



# ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА



[www.sciencejournals.ru](http://www.sciencejournals.ru)

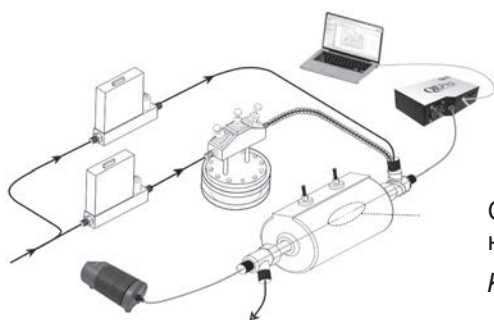


Схема нанесения покрытий  $\text{SnO}_2$   
на поверхность утоненного волоконного световода  
К статье Судаса Д.П., Кузнецова П.И., с. 174



# СОДЕРЖАНИЕ

---

Номер 5, 2023

---

Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика.  
Настоящее и будущее (обзор)

*М. А. Таранов, Б. Г. Горшков, А. Э. Алексеев, Ю. А. Константинов,  
А. Т. Туров, Ф. Л. Барков, Zinan Wang, Zhiyong Zhao,  
Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Е. В. Колесниченко*

5

Когерентная оптическая частотная рефлектометрия на основе  
волоконного самосканирующего лазера:  
текущее состояние и перспективы развития (обзор)

*А. Ю. Ткаченко, И. А. Лобач, С. И. Каблуков*

24

---

## ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

Простое радиофотонное устройство для измерения мгновенной  
частоты множества СВЧ-сигналов на основе симметричного  
неплоского генератора гребенки

*А. В. Мальцев, О. Г. Морозов, А. А. Иванов,  
А. Ж. Сахабутдинов, А. А. Кузнецов, А. А. Лустина*

32

---

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Повышение эффективности измерения температуры волоконным датчиком  
на основе бриллюэновской оптической рефлектометрии во временной области  
с алгоритмом ближайших К-соседей (K-NN)

*Ahmed Sabri Kadhim Almoosa, Mohd Saiful Dzulkefly Zan,  
Mohd Faisal Ibrahim, Norhana Arsad, Mohd Hadri Hafiz Mokhtar,  
Ahmad Ashrif A. Bakar, Ю. А. Константинов*

40

Модификация метода обратной корреляции для точного определения  
бриллюэновского сдвига частоты

*Ф. Л. Барков, Ю. А. Константинов*

48

Способ увеличения отношения сигнал/шум регистрируемого оптическим  
рефлектометром частотной области обратно-рассеянного рэлеевского  
излучения при помощи двухкаскадного эрбиевого усиления

*М. Е. Белокрылов, Д. Клод, Ю. А. Константинов, П. В. Карнаушкин,  
К. А. Овчинников, В. В. Криштон, Д. Г. Гилев, Ф. Л. Барков, Р. С. Пономарев*

56

Создание адаптивных алгоритмов для определения бриллюэновского частотного сдвига и натяжения оптических волокон

*И. В. Богачков*

64

Экспериментальные исследования характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в одномодовых оптических волокнах различных видов

*И. В. Богачков, Н. И. Горлов*

70

Метод уточнения частотного сдвига спектра, полученного при низком разрешении анализатора

*Б. И. Валеев, Т. А. Аглиуллин, А. Ж. Сахабутдинов*

78

Исследование распределения чувствительности вдоль контура волоконно-оптического датчика на основе интерферометра Саньяка

*Т. В. Гриценко, Н. В. Дьякова, А. А. Жирнов, К. В. Степанов,  
Р. И. Хан, К. И. Кошелев, А. Б. Пнев, В. Е. Карасик*

84

Распределенный акустический датчик с дальностью работы 120 км на базе фазочувствительного импульсного рефлектометра и эрбиевого усилителя с удаленной накачкой

*А. С. Дудин, Д. Р. Харасов, Э. А. Фомиряков,  
С. П. Никитин, О. Е. Наний, В. Н. Трещиков*

92

Исследование параметров приема-передачи сигнала в распределенном акустическом датчике

*А. Т. Туров, Ф. Л. Барков, М. Е. Белокрылов,  
Д. Клод, Ю. А. Константинов*

99

Сравнение временного и частотного подходов моделирования сигналов оптических рэлеевских рефлектометров

*Н. А. Ушаков, Л. Б. Лиокумович*

106

Оценка погрешности измерений коэффициента затухания оптических волокон в рэлеевской рефлектометрии

*И. В. Фролов*

114

Исследование метода активного термостатирования опорного участка оптического волокна в составе распределенного волоконно-оптического датчика температуры

*А. О. Чернуцкий, Р. И. Хан, Т. В. Гриценко,  
К. И. Кошелев, А. А. Жирнов, А. Б. Пнев*

121

---

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

Исследование оптимальных параметров схемы распределенного волоконного микрофона на основе ф-OTDR для распознавания речи

*М. В. Орлова, Т. В. Гриценко, А. А. Жирнов, Ю. А. Константинов,  
А. Т. Туров, А. Б. Пнев, В. Е. Карасик*

129

Волоконный фазовый рефлектометр с низким уровнем шума выходного сигнала для применения в сейсмологии

*А. Э. Алексеев, Б. Г. Горшков, Д. А. Ильинский,  
В. Т. Потапов, Д. Е. Симикин, М. А. Таранов*

134

Применение распределенного акустического датчика для сейсмических исследований на мелководье с помощью оптической донной косы

*А. Э. Алексеев, Б. Г. Горшков, Д. А. Ильинский,  
В. Т. Потапов, Д. Е. Симикин, М. А. Таранов*

141

Волоконный когерентный фазовый рефлектометр для инженерной геологии

*А. Э. Алексеев, Б. Г. Горшков, В. Т. Потапов,  
М. А. Таранов, Д. Е. Симикин*

146

Возможности и перспективы использования распределенных оптоволоконных датчиков в геофизике

*С. П. Никитин, К. В. Кислов, Ю. О. Старовойт,  
Д. М. Бенгальский, Е. П. Спиридонов, Д. Р. Харасов,  
Э. А. Фомиряков, О. Е. Наний, В. Н. Трещиков*

153

Моделирование оптической схемы позиционно-чувствительного люминесцентного датчика искры со спектральным преобразователем излучения

*И. М. Плешанов, А. О. Белорус*

159

Оценка возможностей распределенной оптоволоконной системы регистрации со спиральным волокном при проведении межскважинного сейсмоакустического просвечивания

*А. В. Чугаев, А. И. Кузнецов*

167

---

## **ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА**

Покрyтия оксида олова (IV) с различной морфологией на поверхности утоненного кварцевого волоконного световода для применения в сенсорике

*Д. П. Судас, П. И. Кузнецов*

174

Изготовление кварцевых полых волокон: решение задачи  
устойчивости вытяжки капилляров

*В. П. Первадчук, Д. Б. Владимирова, А. Л. Дервянкина*

180

---

## **СИГНАЛЬНАЯ ИНФОРМАЦИЯ**

Аннотации статей, намечаемых к публикации в журнале ПТЭ

190

Правила публикации в ПТЭ

197

---

---

УДК 53.08

## ОПТИЧЕСКАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ, МЕТРОЛОГИЯ И СЕНСОРИКА. НАСТОЯЩЕЕ И БУДУЩЕЕ<sup>1</sup> (обзор)

© 2023 г. М. А. Таранов<sup>a,c</sup>, Б. Г. Горшков<sup>a,b</sup>, А. Э. Алексеев<sup>c</sup>,  
Ю. А. Константинов<sup>d</sup>, А. Т. Тузов<sup>d,e</sup>, Ф. Л. Барков<sup>d</sup>, Zinan Wang<sup>f</sup>,  
Zhiyong Zhao<sup>g</sup>, Mohd Saiful Dzulkefly Zan<sup>h</sup>, Е. В. Колесниченко<sup>i,\*</sup>

<sup>a</sup>ООО “ПетроФайбер”

Россия, 301664, Новомосковск Тульской обл., Клинский проезд, 7

<sup>b</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

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

Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

<sup>d</sup>Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН

Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13А

<sup>e</sup>Пермский национальный исследовательский политехнический университет

Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

<sup>f</sup>University of Electronic Science and Technology of China,

Shahe Campus: No. 4, Section 2, North Jianshe Road, 610054, @City@, China

<sup>g</sup>Huazhong University of Science and Technology,

Luoyu Road 1037, Wuhan, China

<sup>h</sup>Department of Electrical, Electronic and Systems Engineering, Faculty of Engineering and Built Environment,  
Universiti Kebangsaan Malaysia, 43600 UKM Bangi, Selangor, Malaysia

<sup>i</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет

Россия, 614990, Пермь, ул. Букирева, 15

\*e-mail: kolesnichenkov@gmail.com

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 07.05.2023 г.

Принята к публикации 10.05.2023 г.

Настоящий литературный обзор, составленный коллективом авторов, объединенных Программным и Организационным комитетами конференции “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика” (24–26 мая 2023 г.), призван оценить состояние и перспективы в данной области на ближайшие годы. Обзор охватывает следующие темы: распределенные акустические датчики; волоконно-оптические измерительные системы на основе рассеяния Мандельштама–Бриллюэна; исследовательские методы, основанные на принципах оптической рефлектометрии в частотной области; низкокогерентные подходы к распределенному мониторингу температуры и деформаций.

DOI: 10.31857/S0032816223050233, EDN: ZVSHNA

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Наука и техника в наши дни немыслимы без такой важной прикладной дисциплины, как фотоника [1]. Отрасль телекоммуникаций позволила волоконно-оптическим технологиям продемонстрировать возможности передачи огромных объемов данных с высокой скоростью [2, 3].

Для нужд оптоэлектроники разрабатываются и производятся все новые и новые типы оптических волокон [4–6], при этом изыскиваются новаторские способы более эффективной эксплуатации старых, уже проложенных кабельных линий, создаются перспективные методы их распределенного мониторинга [7, 8]. Однако, как выяснилось, помимо мониторинга кабельных линий и параметров передачи по ним, волоконные световоды можно использовать в качестве сенсоров, воспринимающих воздействия различных внешних факторов [9, 10]. При этом немаловажным

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

фактом является возможность определения локации (что недоступно точечным сенсорам [11, 12]), где это воздействие или их серия были совершены. Задача измерения величины воздействия и определения его локации решается методами оптической рефлектометрии [13–17], которые позволяют изучать свойства обратнорассеянного излучения в оптическом волокне: временная и/или частотная развертка обратнорассеянного излучения дают связь воздействия с координатой, а спектральные, поляризационные, фазовые и иные свойства зависят от величины воздействия. Необходимо отметить, что данные методы оказались вполне пригодными для характеристики волокон редких типов, что дает необходимую “обратную связь” при их разработке и производстве [18]. Все эти факты побудили группу научных сотрудников Пермского федерального исследовательского центра УрО РАН в 2016 году организовать первую конференцию по оптической рефлектометрии (“Оптическая рефлектометрия-2016”), которая к 2020 году стала международной, сменив название на “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика” (Optical Reflectometry, Metrology & Sensing – ORMS). Настоящий литературный обзор, составленный коллективом авторов, объединенных Программным и Организационным комитетами данной конференции в 2023 году, призван оценить состояние и перспективы в данной области на ближайшие годы. Обзор разделен на четыре части, представляющие, по мнению авторов, наиболее важные направления исследований в данной области.

1. Распределенные акустические датчики [19–22], которые нашли широкое применение в инженерных науках, геофизике, мониторинге трафика и системах охраны периметров от несанкционированных вторжений. Данные системы ориентированы на точное измерение частоты и величины деформации оптического волокна, осуществляющейся с частотами от единиц герц до сотен килогерц [23–25].

2. Волоконно-оптические измерительные системы на основе рассеяния Мандельштама–Бриллюэна [26–31]. Данные системы чувствительны не только к деформациям, но и к температурам, однако ориентированы на более длительно-периодные изменения внешних факторов.

3. Измерительные системы, основанные на принципах оптической рефлектометрии в частотной области. Данные подходы распределенных исследований могут быть хорошей альтернативой бриллюэновским системам, которые представлены в разд. 2. Их привлекательной стороной является высокое разрешение, которое может достигать десятков микрон.

4. В последней, четвертой части настоящего обзора будут рассмотрены низкокогерентные си-

стемы мониторинга температуры и деформации, которые в сравнении с описанными выше подходами являются коммерчески доступными для большинства исследователей.

Данный обзор не будет включать такие направления, как распределенный температурный мониторинг на основе рассеяния Рамана [32, 33], поскольку успехи в данной области сконцентрированы, скорее, в области инженерного дела, чем в научной сфере, а также различные “гибридные” методы (например, бриллюэновский рефлектометр [34–36] или анализатор [37–40] в частотной области), поскольку данные темы, безусловно, заслуживают отдельного обзора.

## 2. РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ

Мониторинг вибрационной (акустической) обстановки на сегодняшний день является жизненно важным во многих областях человеческой деятельности: при разведке месторождений полезных ископаемых [41, 42], в нефте- и газодобыче, при переработке [43] и транспортировке [44–46], эксплуатации инженерных сооружений [47, 48] и транспорта [49], охране территорий [50]. Появляются новые потенциальные области применения, например сельское хозяйство [51]. Зачастую такой вид мониторинга осуществляется при помощи волоконно-оптического распределенного акустического датчика (РАД) (Distributed Acoustic Sensor – DAS). Интеграция технологии в новые отрасли зачастую ограничивается в том числе высокой стоимостью подобных устройств.

