимо дать ссылку и на ее перевод;

д) не допускаются ссылки на более чем один источник под одним номером и на один источник под разными номерами.

Для каждого источника должен быть указан ПОЛНЫЙ перечень авторов, без сокращений.

8. При наличии **иллюстраций или таблиц** располагать их следует в конце статьи на отдельных листах. К каждой иллюстрации должна быть указана подрисовочная подпись. При наличии нескольких частей в одной иллюстрации они должны располагаться последовательно и иметь общую подпись. Возможна публикация цветных иллюстраций только в on line версии журнала. Требования по оформлению цветных иллюстраций см. на сайтах [www.maik.ru](http://www.maik.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия). Упоминаемые в статье или заметке выпускаемые промышленностью приборы или материалы должны именоваться их паспортным наименованием с указанием типа или марки, а также фирмы-изготовителя с указанием города, страны или Интернет-сайта. Чертежи, графики и схемы должны быть четко выполнены в формате, обеспечивающем ясность понимания всех деталей. Рисунки следует выполнять компактно в целях экономии места. Полезно иметь в виду, что наиболее удобны для типографского воспроизведения рисунки шириной в одну колонку (~8 см), две колонки (~17 см) или во весь лист (17 × 23 см). Поэтому желательно изображать отдельные элементы и надписи на рисунке так, чтобы при уменьшении масштаба рисунка до одного из указанных размеров буквы и цифры приобрели высоту 1.5–2 мм, элементы радиосхем – 3–5 мм, отдельные точки – 1 мм, а линии должны быть при этом разнесены на расстояние не менее 1–2 мм. Величины деталей радиосхем следует указывать непосредственно на чертежах с десятичными приставками, но без наименования единиц, за исключением величины емкостей в микрофарадах, которые пишутся без десятичных приставок (например, 1 Ом – 1; 5.6 кОм – 5.6 к; 2.0 МОм – 2 М; 1.1 ГОм – 1.1 Г; 15 пФ – 15 п; 2.2 нФ – 2 н; 1.0 мкФ – 1). Для изображения элементов схем следует пользоваться стандартными обозначениями. Редакция обращает внимание авторов на необходимость особенно тщательной проверки представляемых рисунков.

Фотографии, изображающие наиболее интересные детали или общий вид описываемых приборов или полученные на экспериментальных установках (осциллограммы, треки в камерах, микрофотограммы и т.п.), представляются в виде, соответствующем требованиям МАИК “НАУКА/ИНТЕРПЕРИОДИКА”.

9. К статье должен быть приложен список специфических терминов, материалов и их принятого перевода на английский язык. Необходимо привести также авторский вариант перевода заглавия и аннотации, названия учреждения, направляющего работу, и написание латинскими литерами имен авторов. В списке литературы необходимо указывать ссылку не только на оригинал статьи, но и на ее перевод, если статья вышла в журнале нашего издательства.

При отсутствии хотя бы одного из указанных выше элементов рукопись может быть отклонена без рассмотрения по существу.

### 3. ФОРМАТ РУКОПИСИ

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах [www.maik.ru](http://www.maik.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия). Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

### 4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылается по электронной почте PDF-файл верстки статьи. Файлы можно прочитать и отредактировать с помощью программы Adobe Reader (версии 9 и выше), которую можно бесплатно скачать через Интернет: <http://get.adobe.com/reader>. На все письма необходимо дать ответ, не изменяя тему письма, даже если замечания или исправления отсутствуют.

Замечания нужно вносить прямо в PDF-файл статьи, используя панель инструментов “Комментарии и пометки” программы Adobe Reader версии 9+. **Не используйте другие программы для правки PDF-файлов**, иначе авторские замечания могут быть потеряны при автоматической обработке ответов.

Нельзя изменять название pdf-файла статьи и тему e-mail сообщения по той же причине.

Подробная инструкция Вам будет выслана вместе с корректурой статьи. Дополнительно ознакомиться с требованиями по внесению исправлений можно на сайтах [www.maik.ru](http://www.maik.ru) (русская версия) и [www.pleiades.online](http://www.pleiades.online) (английская версия).