Принцип работы РАД основан на технологии оптической рефлектометрии во временной области (ОРВО) (Optical Time-Domain Reflectometry – OTDR), предложенной в качестве метода контроля качества оптических волокон еще в 1976 г. [52]. ОРВО, в свою очередь, позволяет извлечь информацию из сигнала обратного рэлеевского рассеяния в оптическом волокне. Происхождение рэлеевского рассеяния в оптическом волокне обусловлено флуктуациями показателя преломления, которые возникают из-за неоднородностей состава и плотности волокна, вмораживаемых в его структуру в процессе изготовления, – так называемых рэлеевских рассеивающих центров. Однако источником абсолютного минимума рассеяния (имеющего место быть даже в однородных средах) принято считать термически индуцированные флуктуации энтропии. Пространственные флуктуации диэлектрической проницаемости, вызывающие рэлеевское рассеяние, можно выразить с помощью локальной плотности  $\rho$  и температуры  $T$ :

$$\Delta\epsilon = \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial\rho}\right)_T \Delta\rho + \left(\frac{\partial\epsilon}{\partial T}\right)_\rho \Delta T. \quad (1)$$

Вторым слагаемым здесь можно пренебречь, если предположить, что локальная диэлектрическая постоянная зависит от плотности больше, чем от локальной температуры. Если энтропия  $s$  и давление  $p$  — независимые термодинамические величины, то флуктуации плотности могут быть представлены как

$$\Delta\rho = \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_s \Delta p + \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_p \Delta s. \quad (2)$$

Второе слагаемое описывает изобарные вклады флуктуации плотности через флуктуации энтропии  $\Delta s$ , вызывающие рэлеевское рассеяние. Индуцированные энтропией флуктуации плотности существуют в оптическом волокне при термодинамическом равновесии. После подстановки выражения (2) в формулу (1) и вычитания части флуктуаций диэлектрической проницаемости, ответственной за рэлеевское рассеяние, флуктуации диэлектрической проницаемости могут быть выражены как

$$\Delta\varepsilon = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_T \left(\frac{\partial\rho}{\partial s}\right)_p \Delta s. \quad (3)$$

Интенсивность рэлеевского рассеяния пропорциональна флуктуациям энтропии системы. Флуктуации энтропии могут быть описаны выражением, аналогичным однородному уравнению теплопроводности:

$$\rho c_p \frac{\partial\Delta s}{\partial t} - k\nabla^2 \Delta s = 0, \quad (4)$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении, а  $k$  — теплопроводность.

Эти колебания подчиняются уравнению диффузии, а не волновому уравнению. Решение уравнения диффузии имеет вид [53]

$$\Delta s = \Delta s_0 e^{-\delta t} e^{-iqr}, \quad (5)$$

где  $\delta$  — коэффициент затухания возмущений энтропии,  $q$  — волновой вектор, радиус-вектор.

Свет в среде может претерпевать рассеяние различной природы, которое определяется оптическими свойствами среды, например вектором поляризации  $\vec{P}$ , используемым для описания отклика гомогенной изотропной диэлектрической среды на электрическое поле  $\vec{E}$  [53]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots), \quad (6)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума, а  $\chi^{(j)}$  — тензор восприимчивости  $j$ -го порядка, ранга  $j + 1$ .

Можно заметить, что флуктуации энтропии не являются распространяющимися. Соответственно, восприимчивость первого порядка, пропорциональная  $\Delta s$ , согласно формуле (4), может вы-

зывать рассеивающую составляющую с той же частотой, что и у падающего света. Рэлеевское рассеяние вызывается рассеянием света частицами или другими источниками флуктуаций показателя преломления, которые намного меньше длины оптической волны  $\lambda$ . Его интенсивность пропорциональна  $1/\lambda^4$  [54]. Такая зависимость обуславливает большее рассеяние и, следовательно, большие потери для сигналов с меньшими длинами волн [55]. Рассматриваемое здесь рэлеевское рассеяние является спонтанным. При распространении света может возникать также и вынужденное рэлеевское рассеяние [56], но в ОРВО оно обычно не имеет достаточной интенсивности для возникновения эффекта.

Акустические (механические) воздействия также могут вызывать локальные изменения плотности, а следовательно, и показателя преломления оптической среды, что отражается на сигнале ОРВО. Это наводит на мысль о возможности регистрации акустических воздействий с помощью оптического волокна. Впервые подобный датчик был предложен в работе [57]. В исследуемое оптическое волокно (Fiber Under Test — FUT) вводится короткий мощный световой импульс, и в течение всего времени, пока он распространяется в оптическом волокне, часть его энергии рассеивается рэлеевскими центрами во всех направлениях. Некоторая часть рассеянного сигнала при этом теряется, попадая в оболочку. Другая часть, заключенная в пределах определенных телесных углов, остается способной продолжать распространение в сердцевине как в исходном, так и в обратном направлении. Для разных рэлеевских центров и прочих локальных изменений показателя преломления сердцевины оптического волокна доля сигнала, рассеянного в обратном направлении, будет разной. Сигнал обратного рэлеевского рассеяния (рефлектограмма, в англоязычной литературе — trace) регистрируется как функция времени возврата на входном конце волокна через циркулятор или разветвитель (рис. 1). Расстояние  $z$  вдоль волокна до интересующего события можно рассчитать по формуле [58]

$$z = \frac{c}{2n_g} t = \frac{v_g}{2} t, \quad (7)$$

где  $t$  — время регистрации обратного отражения,  $v_g$  — групповая скорость в оптическом волокне,  $n_g$  — групповой показатель преломления сердцевины волокна.

Одна рефлектограмма или их усредненная последовательность может дать достоверную информацию лишь о статическом событии — например, дефекте оптического волокна, вызывающем постоянные во времени потери сигнала. Поскольку акустическая волна представляет собой динамическое событие — распространяющиеся

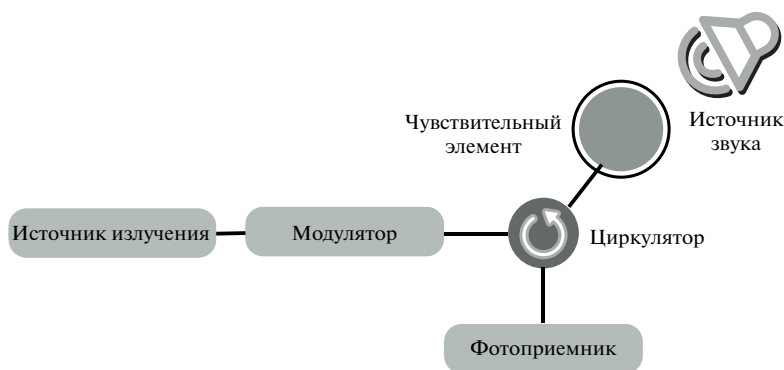


Рис. 1. Схематическое устройство простейшего РАД.

периодические сжатия/разрежения среды, при взаимодействии акустической волны с оптическим волокном показатель преломления его сердцевины модулируется с той же частотой, что и у механической волны, оказывающей воздействие. Его значение в этой области колеблется в некоторых пределах, зависящих от амплитуды волны, и становится то чуть больше, то чуть меньше величины, соответствующей состоянию покоя. Поскольку данное явление фактически можно рассматривать как периодическое локальное изменение плотности сердцевины, акустическая волна вызывает и периодическое смещение рэлеевских рассеивающих центров. Все эти явления, несомненно, оказывают влияние на сигнал обратного рассеяния и проявляются в виде модуляции его интенсивности с частотой падающей акустической волны в той точке  $z$ , в которой эта волна взаимодействует с волокном. Соответственно, чтобы с помощью описанной системы достоверно обнаружить акустическое событие, т.е. наиболее точно определить частоту и амплитуду периодических изменений уровня сигнала в интересующей точке, необходимо осуществлять сбор данных (запись рефлектограмм) последовательно и непрерывно в течение некоторого времени. Время сбора данных в том числе определит и минимальную разрешаемую частоту воздействия, в то время как частота сбора данных (количество рефлектограмм, получаемых в единицу времени) — максимальную.

Пространственное разрешение в ОРВО является функцией длительности импульса [59]. Длительность импульса  $\tau$  соответствует расстоянию  $\Delta z = v_g \tau / 2$ . Динамический диапазон в ОРВО зависит от чувствительности системы, являющейся функцией длительности импульса, мощности импульса и чувствительности фотодиода. Высокая мощность и длительность импульса увеличивают отношение сигнал/шум (ОСШ) ценой ухудшения пространственного разрешения из-за большей ширины импульса. Кроме того, мощ-

ность входного импульса должна оставаться ниже уровня, при котором возникают нелинейные эффекты.

Позднее было предложено увеличить динамический диапазон, например, при помощи гетеродинного детектирования — когерентной ОРВО [60]. В данном устройстве источник излучения используется и для генерации импульсов света, идущих в оптическое волокно, и в качестве локального осциллятора. Сигнал обратного рассеяния оптического волокна интерферирует с сигналом локального осциллятора на фотоприемнике, увеличивая отношение сигнал/шум.

Версия оптической схемы без использования так называемой “линии задержки” — сигнала локального осциллятора — получила распространение в фазочувствительной рефлектометрии [61]. В данном случае интерференция происходит между компонентами самого сигнала обратного рассеяния в пределах длительности импульса. Протяженность датчиков, основанных на подобной реализации, однако, ограничена длиной когерентности используемого источника излучения.

К настоящему времени было преодолено частично или полностью множество трудностей и ограничений, связанных с эксплуатацией РАД: низкое отношение сигнал/шум, необходимость в дополнительных компонентах (усилителях, фильтрах, модуляторах) [62], небольшая полоса пропускания, также сказывающаяся на протяженности чувствительного элемента [63]. Зачастую обеспечение лидирующих позиций датчика по какому-либо параметру достигается за счет существенного усложнения и, следовательно, повышения стоимости конструкции по сравнению с классической ОРВО, приспособленной для распределенного акустического мониторинга [64] (рис. 2).

Поскольку на данный момент наибольшее распространение РАД имеют в финансово обеспеченных отраслях, где результат превышает стоимости, это не является значительной проблемой.

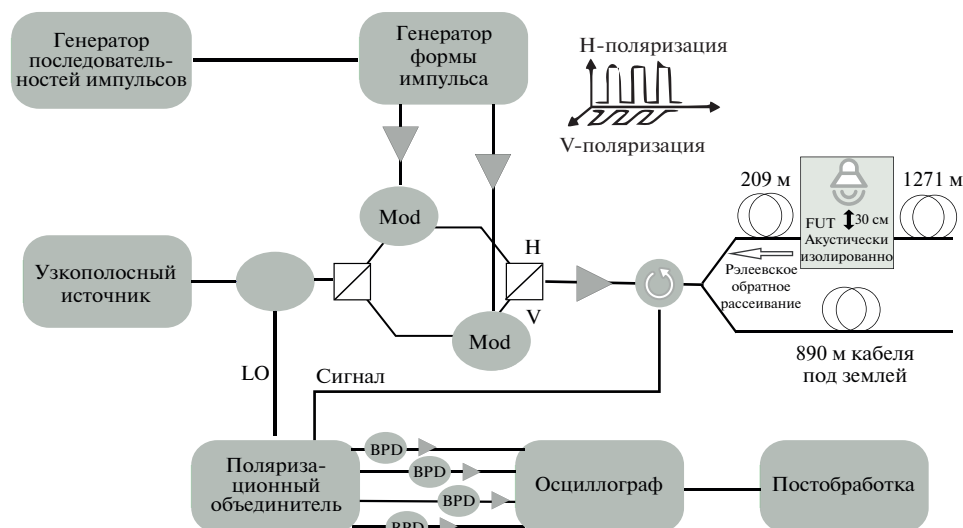


Рис. 2. Распределенный акустический датчик для записи речи (схематически). Mod — модулятор; BPD — балансный фотодетектор; LO — локальный осциллятор; FUT — оптическое волокно.

Однако по мере выявления необходимости в подобном инструменте в других отраслях науки, техники и в производстве возникает и другое направление развития РАД — обеспечение приемлемого для данной отрасли, например сельского хозяйства, качества распределенного акустического мониторинга при наиболее низкой его стоимости. Так, в работе [65] для этого использован высококогерентный источник импульсного излучения, реализующий преимущества когерентной рефлектометрии и в то же время — прямое детектирование сигнала без извлечения информации о фазе, что, кроме прочего, избавляет от необходимости использования дорогостоящего оборудования, например оптического гибридного фотоприемника.

Однако, согласно работе [66], подобное оборудование может быть заменено и соответствующим программным обеспечением.

Таким образом, в данный момент одной из основных областей совершенствования является обработка данных. Так, кроме примера, упомянутого выше, можно отметить классификацию источников воздействия [67] или очистку полезного сигнала от шума [68, 69] при помощи технологий искусственного интеллекта, ведущую роль в которых играют нейронные сети.

Так, исследователи из Германии предлагают не только регистрировать положение и скорость составов на железной дороге с помощью РАД, но и проверять их целостность, отслеживая и подсчитывая отдельные колесные тележки или их группы при помощи нейросети [70].

Ученым из Саудовской Аравии и Китая удалось не только успешно применить РАД для изучения активности личинок красного пальмового

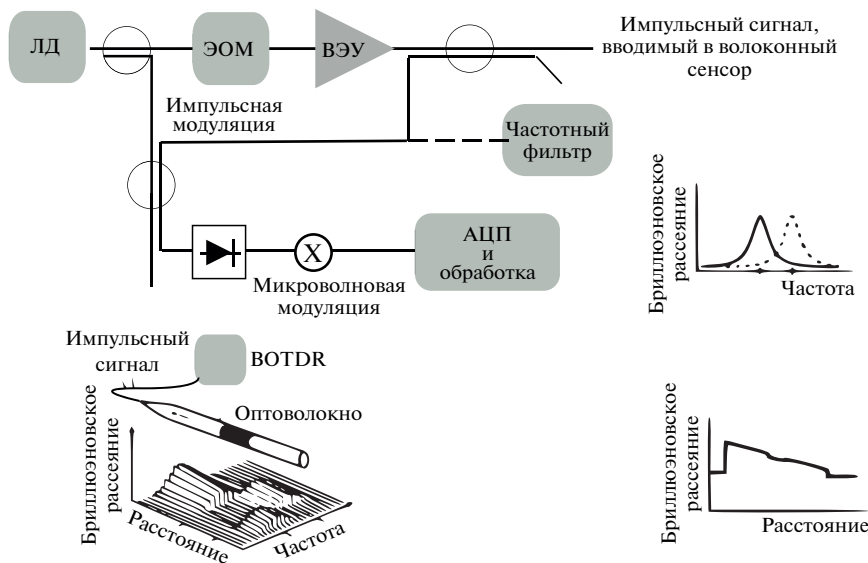
долгоносика, но и использовать нейронную сеть для снижения количества ложных срабатываний на 20% [71].

Предлагается даже использовать РАД на основе уже проложенных телекоммуникационных оптических волокон для распределенного и, при необходимости, удаленного метеорологического мониторинга. А технологии искусственного интеллекта позволяют определить тип и характеристики погодного явления, например интенсивности дождя [72].

Представленные материалы позволяют сделать вывод о том, что технология РАД, известная уже более 30 лет, все еще не теряет популярности. Дальнейшее развитие отрасли может быть обеспечено успешной комбинацией с технологиями искусственного интеллекта, которые стали широко применяться совсем недавно. Как показывают наиболее свежие работы в этой области, они способны открыть возможности не только для совершенствования регистрации событий за счет принципиально новых методов обработки данных, но и для сокращения расходов на аппаратную составляющую РАД, что позволит расширить область их применения.

Несмотря на то что достаточно много исследователей и разработчиков заявляют о точных измерениях величин быстро меняющихся деформаций, метод РАД все же остается оптимальным именно для регистрации частот.

Если нужно измерить длиннопериодную деформацию или изменение температуры, прибегают к использованию других средств, основанных как на рассеянии Рэлея, так и на рассеянии Мандельштама—Бриллюэна. Об этом будет рассказано в следующих главах настоящего обзора.



**Рис. 3.** Стандартная установка на основе Brillouin Optical Time Domain Reflectometer (BOTDR), в которой локальный Brillouin-сдвиг частоты восстанавливается либо гетеродинным методом, либо через использование частотной фильтрации. ЛД – лазерный диод; ЭОМ – электрооптический модулятор; ВЭУ – волоконный эрбиевый усилитель; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; BOTDR – Brillouin-оптический рефлектометр во временной области.

### 3. МЕТОДЫ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА ОСНОВЕ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

В основе Brillouin-рефлектометрии лежит явление Brillouin-рассеяния света на акустических фоновых волнах. Рассеяние носит неупругий характер, изменение частоты света – Brillouin-сдвиг частоты (БСЧ) (Brillouin Frequency Shift – BFS) – задается соотношением  $\nu_b = 2nv/\lambda$ , где  $n$  – показатель преломления,  $v$  – скорость звука продольной акустической волны,  $\lambda$  – длина волны в вакууме. Поскольку показатель преломления и скорость звука зависят от внешних воздействий, таких как температура и деформация, измерение БСЧ может дать информацию о величине этих воздействий вдоль волокна.

Различают спонтанное и вынужденное Brillouin-рассеяние. Спонтанное рассеяние фотонов происходит на уже существующих в волокне при ненулевой температуре фоновых волнах. При вынужденном рассеянии фотоны рассеиваются на фоновых волнах, искусственно создаваемых за счет эффекта электрострикции (уплотнения материала под влиянием сильного электромагнитного поля) при запуске в волокно с разных концов двух оптических волн разной частоты, – динамических Bragg-решеток.

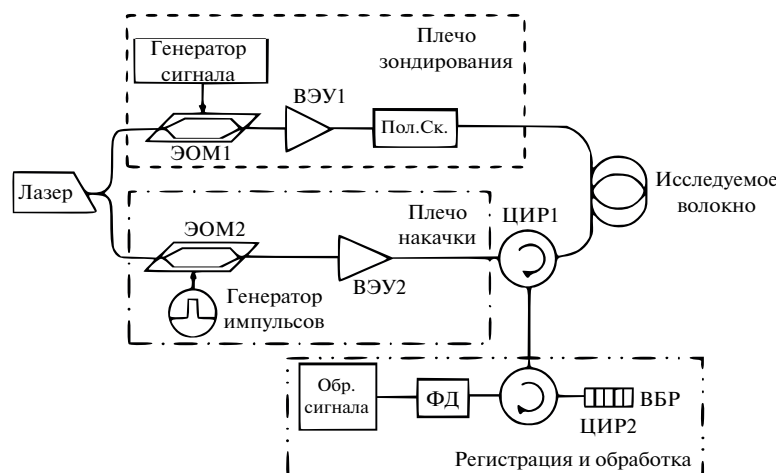
На спонтанном рассеянии основана работа Brillouin-оптического рефлектометра во временной области (Brillouin Optical Time Domain Reflectometer – BOTDR). Типичная схема такого рефлектометра [73] представлена на рис. 3. Опти-

ческое излучение вводится в волокно, на фотоприемник поступает обратнорассеянная Brillouin-стоксова компонента. Фильтры служат для исключения имеющих гораздо большую мощность рэлеевской и рамановской компонент. Для извлечения БСЧ используется либо схема гетеродинирования, либо интерферометрические схемы.

На вынужденном рассеянии строится работа Brillouin-оптического анализатора во временной области (Brillouin Optical Time Domain Analyzer – BOTDA). Типичная схема такого анализатора [74] представлена на рис. 4.

С одного конца волокна запускается непрерывная зондирующая оптическая волна с частотой  $\nu$ , с другого – импульсная волна накачки с большей частотой,  $\nu + \Delta\nu$ . Интенсивность перекачки мощности из волны накачки (а следовательно, и мощность, регистрируемая фотоприемником) зависит от соотношения разности частот  $\Delta\nu$  и БСЧ  $\nu_b$ . При  $\Delta\nu = \nu_b$  эта интенсивность максимальна, а вообще зависимость носит лоренцев характер:  $g(\Delta\nu) = g_b(\Delta/2)^2 / [(\Delta/2)^2 + (\Delta\nu - \nu_b)^2]$ , где  $g$  – логарифмический коэффициент усиления,  $g_b$  – пиковый коэффициент Brillouin-усиления,  $\Delta$  – ширина линии.

Перестраиваясь по частоте одной из волн (зондирования или накачки) и измеряя мощность пришедшей зондирующей волны, получают спектр Brillouin-усиления, из которого извлекается БСЧ.



**Рис. 4.** Схема бриллюэновского оптического анализатора во временной области. ЭОМ — электрооптический модулятор; ВЭУ — волоконный эрбиевый усилитель; ЦИР — циркулятор; ВБР — волоконная брэгговская решетка; Пол.Ск. — поляризационный скремблер; ФД — фотодиод.

Недостатком такой схемы является низкий выходной сигнал, ведь основная мощность закачивается в зондирующую волну, а не в волну накачки. В связи с этим применяется и другая схема [75], в которой зондирующая волна — импульсная, а волна накачки — непрерывная. Соответственно измеряется бриллюэновский спектр поглощения волны накачки, из которого извлекается БСЧ.

Неоспоримым преимуществом бриллюэновского оптического рефлектометра во временной области является то, что требуется доступ только к одному концу волокна. Кроме того, для бриллюэновского оптического анализатора во временной области необходимо иметь лазер с шириной линии излучения много меньше  $\Delta$ . Однако в бриллюэновском оптическом рефлектометре во временной области возникают проблемы, связанные с низкой мощностью сигнала, поскольку спонтанное рассеяние примерно в 100 раз слабее вынужденного. Особо следует подчеркнуть, что в противоположность, например, распределенному датчику температуры, где измеряемый параметр — это мощность излучения, сам факт наличия вынужденного рассеяния в бриллюэновском оптическом анализаторе во временной области не представляет никакой проблемы, поскольку не искажает измеряемый параметр.

В типовом волокне вышеприведенные величины имеют следующий порядок: БСЧ — 11 ГГц,  $\Delta = 30\text{--}40$  МГц, чувствительность БСЧ к температуре 1 МГц/К, а к деформации 40–50 МГц/1000 мк (где мк — микрострейн,  $\text{мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ ).

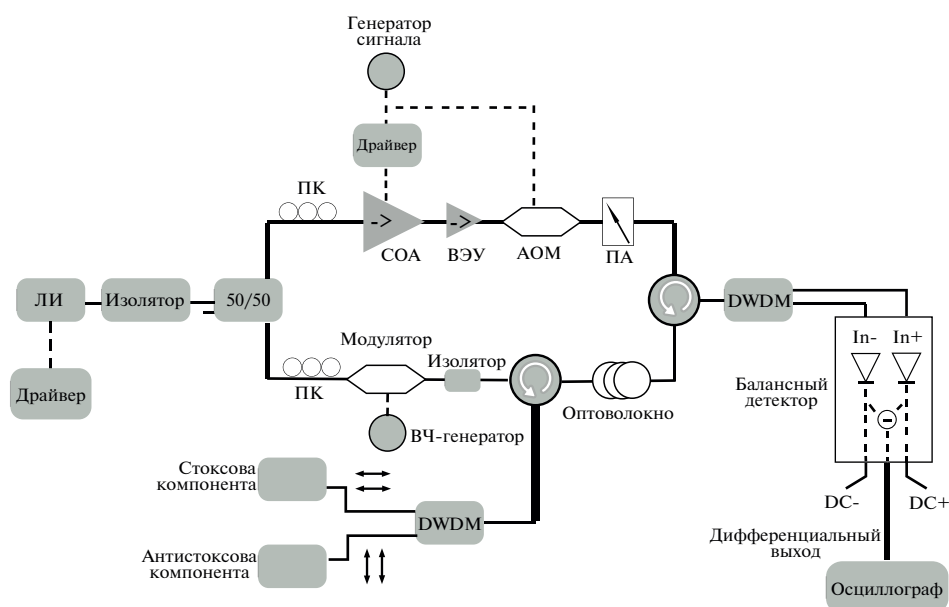
Как и в других видах рефлектометрии, основными характеристиками измерительной системы являются пространственное разрешение, длина линии, точность измерения параметров и быст-

родействие. Ниже представлены основные проблемы на пути улучшения этих характеристик и попытки их преодоления.

Точность определения БСЧ в заданном спектре зависит от конкретного используемого алгоритма, но в целом ошибка определения БСЧ обратно пропорциональна отношению сигнал/шум (ОСШ), пропорциональна корню квадратному из шага сканирования по частоте и корню квадратному из ширины бриллюэновского спектра [76]. Уменьшение шага сканирования, равно как и накопление сигнала (а следовательно, повышение ОСШ), ведут к повышению точности системы, но в то же время уменьшают ее быстродействие. Таким образом, одним из наиболее важных направлений дальнейшего развития является повышение ОСШ не за счет времени накопления.

В литературе описаны успешные как аппаратные, так и программные подходы увеличения ОСШ путем модуляции частоты зондирующей волны [77], модуляции амплитуды зондирующей волны и волны накачки [78], а также цифровой фильтрации сигнала [79, 80].

Важно исключить паразитные факторы, приводящие к уменьшению полезного сигнала. Одним из таких факторов является поляризационное замирание сигнала. Интенсивность перекачки зависит от поляризаций обеих волн (максимальна при совпадении поляризаций и равна нулю при ортогональных поляризациях), а поскольку стандартные волокна могут не сохранять поляризацию, интенсивность в некоторых точках сильно падает. Данная проблема обычно решается использованием поляризационных скремблеров для одной-обеих волн с последующим усреднением. Существуют и другие подходы, например, в работе [81] была применена схема без скремблера



**Рис. 5.** Экспериментальная установка на основе бриллюэновского оптического анализатора во временной области с балансным детектором и устранением поляризационного шума. COA — полупроводниковый оптический усилитель; ВЭУ — волоконный эрбиевый усилитель; ПА — перестраиваемый аттенюатор; ЛИ — лазерный источник; АОМ — акустооптический модулятор; ПК — поляризационный контроллер; DWDM — частотно-селективный ответвитель.

(рис. 5). Стоксова и антисксова бриллюэновские компоненты, ортогональные по поляризации за счет использования обычного и фарадеевского зеркал, поступают на два входа балансного фотодетектора. В любой точке волокна сразу две эти компоненты не могут быть ортогональны по поляризации волне накачки.

Другой фактор — истощение накачки (особенно в длинных линиях). Схема, представленная на рис. 5, позволяет компенсировать этот паразитный эффект. Отсечение антисксовой компоненты происходит непосредственно перед детектированием, что позволяет компенсировать падение мощности накачки за счет поглощения энергии из антисксовой компоненты по всей длине волокна.

Что касается применяемых алгоритмов извлечения БСЧ из заданного спектра, наибольшее распространение получили методы аппроксимации лоренцевой функцией (Lorentzian Curve Fitting — LCF), представленные, например, в работе [82]. Используются и корреляционные методы — поиск максимальной корреляции между измеренным и одним из опорных спектров [83, 84] или максимальной корреляции между исходным и отраженным относительно вертикальной оси спектрами [85]. Нельзя не упомянуть и перекрестно-рекуррентный графический анализ [86], в котором ищутся наиболее схожие части измеренного и опорного спектров. Все большее распространение получают методы машинного обучения: на этапе обучения такая система ищет связи между

какими-то характеристиками спектров и БСЧ, а на этапе измерения определяет БСЧ по характеристикам заданного спектра, используя найденные связи. Методы машинного обучения включают нейронные сети с прямой связью [87], обобщенную линейную модель (обобщение классической линейной регрессии) [88], метод опорных векторов [89] и другие (см., например, обзор [14]). Современные нейросетевые алгоритмы сразу ищут связь между характеристиками спектра и измеряемыми параметрами, такими как температура и деформация, БСЧ как “промежуточное звено” может быть исключен из рассмотрения. Нейросетевые алгоритмы могут применяться как сами по себе, так и в комбинации с другими методами [29].

Пространственное разрешение определяется главным образом длительностью импульса. При этом уменьшение длительности приводит к размыванию бриллюэновского спектра [90], что в соответствии с вышесказанным уменьшает точность системы. Однако в работе [91] было продемонстрировано, что использование ультракоротких (10 нс, что меньше времени жизни фонона) импульсов может приводить к обратному сжатию бриллюэновского спектра (рис. 6).

Конечно, по аналогии с другими видами рефлектометрии, пространственное разрешение может быть повышено как за счет использования кодированных импульсов [93], так и за счет перехода в частотную область [94]. Также применяются методы “предусиления акустического поля”.

Например, техника использования пары импульсов разной длительности [95] позволила достичь разрешения в десятки сантиметров на линиях длиной десятки километров.

Длина измеряемой линии, по сути, лимитируется все тем же пресловутым ОСШ. Для работы с линиями длиной более 100 км используются следующие подходы: включение в линию эрбиевых усилителей, использование распределенного рамановского усиления [96], использование кодированных импульсов [97].

Важным аспектом является проблема кросс-чувствительности: бриллюэновский сдвиг зависит и от температуры, и от деформации, поэтому требуется дополнительный инструмент для разделения этих воздействий. Например, можно регистрировать одновременно бриллюэновское и рамановское (чувствительное только к температуре) рассеяния [98] или бриллюэновское и рэлеевское рассеяния (отношение интенсивностей которых определяется соотношением Ландау–Плачека) [99]. В случае использования датчика, основанного только на бриллюэновском рассеянии, необходимо измерять два БСЧ с последующим пересчетом в температуру и деформацию с использованием очевидного соотношения:

$$\begin{pmatrix} \Delta v_1 \\ \Delta v_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{1T} & C_{1\epsilon} \\ C_{2T} & C_{2\epsilon} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta T \\ \Delta \epsilon \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Были продемонстрированы возможности использования волокна с двумя оптическими модами [100], а также с одной оптической и двумя акустическими модами [101]. Однако по состоянию на настоящий момент данные исследования носят лишь лабораторный характер.

Потенциальная область применения волоконно-оптических датчиков на бриллюэновском рассеянии не ограничивается измерением температуры и деформации — можно измерять и другие физические величины, например, влажность [102], давление [103], акустические воздействия [104] и пр.

Бриллюэновские рефлектометры и анализаторы во временной области обеспечивают достаточно грубое разрешение, обусловленное длительностью импульса. Уменьшение длительности импульса и последующая обработка сигнала позволили приблизиться к разрешению порядка 10 см. Однако затем выяснилось, что высокоточные измерения температур и деформаций с высоким разрешением по пространственной координате удобнее осуществлять методами оптической рефлектометрии в частотной области. О ней будет рассказано в следующей главе настоящего обзора.

Ширина спектральной линии, МГц

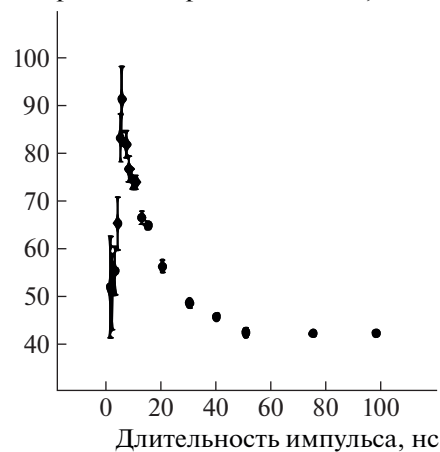


Рис. 6. Обратное сжатие бриллюэновского спектра [92].

#### 4. МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

Когда традиционная оптическая рефлектометрия во временной области достигла своих пределов по пространственному разрешению, исследователи и инженеры озадачились созданием нового инструмента. Результатом таких работ стало появление нового метода, получившего название оптическая рефлектометрия в частотной области (ОРЧО) (Optical Frequency Domain Reflectometry — OFDR). Различные модификации оптических рефлектометров в частотной области могут быть сконструированы на основе как когерентных, так и некогерентных источников. В первом случае используется когерентный, перестраиваемый по частоте источник излучения, а ценной информацией является продукт интерференции двух монохроматических сигналов, немного разнящихся по частоте (за счет перестройки частоты и разницы во времени между конкретным центром рассеяния и опорным сигналом). Во втором случае используется широкополосный источник, излучение которого модулируется также смещающимся по частоте радиочастотным сигналом. Особое распространение получили системы с когерентным лазерным источником. В данном обзоре мы не будем подробно останавливаться на рефлектометрах частотной области, реализованных по принципу радиочастотной модуляции широкополосного источника излучения: во-первых, они не столь широко распространены, во-вторых, их принцип во многом схож с ОРЧО с перестраиваемым по частоте лазером.

Итак, когерентные рефлектометры могут быть реализованы на основе разных интерферометров.



Тогда обратнорассеянное электрическое поле можно записать как

$$E_S(t) = \sqrt{R(\tau)} E_0 \times \exp\left\{j\left[2\pi f_0(t - \tau) + \pi\gamma(t - \tau)^2 + e(t - \tau)\right]\right\}, \quad (10)$$

где  $R(\tau)$  — коэффициент обратного рассеяния в точке волокна, соответствующей задержке по времени  $\tau$  движения света в двух плечах интерферометра. По принципу суперпозиции результирующее поле в выходном делителе схемы будет выглядеть как

$$E_\Sigma = E_r + E_S, \quad (11)$$

а интенсивность интерферирующего сигнала как

$$I = |E_r + E_S|^2. \quad (12)$$

Проще всего вычислить интенсивность, построив треугольник из векторов  $E_r, E_S, E_r + E_S$  и воспользовавшись теоремой косинусов:

$$I = E_r^2 + E_S^2 + 2E_r E_S \cos \varphi, \quad (13)$$

где  $\varphi$  — угол между векторами  $E_r$  и  $E_S$ , иными словами, разность аргументов экспонент в соответствующих выражениях для  $E_r$  и  $E_S$ .

Таким образом,

$$I(t) = (1 + R) E_0^2 + 2\sqrt{R(\tau)} E_0^2 \times \cos\left\{2\pi(f_0\tau - \frac{\gamma\tau^2}{2} + \gamma t\tau) + e(t) - e(t - \tau)\right\}. \quad (14)$$

Первое слагаемое в выражении (14) — константа, второе представляет собой изменяющуюся во времени добавку к интенсивности, обусловленную интерференцией отраженного от зеркала и обратнорассеянного от определенной точки волокна сигналов. Заметим, что если пренебречь шумовой составляющей  $e(t) - e(t - \tau)$ , то добавка будет иметь строго периодическую зависимость от времени  $t$ , причем частота колебаний во времени  $f_{\text{beat}}$  равна  $\gamma\tau$  (остальные слагаемые под знаком косинуса от времени  $t$  не зависят и представляют собой начальный сдвиг фазы). А время задержки  $\tau$ , в свою очередь, линейно связано с расстоянием  $L$  в точке, в которой происходит рассеяние. Таким образом, каждому центру рассеяния соответствует своя гармоника с интенсивностью, регистрируемой детектором, и, разложив полученную интенсивность в ряд Фурье, мы сразу получим информацию о зависимости коэффициента обратного рассеяния по длине волокна.

Зависящая от времени добавка к интенсивности, регистрируемой детектором, равна

$$I_\Sigma(t) = \sum_{\tau=0}^{\tau_{\max}} 2\sqrt{R(\tau)} E_0^2 \cos\{2\pi(\gamma t\tau + v)\}, \quad (15)$$

где суммирование ведется по всем центрам рассеяния, а время задержки  $\tau_{\max}$  соответствует концу оптоволоконной линии. Зная показатель преломления сердцевины волокна  $n$  и длину измеряемого образца  $L_{\max}$ , время задержки можно выразить как  $\tau_{\max} = 2nL_{\max}/c$ , где  $c$  — скорость света в вакууме. Двойное значение длины объясняется двойным путем от лазера до конкретной неоднородности и обратно (к детектору). Очевидно, что с любым временем задержки  $\tau$  может быть связано любое значение длины волокна  $L$ :

$$\tau = \frac{2nL}{c}. \quad (16)$$

Умножим данное выражение на скорость перестройки частоты лазерного источника  $\gamma$ , получим:

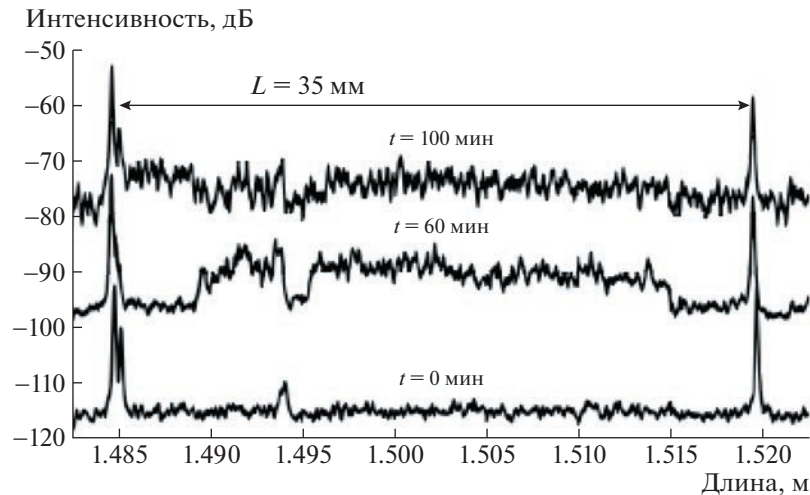
$$\tau\gamma = \frac{2nL\gamma}{c} = f_{\text{beat}}. \quad (17)$$

Тогда координату в волокне можно связать с частотой интерференционных биений как

$$L = \frac{cf_{\text{beat}}}{2n\gamma}. \quad (18)$$

Таким образом, взяв преобразование Фурье от  $I_\Sigma(t)$ , можно получить набор частот, соответствующих конкретным пространственным координатам по длине волокна. Интенсивности колебаний этих частот будут представлять собой величины обратных отражений в данных локациях. Фактически, это будет аналог рефлектограммы, получаемой при помощи ОРВО, но без зависимости пространственного разрешения от длины импульса. Пример рефлектограммы частотной области, полученной в процессе исследования интегрально-оптического модулятора, представлен на рис. 9.

В методе ОРЧО пространственное разрешение определяется по большей части диапазоном и линейностью перестройки лазера, а также алгоритмами обработки данных и интенсивностью шумов различного происхождения. Первый довод можно легко подтвердить с использованием выражения для  $I_\Sigma(t)$ : чем дольше на фотодетекторе будет длиться пропись каждой гармоники, тем больше ее периодов окажется в массиве обрабатываемых данных, а значит, тем ближе такая гармоника будет к дельта-функции после преобразования Фурье. Также выделение ограниченного числа отсчетов можно представить как умножение анализируемой функции на оконную. Это довольно сильно искажает сигнал, “размывая” его по шкале частот [109]. В качестве иллюстрации этого эффекта на рис. 10 представлен результат дискретного преобразования Фурье прямоугольной оконной функции длительностью 50 отсчетов.



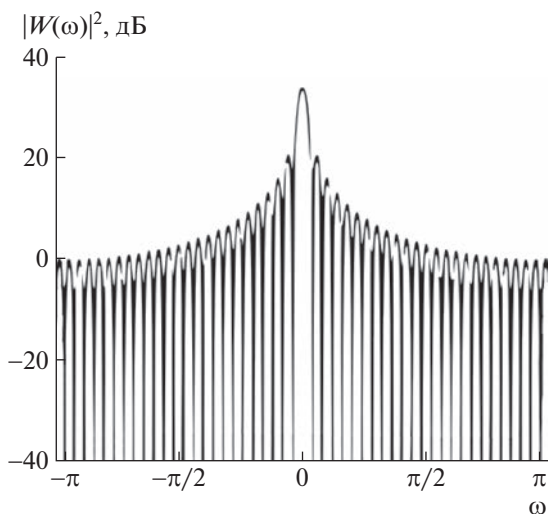
**Рис. 9.** Рефлектограмма интегрально-оптического модулятора, полученная для трех разных моментов термоцикла [108].

В работе исследовательской команды Zhao и др. [111] представлены достаточно простые, но при этом эффективные способы компенсации упомянутой выше нелинейности перестройки лазера. Интерферометр-счетчик и программный алгоритм, основанный на обнаружении нулевого значения регистрируемого сигнала, т.е. “пересечений нуля” (Zero-Crossing – ZC), были реализованы и исследованы с использованием специальной схемы. Выборка частот интерференционных биений (20 МГц) с равными интервалами достигнута авторами в режиме реального времени. Максимальная длина исследуемого волокна может достигать длины большего из плеч вспомога-

ного интерферометра. Кроме того, эта же научная группа описывает собственный подход к коррекции нелинейности, основанный на методе “самореферентности” и не предполагающий наличия вспомогательного интерферометра. В этом случае вся информация о функции перестройки частоты лазера для дальнейшей компенсации нелинейности извлекается из так называемого “донного импульса” (End-Face Reflection).

Научной группой Zhong и др. [112] интерферометр-счетчик традиционного бриллюэновского оптического рефлектометра во временной области был заменен специально подготовленным дуговым выходным торцом исследуемого волокна для генерации сигнала отражения с соответствующей интенсивностью, что позволило успешно зарегистрировать фактическую мгновенную частоту лазера и использовать ее для самокомпенсации. Предложенный стенд успешно обеспечивал распределенное измерение температуры с пространственным разрешением 3 мм (на образце длиной 108 м) без уменьшения скорости измерения. Пространственное разрешение 5 мм было достигнуто на образце длиной 170 м. Такая система ОРЧО с низкой стоимостью и хорошими характеристиками имеет потенциал развития в области распределенных измерений.

Однако метод “пересечений нуля” при всей своей простоте и эффективности имеет существенный недостаток – выбираются только данные в области нулевых значений показаний интерферометра-счетчика. Чтобы не терять огромное количество дискретных отсчетов в исследуемом сигнале, Guo и др. [113] представили метод, основанный на равночастотной передискретизации (Equal Frequency Resampling – EFR). Если говорить простым языком, было предложено выде-



**Рис. 10.** Результат дискретного преобразования Фурье прямоугольной оконной функции длительностью 50 отсчетов [110].

лить в опорном сигнале нужное количество эквидистантно отдаленных друг от друга “осей абсцисс” и принимать в рассмотрение данные, приходящие на все пересечения. В первых опытах команде не удалось добиться эффективного увеличения разрешения (1 см в волокне длиной 105 м), однако была достигнута погрешность измерения температуры  $\pm 0.15^\circ\text{C}$ .

Wang и др. [114] справедливо отмечают, что существует противоречие между разностью оптических путей в плечах вспомогательного интерферометра и эффектом коррекции. Короткая задержка полезна для захвата мгновенной девиации частоты, но при этом ухудшает эффект коррекции из-за низкой частоты биений. Более длинная разность оптических путей вспомогательного интерферометра увеличивает массив полезных данных, но ухудшает эффект коррекции из-за нарастающего шума. Авторы рассматриваемой работы представили метод использования акустооптического модулятора в качестве устройства для сдвига частоты во вспомогательном интерферометре, который может генерировать большую частоту биений с малой длиной задержки, что при корректном применении дает заметное увеличение пространственного разрешения.

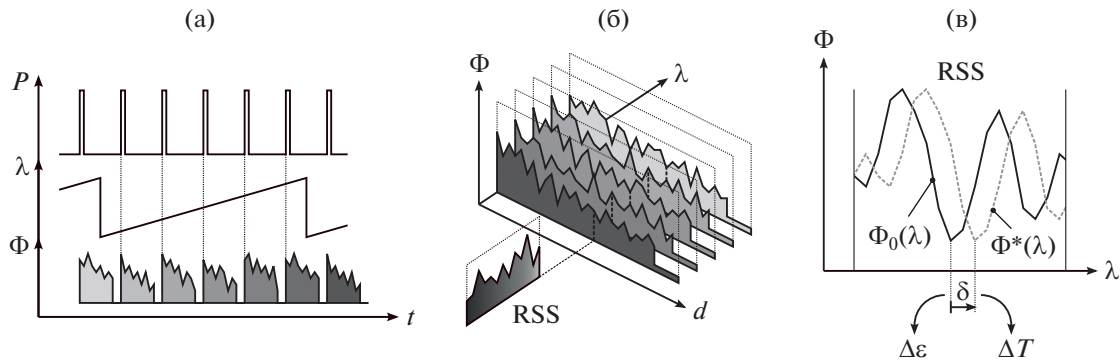
Также существует достаточно много публикаций по ОРВО, посвященных сенсорной тематике [107, 115]. Методы, описываемые в данных работах, можно в большинстве своем охарактеризовать как способ извлечения фазы сигнала с последующей связью этой величины с пространственной координатой при помощи математической обработки сигнала [107, 116]. Эти исследования уже нашли широкое применение в науке и технике [117, 118]. Обсуждение упомянутых выше подходов ОРВО и их применений заслуживает отдельной обзорной работы.

Одним из существенных недостатков оптической рефлектометрии в частотной области является высокая стоимость компонентов, необходимых для реализации экспериментальной установки или законченного прибора. Так, зачастую аппаратная реализация подразумевает использование высококогерентного, перестраиваемого линейно по частоте лазерного источника. Другой подход реализации схемы ОРЧО подразумевает применение дорогого радиочастотного электронного оборудования. Получить практически тот же самый измерительный функционал (кроме пространственного разрешения), но с использованием не таких дорогостоящих компонентов можно, используя подход низкокогерентной рефлектометрии. Этому будет посвящена следующая глава настоящего обзора.

## 5. РАСПРЕДЕЛЕННЫЕ ДАТЧИКИ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ РЭЛЕЯ

К развивающимся направлениям волоконно-оптической сенсорики относятся распределенные измерения статических деформации и температуры за счет регистрации спектров рассеяния Рэлея. Такого рода измерения особо востребованы в сфере строительства и эксплуатации инженерных сооружений с целью непрерывного мониторинга их структурного состояния (Structural Health Monitoring — SHM). Принцип действия датчиков на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея состоит в рефлектометрическом опросе чувствительного элемента — оптического волокна, закрепленного вдоль контролируемого объекта, на различных длинах волн в пределах некоторого спектрального диапазона. Полученные при этом зависимости мощности сигнала обратного рассеяния от длины волны принято называть спектрами рассеяния Рэлея. Рефлектометрический характер опроса позволяет получить спектр для каждого пространственного канала оптического волокна. При изменении деформации или температуры произвольного пространственного канала происходит смещение спектра рассеяния этого канала, причем величина смещения пропорциональна изменению деформации или температуры [119, 120]. Таким образом, задача измерений сводится к определению величины смещения спектра рассеяния Рэлея в каждом пространственном канале с последующим пересчетом этой величины в единицы деформации или температуры. Рис. 11 поясняет описанный принцип действия.

Технология датчиков рассматриваемого типа развивалась на протяжении более 20 лет. К ее появлению привела идея распределенных измерений за счет регистрации спектров рассеяния Рэлея, впервые сформулированная в работе [119]. Реализуемость идеи подтверждалась экспериментом по измерению продольной относительной деформации участка оптического волокна длиной 5 м. Экспериментальная установка представляла собой рефлектометр на основе лазерного диода, длина волны излучения которого перестраивалась за счет изменения базы внешнего резонатора при помощи пьезокерамического актюатора. Неопределенность измерений составила  $5\text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , пространственное разрешение — 30 см. Диапазон измеряемых воздействий был ограничен величиной  $60\text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , что в совокупности с малой длиной измеряемого оптического волокна представляется недостаточным для решения большинства практических задач. Тем не менее простота технической реализации и высокая чувствительность спектров рассеяния Рэлея к изменению де-



**Рис. 11.** Принцип измерения деформации и температуры оптического волокна за счет регистрации спектров рассеяния Рэлея: **а** — опрос оптического волокна на различных длинах волн с регистрацией рефлектограмм при спектральной перестройке источника излучения ( $P$  — мощность зондирующего излучения,  $\lambda$  — длина волны источника излучения,  $\Phi$  — мощность регистрируемого сигнала рэлеевского рассеяния из волокна,  $t$  — время); **б** — выделение спектров рассеяния Рэлея из массива зарегистрированных рефлектограмм, изображен спектр для произвольного пространственного канала ( $d$  — дальность вдоль оптического волокна; RSS — Rayleigh scattering spectrum); **в** — сопоставление зарегистрированного при исходных условиях спектра рассеяния  $\Phi_0(\lambda)$  и спектра  $\Phi^*(\lambda)$ , зарегистрированного при изменении деформации или температуры, в результате сопоставления определяется величина спектрального смещения  $\delta$  с последующим ее пересчетом в единицы деформации  $\Delta\epsilon$  или температуры  $\Delta T$ .

формации обусловили научный интерес к новой технологии.

Следующий этап развития рэлеевских сенсорных систем представлен работами [120, 121]. В качестве перестраиваемого источника излучения экспериментального датчика использовалась система из стабилизированного по частоте лазерного диода с распределенной обратной связью (Distributed Feedback Laser Diode) и однопольного модулятора (Single Sideband Modulator). Была продемонстрирована возможность измерений температуры вдоль одномодового оптического волокна длиной 8 км. При этом пространственное разрешение составляло 1 м, а неопределенность измерений достигала  $0.01^\circ\text{C}$  (эквивалентно  $0.1 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$  в единицах деформации), что в принципе отвечает требованиям широкого ряда практических задач. Указанные характеристики, однако, обеспечивались в ограниченном диапазоне измеряемых воздействий — до  $\pm 0.22^\circ\text{C}$  (эквивалентно  $\pm 2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$  в единицах деформации), при этом время единичного измерения достигало 3 ч, что в большинстве случаев неприемлемо.

Шагом вперед, позволившим несколько расширить диапазон измеряемых воздействий и значительно уменьшить время единичного измерения, стало использование лазерного диода с распределенной обратной связью, ток накачки которого подвергался прямому управлению с целью спектральной перестройки [122]. При длине оптического волокна 1 км и пространственном разрешении 1 м диапазон измеряемой деформации составил  $\pm 10 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$  (эквивалентно  $\pm 1.1^\circ\text{C}$  в единицах температуры), а период регистрации спектров рассеяния Рэлея удалось уменьшить до

1 мс. Вместе с тем за счет аппаратно-алгоритмических ограничений время единичного измерения составляло около 1 с. Применение нейронной сети для обработки спектров рассеяния Рэлея позволило ускорить расчеты, обеспечив измерения в режиме реального времени, при улучшении линейности отклика на внешние воздействия [123].

Существенным обстоятельством, ограничивающим применимость описанных выше устройств для решения практических задач, является узкий диапазон измеряемых воздействий, обусловленный малым интервалом спектральной перестройки излучателя [121]. Практическая невозможность значительно расширить этот интервал для лазерного диода с распределенной обратной связью привела к разработке принципиально иного решения — низкокогерентного излучателя, способного к быстрой перестройке в диапазоне до нескольких нанометров. В работе [124] впервые предложена конструкция такого излучателя, изучены особенности низкокогерентной рефлектометрии с перестраиваемой длиной волны, разработаны схемы низкокогерентных датчиков для измерения деформации и температуры в широком диапазоне величин, экспериментально подтверждена работоспособность указанных схем.

Ключевым звеном разработанной конструкции низкокогерентного излучателя является полотно-пропускающий спектральный фильтр MTF500B производства DiCon Fiberoptics с электронным управлением, перестраиваемый за счет микроэлектромеханической системы. Ширина полосы пропускания фильтра достигает 0.17 нм, диапазон перестройки 1529–1564 нм. На вход

фильтра подается импульсное излучение суперлюминесцентного диода SLD 761 компании Superlum с шириной спектра 40 нм, усиленное при помощи усилителя на основе волокна, легированного эрбием.

Распределенный датчик деформации и температуры с описанным выше излучателем позволяет проводить измерения в диапазоне деформаций  $\pm 1000 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$  (эквивалентно  $\pm 110^\circ\text{C}$ ). При этом дальность измерений достигает 8 км, пространственное разрешение — 1.2 м, неопределенность измерений —  $2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}/0.22^\circ\text{C}$ , время единичного измерения 10 мин [124]. Устройство схожей модификации применяется для контроля состояния железнодорожной насыпи на карстоопасном участке в г. Уфе с ноября 2021 года.

Ограничение спектральной полосы фотоприема с помощью дополнительного фильтра, перестраиваемого совместно с фильтром излучателя и установленного непосредственно перед приемником излучения, позволяет увеличить длину измеряемого волокна до 25 км за счет увеличения мощности зондирующего излучения выше порога нелинейных эффектов [125]. Дальнейшее увеличение дальности измерений до 85 км [126] и 100 км [127] осуществимо за счет организации в оптическом волокне рамановского усиления и применения эрбиевых усилителей с удаленной оптической накачкой (Remotely Optically Pumped Amplifier).

Такие свойства, как возможность измерений при дальности до 100 км, лучевая (Single-Ended) архитектура измеряемой оптической трассы, сохранение работоспособности датчика до места обрыва волокна, принципиальное отсутствие эффекта нелокальности измерений, свойственного Brillouin-оптическому анализатору во временной области, температурная чувствительность измерений деформации, в 2.5 раза меньшая, чем для Brillouin-датчиков [124], позволяют низкокогерентным датчикам на основе регистрации спектров рассеяния Рэлея составить конкурентную альтернативу Brillouin-датчикам.

В завершение следует отметить, что чувствительность спектров рассеяния Рэлея как к деформации, так и к температуре является общей проблемой для почти всех распределенных датчиков, включая Brillouin-основанные, а также для датчиков, основанных на применении решеток Брэгга. Радикальное решение проблемы дифференциации воздействий состоит в одновременном использовании двух разнородных физических эффектов. В работе [128] предлагается организация дополнительного рефлектометрического канала на основе регистрации сигнала спонтанного рассеяния Рамана, обнаруживающего выраженную температурную чувствительность при исчезающе

малой чувствительности к деформации [129]. С помощью датчика, построенного по гибридной схеме, продемонстрирована возможность раздельных измерений деформации и температуры вдоль оптического волокна длиной 8 км при пространственном разрешении около 2 м, неопределенности измерения деформации  $2 \text{ мкм} \cdot \text{м}^{-1}$ , температуры —  $0.04^\circ\text{C}$ . Полученные результаты отвечают требованиям широкого круга практических задач.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный авторами обзор демонстрирует новейшие достижения в области оптической рефлектометрии, метрологии и сенсорики. Авторы определили четыре направления, в которых, по их мнению, ожидается получение самых интересных результатов в ближайшем будущем. Это распределенные акустические датчики на основе рассеяния Рэлея, средства измерений и сенсорики на основе Brillouin-оптической рефлектометрии и анализа во временной области, когерентной фазочувствительной рефлектометрии в частотной области, а также низкокогерентной рефлектометрии. В качестве общих важнейших тенденций, охвативших все четыре направления исследования, необходимо отметить работы по внедрению новейших способов постпроцессинга данных, в том числе методов искусственного интеллекта и машинного обучения, в цепочки алгоритмической обработки информации, полученной с устройств такого типа.

## ИНФОРМАЦИЯ О ВКЛАДЕ АВТОРОВ

Туров А.Т. — глава 1; Барков Ф.Л. — главы 2, 3; Константинов Ю.А. — глава 3; Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э. — глава 4; Zinan Wang, Zhiyong Zhao, Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Колесниченко Е.В. — работа с текстом, вычитка, дискуссии.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Главы 1–3 выполнены в рамках государственного задания № АААА-А19-119042590085-2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kurtz S., Haegel N., Sinton R., Margolis R. // *Nature Photon.* 2017. V. 11. P. 3. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.268>
2. Winzer P.J., Neilson D.T., Chraplyvy A.R. // *Opt. Express.* 2018. V. 26. P. 24190. <https://doi.org/10.1364/OE.26.024190>

3. Liu X. // iScience 2019. V. 22. P. 489.  
<https://doi.org/10.1016/j.isci.2019.11.026>
4. Bourdine A.V., Barashkin A.Y., Burdin V.A., Dashkov M.V., Demidov V.V., Dukelskii K.V., Evtushenko A.S., Ismail Y., Khokhlov A.V., Kuznetsov A.A., Matrosova A.S., Morozov O.G., Pchelkin G.A., Petruccione F., Sakhabutdinov A.Z. et al. // Fibers. 2021. V. 9. P. 27.  
<https://doi.org/10.3390/fib9050027>
5. Бурдин В.В., Константинов Ю.А., Клод Д., Латкин К.П., Белокрылов М.Е., Кривошеев А.И., Цибиногина М.К. // ПТЭ. 2021. № 5. С. 138.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816221050037>
6. Bobkov K.K., Mikhailov E.K., Zaushitsyna T.S., Rybalovsky A.A., Aleshkina S.S., Melkumov M.A., Bubnov M.M., Lipatov D.S., Yashkov M.V., Abramov A.N., Umnikov A.A., Guryanov A.N., Likhachev M.E. // Journal of Lightwave Technology. 2022. V. 40. P. 6230.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3191862>
7. Ibrahim A.A., Fouad M.M., Hamdi A.A. // Electronics. 2022. V. 11. P. 3627.  
<https://doi.org/10.3390/electronics11213627>
8. Liu L., Wang L. On Line Monitoring System of Power Optical Fiber Transmission Network Under Internet of Things Technology. // Multimedia Technology and Enhanced Learning. ICMTEL 2022. Lecture Notes of the Institute for Computer Sciences, Social Informatics and Telecommunications Engineering. Switzerland, Cham: Springer, 2022. V. 446. P. 3.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-031-18123-8\\_1](https://doi.org/10.1007/978-3-031-18123-8_1)
9. Stepanov K.V., Zhirmov A.A., Koshelev K.I., Chernutsky A.O., Khan R.I., Pnev A.B. // Sensors. 2021. V. 21. P. 7077.  
<https://doi.org/10.3390/s21217077>
10. Matveenko V., Kosheleva N., Serovaev G., Fedorov A. // Sensors. 2023. V. 23. P. 410.  
<https://doi.org/10.3390/s23010410>
11. Hussein S.M., Sakhabutdinov R.H., Morozov O.G., Anfino-gentov V.I., Tupolev A.N., Tunakova J.A., Shagidullin A.R., Kuznetsov A.A., Lipatnikov K.A., Nasybullin A.R. // Karbala International Journal of Modern Science. 2022. V. 8. Iss. 3. P. 2405  
<https://doi.org/10.33640/2405-609X.3243>
12. Anoshkin A.N., Voronkov A.A., Kosheleva N.A., Matveenko V.P., Serovaev G.S., Spaskova E.M., Shardakov I.N., Shipunov G.S. // Mech. Solids. 2016. V. 51. P. 542.  
<https://doi.org/10.3103/S0025654416050058>
13. Hartog A.H. Distributed Sensors in the Oil and Gas Industry. Chapter 6. Hartog Book. First published: 05 October 2020.  
<https://doi.org/10.1002/9781119534730.ch6>
14. Кривошеев А.И., Барков Ф.Л., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е. // ПТЭ. 2022. № 5. С. 5.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816222050275>
15. Konstantinov Y.A., Barkov F.L., Ponomarev R.S. // International Journal of Electrical and Electronic Engineering & Telecommunications. 2022. V. 11. № 4. P. 249.  
<https://doi.org/10.18178/ijeetc.11.4.249-261>
16. Tkachenko A.Yu., Lobach I.A., Kablukov S.I. // Quantum Electronics. 2019. V. 49. P. 1121.  
<https://doi.org/10.1070/QEL17165>
17. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirmov A.A., Stepanov K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1033.  
<https://doi.org/10.3390/s22031033>
18. Белокрылов М.Е., Константинов Ю.А., Латкин К.П., Клод Д., Селезнев Д.А., Степин А.А., Конин Ю.А., Щербакова В.А., Кашина Р.Р. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 45.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220050018>
19. Jiang J., Xiong J., Wang Y., Wang P., Zhang J., Liang Y., Sun J., Wang Z. // Journal of Lightwave Technology. 2022. V. 40. Iss. 5. P. 5337.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3173624>
20. Sirin S., Aldogan K.Y., Wuilpart M. // Optical Fiber Technology. 2022. V. 74. P. 103084.  
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2022.103084>
21. Fu Y., Xue N., Wang Z., Zhang B., Xiong J., Rao Y. // Journal of Lightwave Technology. 2018. V. 36. Iss. 4. P. 1069.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2017.2768587>
22. Kocal E.B., Wuilpart M., Yüksel K. // Optical Fiber Technology. 2023. V. 75. P. 103176.  
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2022.103176>
23. Xue N., Fu Y., Lu C., Xiong J., Yang L., Wang Z. // Journal of Lightwave Technology. 2018. V. 36. Iss. 23. P. 5481.  
<https://doi.org/10.1109/jlt.2018.2875086>
24. Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Simikin D.E., Taranov M.A., Zhukov K.M., Potapov V.T. // Sensors. 2022. V. 22. P. 9482.  
<https://doi.org/10.3390/s22239482>
25. Wang Z., Zhang B., Xiong J., Fu Y., Lin S., Jiang J., Chen Y., Wu Y., Meng Q., Rao Y. // IEEE Internet of Things Journal. 2018. V. 6. Iss. 4. P. 6117.  
<https://doi.org/10.1109/JIOT.2018.2869474>
26. He H., Zhao Z., Fu S., Liu D., Tang M. // Opt. Lett. 2022. V. 47. P. 3403.  
<https://doi.org/10.1364/OL.458100>
27. He H., Wei W., Zhao Z., Fu S., Liu D., Tang M. // Conference on Lasers and Electro-Optics, Technical Digest Series. 2022. Paper SF2F.7.  
[https://doi.org/10.1364/CLEO\\_SI.2022.SF2F.7](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2022.SF2F.7)
28. Zheng H., Yan Y., Zhao Z., Zhu T., Zhang J., Guo N., Lu C. // IEEE Sensors Journal. 2021. V. 21. Iss. 22. P. 25723.  
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2021.3117287>
29. Nordin N.D., Abdullah F., Zan M.S.D., Bakar A.A., Kri-vosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 2677.  
<https://doi.org/10.3390/s22072677>
30. Zan M.S.D., Almoosa A.S.K., Ibrahim M.F., Elgaud M.M., Hamzah A.E., Arsad N., Mokhtar M.H.H., Bakar A.A.A. // Optical Fiber Technology. 2022. V. 72. Art. № 102977.  
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2022.102977>
31. Almoosa A.S.K., Hamzah A.E., Zan M.S.D., Ibrahim M.F., Arsad N., Elgaud M.M. // Optical Fiber Technology. 2022. V. 70. Art. № 102860.  
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2022.102860>
32. Kuznetsov A.G., Kharenko D.S., Babin S.A., Tsyden-zhapov I.B., Shelemba I.S. // Quantum Electronics. 2017. V. 47. Iss. 10. P. 967.  
<https://doi.org/10.1070/QEL16436>

33. Wang Z., Gong H., Xiong M., Zhang J. // 15th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOCN). 2016. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/ICOCN.2016.7875804>
34. Minardo A., Bernini R., Ruiz-Lombera R., Mirapeix J., Lopez-Higuera J.M., Zeni L. // Opt. Express. 2016. V. 24. P. 29994.  
<https://doi.org/10.1364/oe.24.029994>
35. Mohamed A.Y., Nöther N. // 26th International Conference on Optical Fiber Sensors. OSA Technical Digest. 2018. Paper TuE22.  
<https://doi.org/10.1364/OFS.2018.TuE22>
36. Ruiz-Lombera R., Minardo A., Bernini R., Mirapeix J., Lopez-Higuera J.M., Zeni L. // Proc. SPIE 10323. 25th International Conference on Optical Fiber Sensors. 103238L. Jeju, Korea (South), 2017.  
<https://doi.org/10.1117/12.2265733>
37. Xing Z., Shi B., Zhu H.H., Zhang C.C., Wang X., Sun M.Y. // Geomechanics and Engineering 24. 2021. V. 4. P. 337.  
<https://doi.org/10.12989/GAE.2021.24.4.337>
38. Zhang Q., Xiong Z. // Shock and Vibration. 2018. V. 2018. Article ID 6563537.  
<https://doi.org/10.1155/2018/6563537>
39. Wosniok A., Mizuno Y., Krebber K., Nakamura K. // Proc. SPIE 8794. Fifth European Workshop on Optical Fibre Sensors. 2013.  
<https://doi.org/10.1117/12.2025378>
40. Karapanagiotis C., Hicke K., Wosniok A., Krebber K. // Opt. Express. 2022. V. 30. P. 12484.  
<https://doi.org/10.1364/OE.453906>
41. Hartog A., Frignet B., Mackie D., Clark M. // Geophysical Prospecting. Vertical Seismic Profiling and Microseismicity Frontiers. V. 62. Iss. 4. 2014. P. 693.  
<https://doi.org/10.1111/1365-2478.12141>
42. Parker T., Shatalin S., Farhadiroushan M., Miller D.E. // European Association of Geoscientists & Engineers. July 2013.  
<https://doi.org/10.3997/2214-4609.20131303>
43. Liu Q., Liu T., He T., Li H., Yan Z., Zhang L., Sun Q. // Optics Express. 2021. V. 29. Iss. 8. P. 11538.  
<https://doi.org/10.1364/OE.412935>
44. Rena L., Jianga T., Jia Z., Li D., Yuan C., Li H. // Measurement. 2018. V. 122. P. 57.  
<https://doi.org/10.1016/j.measurement.2018.03.018>
45. Peng Z., Jian J., Wen H., Gribok A., Wang M., Liu H., Huang S., Mao Z.H., Chen K.P. // Optics Express. 2020. V. 28. Iss. 19. P. 27277.  
<https://doi.org/10.1364/OE.397509>
46. MacLeana A., Morana C., Johnstone W., Culshaw B., Marsh D., Parker P. // Sensors and Actuators A: Physical. 2003. V. 109. Iss. 1–2. P. 60.  
<https://doi.org/10.1016/j.sna.2003.09.007>
47. Bakhom E.G., Zhang C., Cheng M.H. // Aerospace. 2020. V. 7. Iss. 9. P. 125.  
<https://doi.org/10.3390/aerospace7090125>
48. Chen M., Li B., Masoudi A., Bull D., Barton J.M. // 2020 International Conference on Intelligent Transportation. Big Data & Smart City (ICITBS). IEEE, 2020.  
<https://doi.org/10.1109/ICITBS49701.2020.00030>
49. Li Z., Zhang J., Wang M., Zhong Y., Peng F. // Optics express. 2020. V. 28. Iss. 3. P. 2925.  
<https://doi.org/10.1364/OE.28.002925>
50. Taylor H.F., Lee C.E. Patent USA № 5194847. 1993.
51. Wang B., Mao Y., Ashry I., Al-Fehaid Y., Al-Shawaf A., Ng T.K., Yu C., Ooi B.S. // Sensors. 2021. V. 21. Iss. 5. P. 1592.  
<https://doi.org/10.3390/s21051592>
52. Barnoski M.K., Jensen S.M. // Applied optics. 1976. V. 15. Iss. 9. P. 2112.  
<https://doi.org/10.1364/AO.15.002112>
53. Lu P., Lalam N., Badar M., Liu B., Chorpening B.T., Buric M.P., Ohodnicki P.R. // Applied Physics Reviews. 2019. V. 6. № 4. P. 041302.  
<https://doi.org/10.1063/1.5113955>
54. Agrawal G.P. Nonlinear Fiber Optics. Academic Press, 2013.
55. Shimada S. Coherent Lightwave Communications Technology. Springer Science & Business Media, 2012.
56. Hui R. O'Sullivan M. Fiber Optic Measurement Techniques. Academic Press, 2009.
57. Bucaro J.A., Dardy H.D., Carome E.F. // Applied optics. 1977. V. 16. Iss. 7. P. 1761.  
<https://doi.org/10.1364/AO.16.001761>
58. Palmieri L., Schenato L. // The Open Optics Journal. 2013. V. 7. Iss. 1.  
<https://doi.org/10.2174/1874328501307010104>
59. Laferrière J., Lietaert G., Taws R., Wolszczak S. Reference Guide to Fiber Optic Testing. JDS Uniphase Corporation. 2007.
60. Healey P., Malyon D.J. // Electronics Letters. 1982. V. 20. Iss. 18. P. 862.  
<https://doi.org/10.1049/el:19820585>
61. Lu Y., Zhu T., Chen L., Bao X. // Journal of Lightwave Technology. 2010. V. 28. Iss. 22. P. 3243.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2010.2078798>
62. Туров А.Т., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Максимов А.Ю. // Фотон-экспресс. 2021. № 6. С. 383.  
<https://doi.org/10.24412/2308-6920-2021-6-383-384>
63. Xiong J., Wang Z., Wu Y., Wu H., Rao Y. // Optics Express. 2020. V. 28. Iss. 24. P. 35844.  
<https://doi.org/10.1364/OE.403951>
64. Tomboza W., Guerrier S., Awwad E., Dorize C. // IEEE Photonics Technology Letters. 2021. V. 33. Iss. 13. P. 645.  
<https://doi.org/10.1109/LPT.2021.3084557>
65. Туров А.Т., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Максимов А.Ю. // Прикладная фотоника. 2021. Т. 8. Вып. 2. С. 33.  
<https://doi.org/10.15593/2411-4367/2021.2.03>
66. Jiang F., Lu Z., Cai F., Li H., Zhang Z., Zhang Y., Zhang X. // Sensors. 2019. V. 19. Iss. 17. P. 3753.  
<https://doi.org/10.3390/s19173753>
67. Che Q., Wen H., Li X., Peng Z., Chen K.P. // IEEE Access. 2019. V. 7. P. 101758.  
<https://doi.org/10.1109/ACCESS.2019.2931040>
68. Zhao Y., Li Y., Wu N. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2020. V. 60. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/TGRS.2020.3042202>

69. Yang L., Fomel S., Wang S., Xiaohong C., Wei C., Omar S., Yangkang C. // *Geophysics*. 2022. V. 88. Iss. 1. P. 1. <https://doi.org/10.1190/geo2022-0138.1>
70. Kowarik S., Hussels M.-T., Chruscicki S., Münzenberger S., Lämmerhirt A., Pohl P., Schubert M. // *Sensors*. 020. V. 20. Iss. 2. P. 450. <https://doi.org/10.3390/s20020450>
71. Ashry I., Wang B., Mao Y., Sait M., Guo Y., Al-Fehaid Y., Al-Shawaf A., Ng T.K., Ooi B.S. // *Sensors*. 2022. V. 22. Iss. 17. P. 6491. <https://doi.org/10.3390/s22176491>
72. Ding Y., Tian Y., Ozharar S., Jiang Z., Wang T. // *Optical Sensors*. 2022. Paper SM2C.7 <https://doi.org/10.1364/SENSORS.2022.SM2C.7>
73. Berghmans F., Dudley J., Février S., Geernaert T., Genty G., Gonzalez-Herraez M., Hotoleanu M., Kalli K., Marhic M., Sylvestre T., Thévenaz L., Tur M., Webb D., Wuilpart M. *Advanced Fiber Optics: Concepts and Technology*. 2011.
74. Motil A., Bergman A., Tur M. // *Optics & Laser Technology*. 2016. V. 78. P. 81. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2015.09.013>
75. Bao X., Webb D.J., Jackson D.A. // *Optics Letters*. 1993. V. 18. Iss. 18. P. 1561. <https://doi.org/10.1364/ol.18.001561>
76. Soto M.A., Thévenaz L. // *Optics Express*. 2013. V. 21. Iss. 25. P. 31347. <https://doi.org/10.1364/OE.21.031347>
77. Urricelqui J., Sagues M., Loayssa A. // *Optics Express*. 2014. V. 22. Iss. 15. P. 18195. <https://doi.org/10.1364/OE.22.018195>
78. Feng C., Preussler S., Emad J., Schneider T. // *Sensors*. 2019. V. 19. Iss. 13. <https://doi.org/10.3390/s19132878>
79. Gyger F., Yang Z., Soto M.A., Yang F., Tow K.H., Thévenaz L. // 26th International Conference on Optical Fiber Sensors OSA Technical Digest. SwissTech Convention Center, 2018. Paper ThE69. <https://doi.org/10.1364/OFS.2018.ThE69>
80. Zhou F., Gan J., Lv H., Cui L. // *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science*. Banda Aceh, Indonesia, 2018. <https://doi.org/10.1088/1755-1315/189/3/032025>
81. López-Gil A., Domínguez-López A., Martín-López S., Gonzalez-Herraez M. // 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors. Santander, Spain, 2014. <https://doi.org/10.1117/12.2059522>
82. Feng C., Lu X., Preussler S., Schneider T. // *Journal of Lightwave Technology*. 2019. V. 37. Iss. 20. P. 5231. <https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2930919>
83. Farahani M.A., Castillo-Guerra E., Colpitts B.G. // *Optics Letters*. 2011. V. 36. Iss. 21. P. 4275. <https://doi.org/10.1364/OL.36.004275>
84. Xiao Z., Yuan Z., Zhang Y., Huang Y., Xi L., Xu S., Shan L., Li X. // *Asia Communications and Photonics Conference/International Conference on Information Photonics and Optical Communications 2020 (ACP/IPOC) OSA Technical Digest (Optica Publishing Group, 2020)*. Paper M4A.75. <https://doi.org/10.1364/ACPC.2020.M4A.75>
85. Barkov F.L., Konstantinov Y.A., Krivosheev A.I. // *Fibers*. 2020. V. 8. Iss. 9. P. 60. <https://doi.org/10.3390/fib8090060>
86. Haneef S.M., Yang Z., Thévenaz L., Venkitesh D., Srinivasan B. // *Optics Express*. 2018. V. 26. Iss. 11. P. 14661. <https://doi.org/10.1364/OE.26.014661>
87. Li Y., Wang J. // *Optical Fiber Technology*. 2020. V. 58. P. 102314. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102314>
88. Nordin N.D., Zan M.S.D., Abdullah F. // *Optical Fiber Technology*. 2020. V. 58. P. 102298. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102298>
89. Wu H., Wang L., Zhao Z., Shu C., Lu C. // *IEEE Photonics Journal*. 2018. V. 10. Iss. 4. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2018.2858235>
90. Smith J., Brown A., Merchant M.D., Bao X. // *Optics Communications*. 1999. V. 168. Iss. 5–6. P. 393. [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(99\)00366-1](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(99)00366-1)
91. Bao X., Brown A., DeMerchant M., Smith J. // *Optics Letters*. 1999. V. 24. Iss. 8. P. 510. <https://doi.org/10.1364/OL.24.000510>
92. Bao X., Zhou Z., Wang Y. // *Photonix*. 2021. V. 2. Article number. 14. <https://doi.org/10.1186/s43074-021-00038-w>
93. Li M., Xu T., Wang S., Hu W., Jiang J., Liu T. // *Special Issue: Optical Communications, Sensing, and Laser Applications*. 2022. V. 16. Iss. 6. P. 238. <https://doi.org/10.1049/ote2.12081>
94. Bernini R., Minardo A., Zeni L. // *IEEE Photonics Journal*. 2012. V. 4. Iss. 1. P. 48. <https://doi.org/10.1109/jphot.2011.2179024>
95. Li W., Bao X., Li Y., Chen L. // *Optics Express*. 2008. V. 16. Iss. 26. P. 21616. <https://doi.org/10.1364/oe.16.021616>
96. Headley C., Agrawal G.P. *Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*. 2005. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-044506-6.X5000-2>
97. Taki M., Muanenda Y., Oton C.J., Nannipieri T., Signorini A., Di Pasquale F. // *Optics Letters*. 2013. V. 38. Iss. 15. P. 2877. <https://doi.org/10.1364/ol.38.002877>
98. Taki M., Signorini A., Oton C.J., Nannipieri T., Di Pasquale F. // *Optics Letters*. 2013. V. 38. Iss. 20. P. 4162. <https://doi.org/10.1364/OL.38.004162>
99. Wait P.C., Newson T.P. // *Optics Communications*. 1996. V. 122. Iss. 4–6. P. 141. [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(95\)00557-9](https://doi.org/10.1016/0030-4018(95)00557-9)
100. Li A., Wang Y., Fang J., Li M., Kim B.Y., Shieh W. // *Optics Letters*. 2015. V. 40. Iss. 7. P. 1488. <https://doi.org/10.1364/OL.40.001488>
101. Hu L., Sheng L., Yan J., Li L., Yuan M., Sun F. Nian F., Li L., Liu J., Zhou S., Liu Z. // *International Journal of Optics*. 2021. V. 4. P. 1. <https://doi.org/10.1155/2021/6610674>
102. Galindez C., Madruga F.J., Lopez-Higuera J.M. // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2008. V. 20. Iss. 23. P. 1959. <https://doi.org/10.1109/lpt.2008.2005530>

103. Méndez A., Diatzikis E. // Optical Fiber Sensors OSA Technical Digest. Optica Publishing Group, 2006. Paper ThE46.  
<https://doi.org/10.1364/OFS.2006.ThE46>
104. Bİlgen M., GÜnday A. // 13th International Conference on Electrical and Electronics Engineering (ELECO). Bursa, Turkey, 2022.  
<https://doi.org/10.23919/ELECO54474.2021.9677862>
105. Barkov F., Konstantinov Y., Sycheva S.D., Smetannikov O., Smirnov A.S., Burdin V., Krivosheev A.I., Nosova E. // Quantum Electronics. 2019. V. 49. Iss. 5. P. 514.  
<https://doi.org/10.1070/QEL16832>
106. Schenato L. // Applied Sciences. 2017. V. 7. Iss. 9.  
<https://doi.org/10.3390/app7090896>
107. Ding Z., Wang C., Liu K., Jiang J., Yang D., Pan G., Pu Z., Liu T. // Sensors. 2018. V. 18. Iss. 4. P. 1072.  
<https://doi.org/10.3390/s18041072>
108. Ponomarev R., Konstantinov Y., Belokrylov M., Lobach I., Shevtsov D. // Appl. Sci. 2021. V. 11. Iss. 21. P. 9853.  
<https://doi.org/10.3390/app11219853>
109. Цифровая обработка сигналов. Глава 3. Цифровой спектральный анализ методом ДПФ. Лекция 4 февраля 2019 г. МФТИ.  
[https://kprf.mipt.ru/attachments/article/65/лекция\\_18\\_февраля\\_2019.pdf](https://kprf.mipt.ru/attachments/article/65/лекция_18_февраля_2019.pdf)
110. Функции оконного сглаживания. [Электронный ресурс] <https://ru.dsplib.org/content/windows/windows.html> Дата обращения: 15.01.2023
111. Zhao S., Cui J., Tan J. // Sensors. 2019. V. 19. Iss. 17. P. 3660.  
<https://doi.org/10.3390/s19173660>
112. Zhong H., Fua C., Wang L., Du B., Li P., Meng Y., Chen L., Du C., Wang Y. // Optics and Lasers in Engineering. 2023. V. 161. P. 107341.  
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2022.107341>
113. Guo Z., Han G., Yan J., Greenwood D., Marco J., Yu Y. // Sensors. 2021. V. 21. Iss. 14. P. 4632.  
<https://doi.org/10.3390/s21144632>
114. Wang F., Sun Y., Chen Q., Xing J., Xia Y., Zhang Y., Zhang X. // Journal of Lightwave Technology. 2022. V. 40. Iss. 1.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3119214>
115. Yuksel K., Moeyaert V., Megret P., Wuilpart M. // IEEE Sensors Journal. 2012. V. 12. Iss. 5. P. 988.  
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2011.2167142>
116. Zhao S., Cui J., Wu Z., Wang Z., Tan J. // Journal of Lightwave Technology. 2021. V. 39. Iss. 12. P. 4101.  
<https://doi.org/10.1109/jlt.2021.3055576>
117. Murayama H., Igawa H., Omichi K., Machijima Y. // 21st International Conference on Optical Fiber Sensors. Ottawa, Canada, 2021.  
<https://doi.org/10.1117/12.886028>
118. Matveenko V.P., Serovaev G.S., Kosheleva N.A., Gusev G.N. // Procedia Structural Integrity. 2021. V. 33. P. 925.  
<https://doi.org/10.1016/j.prostr.2021.10.103>
119. Froggatt M., Moore J. // Appl. Opt. 1998. V. 37. Iss. 10. P. 1735.  
<https://doi.org/10.1364/ao.37.001735>
120. Imahama M., Koyamada Y., Hogari K. // IEICE Trans. Commun. 2008. V. E91-B. Iss. 4. P. 1243.  
<https://doi.org/10.1093/ietcom/e91-b.4.1243>
121. Koyamada Y., Imahama M., Kubota K., Hogari K. // J. Lightw. Technol. 2009. V. 27. Iss. 9. P. 1142.  
<https://doi.org/10.1109/jlt.2008.928957>
122. Liehr S., Münzenberger S., Krebber K. // Opt. Express. 2018. V. 26. Iss. 8. P. 10573.  
<https://doi.org/10.1364/oe.26.010573>
123. Liehr S., Jäger L.A., Karapanagiotis C., Münzenberger S., Kowarik S. // Opt. Express. 2019. V. 27. Iss. 5. P. 7405.  
<https://doi.org/10.1364/oe.27.007405>
124. Gorshkov B.G., Taranov M.A., Alekseev A.E. // Laser Phys. 2017. V. 27. Iss. 8. P. 085105.  
<https://doi.org/10.1088/1555-6611/aa792f>
125. Gorshkov B.G., Taranov M.A. // Laser Phys. Lett. 2018. V. 15. Iss. 11. P. 115108.  
<https://doi.org/10.1088/1612-202x/aad991>
126. Таранов М.А., Горшков Б.Г., Алексеев А.Э. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 96.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220040187>
127. Taranov M.A., Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Potapov V.T. // Appl. Opt. 2021. V. 60. Iss. 11. P. 3049.  
<https://doi.org/10.1364/ao.419837>
128. Gorshkov B.G., Taranov M.A. // Quantum Electronics. 2018. V. 48. № 2. P. 184.  
<https://doi.org/10.1070/QEL16541>
129. Gorshkov B.G., Gorshkov G.B., Taranov M.A. // Laser Phys. Lett. 2016. V. 14. № 1. P. 015103.  
<https://doi.org/10.1088/1612-202x/14/1/015103>

УДК 681.78

## КОГЕРЕНТНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ ЧАСТОТНАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО САМОСКАНИРУЮЩЕГО ЛАЗЕРА: ТЕКУЩЕЕ СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ<sup>1</sup> (обзор)

© 2023 г. А. Ю. Ткаченко<sup>а,\*</sup>, И. А. Лобач<sup>а</sup>, С. И. Каблуков<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Институт автоматики и электрометрии СО РАН  
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1

\*e-mail [tkachenko@iae.nsk.su](mailto:tkachenko@iae.nsk.su)

Поступила в редакцию 21.01.2023 г.

После доработки 01.03.2023 г.

Принята к публикации 24.04.2023 г.

Работа посвящена обзору достигнутых результатов в области когерентной оптической частотной рефлектометрии на основе источника перестраиваемого по частоте излучения нового типа — волоконного самосканирующего лазера. Было показано, что разработанный КОЧР может быть использован для задач характеристики оптических элементов, сенсорики, вибродальнометрии, газового анализа на длинах нескольких десятков метров с субмиллиметровым пространственным разрешением. Также обсуждаются перспективы развития этого направления.

DOI: 10.31857/S0032816223050257, EDN: ZWOXEM

### ВВЕДЕНИЕ

Принцип работы многих распределенных волоконных систем основан на методах импульсной оптической рефлектометрии. В данных методах короткий лазерный импульс излучения вводится в тестируемое оптическое волокно. Величина временной задержки между моментом ввода импульса и временем прихода отклика на него пропорциональна координате вдоль оптического волокна, в которой произошел регистрируемый на фотоприемнике акт рассеяния/отражения. Пространственное разрешение в этом случае определяется длительностью зондирующего импульса и, как правило, составляет порядка 1 м. Уменьшение длительности импульса негативным образом сказывается на регистрируемом сигнале. Принципиально другим подходом в задаче распределенных измерений, позволяющим получить субмиллиметровое пространственное разрешение, является когерентная оптическая частотная рефлектометрия (КОЧР). Пространственное разрешение в этом случае обратно пропорционально диапазону перестройки зондирующего лазера и может достигать уровня десятков микрон. Принцип работы КОЧР основан на анализе сигнала

интерференции между исходным сигналом и рассеянным в волоконной линии при частотном сканировании зондирующего излучения перестраиваемого лазера [1]. Полученный при сканировании частоты интерференционный сигнал содержит информацию о величине и точном положении отражающих событий в волоконной сенсорной линии, которая далее может быть извлечена с помощью фурье-анализа. Результатом таких измерений является рефлектограмма — зависимость параметра рассеяния/отражения от временной задержки (или координаты). Основным перспективным применением КОЧР в сенсорных задачах является использование замороженных в волокно неоднородностей показателя преломления, для которых величина обратного рассеяния Рэлея оценивается примерно как  $-100$  дБ/мм, при этом пространственное разрешение такой системы может достигать субмиллиметровых масштабов [2, 3].

КОЧР требует высококогерентного лазерного источника с перестройкой частоты. При этом использование фурье-анализа приводит к жестким требованиям на линейность перестройки частоты. Как правило, в качестве источника зондирующего излучения используются полупроводниковые перестраиваемые лазеры, для которых характерно наличие нелинейности при перестройке оптической частоты. В подавляющем большинстве статей и патентов, посвященных КОЧР, эта проблема решается с помощью дополнительных

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорики 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

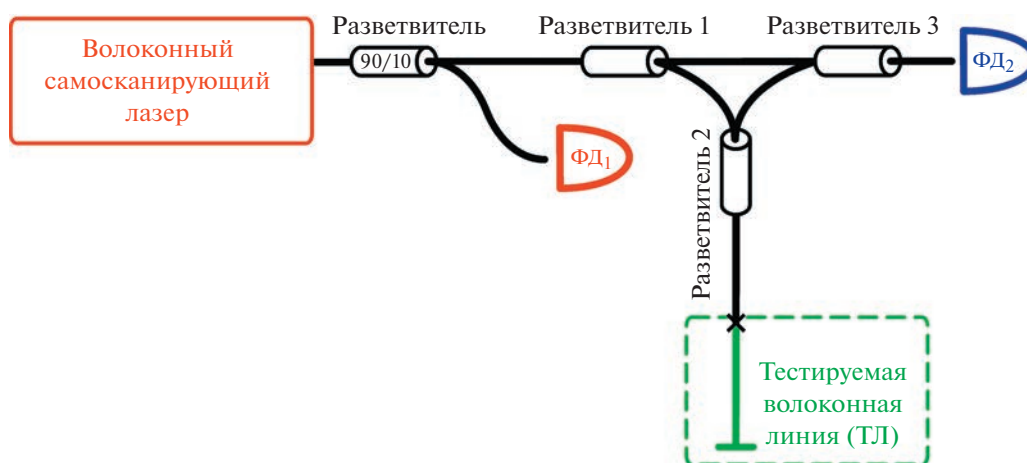


Рис. 1. Схема когерентного оптического частотного рефлектометра на основе самосканирующего волоконного лазера.

измерений перестройки частоты генерации лазера для последующей корректировки спектральных зависимостей. Альтернативой этому подходу является применение лазера, имеющего фиксированную частотную дискретность при его перестройке. В этом случае линейность перестройки в лазерах со ступенчатой перестройкой частоты достигается априори и не требует корректировки с помощью внешнего интерферометра. Одной из реализаций подобного источника является волоконный самосканирующий лазер (ВСЛ) [4]. Важной особенностью лазера является то, что перестройка оптической частоты происходит только за счет формирования динамических фильтров на основе решеток инверсной населенности [5] непосредственно в активной среде в процессе генерации лазера без применения каких-либо дополнительных внешних фильтров. В таких лазерах оптическая частота изменяется ступенчатым образом от импульса к импульсу на фиксированную величину, определяемую длиной резонатора.

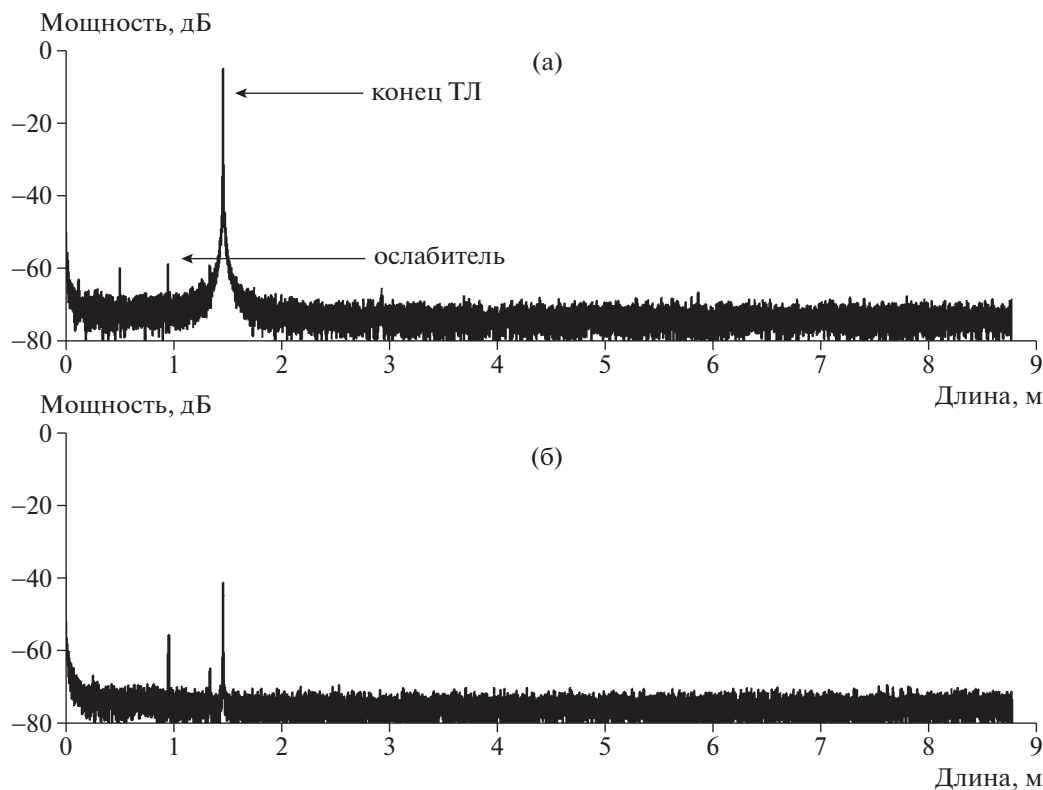
Настоящая работа посвящена обзору достигнутых результатов в области КОЧР на основе ВСЛ и обсуждению перспектив развития этого направления.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Схема КОЧР представлена на рис. 1. Основным элементом схемы является иттербиевый ВСЛ (перестройка в области 1060–1080 нм со скоростью около 1 нм/с). Динамика интенсивности лазера состоит из высококогерентных (спектральная ширина линии не более 1 МГц) микросекундных импульсов. При этом оптическая частота излучения лазера изменяется между импульсами и составляет примерно 5.7 МГц. Это значение определяется длиной резонатора лазера и может быть изменено.

Излучение ВСЛ проходит через двухлучевой интерферометр Маха—Цендера, одно из плеч которого содержит тестируемую линию, и детектируется фотодетектором ФД<sub>2</sub>. Конкретная реализация интерферометра Маха—Цендера зависит от величины отражения отражателей, содержащихся в тестируемой линии. Также небольшая часть излучения ВСЛ детектируется ФД<sub>1</sub> для нормировки интерференционного сигнала. Дополнительно в интерферометр Маха—Цендера можно добавить отрезок пассивного волокна для компенсации разности оптических путей в двух его плечах.

Для построения спектральных зависимостей необходимо провести процедуру поиска вершин импульсов в интерференционном и нормировочном сигналах и осуществить поимпульсную нормировку. Нормированная зависимость от номера импульса соответствует спектрограмме, поскольку для ВСЛ все импульсы равноудалены в частотной области. Далее, применяя быстрое преобразование Фурье, из спектрограммы мы рассчитываем рефлектограмму для тестируемой линии. Оцифровка и обработка сигналов может быть реализована как с помощью стандартных устройств (например, с использованием осциллографа и последующей постобработки сигнала на компьютере), так и с помощью специализированного аппаратно-программного модуля [6] с обработкой в режиме реального времени. В последнем случае аппаратная часть модуля была реализована на микроконтроллере STM32F303 со встроенным аналого-цифровым преобразователем, она работала на частоте дискретизации около 5 МГц и позволяла одновременно оцифровывать несколько аналоговых сигналов. Программная часть модуля проводила поиск вершин импульсов и нормировку, а также разбивку потока данных на отдельные измерения, соответствующие одиночным сканам.



**Рис. 2.** Рефлектограмма линии, состоящей из регулируемого волоконного ослабителя и отрезка волокна с френелевским отражением на конце, при различных степенях ослабления.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

В работе [7] была представлена первая демонстрация схемы КОЧР на основе иттербиевого ВСЛ. Схема была опробована на тестируемой линии, которая состояла из регулируемого волоконного ослабителя и отрезка волокна с френелевским отражением на свободном выходном торце. В работе были представлены рефлектограммы линии, примеры которых показаны на рис. 2 при разной величине ослабления. При увеличении потерь на ослабителе увеличивалась амплитуда его пика, а амплитуда пика отражателя, находящегося в конце тестируемой линии, наоборот, уменьшалась. В первой работе была продемонстрирована возможность получения пространственной дискретизации в рефлектометре около 200 мкм при чувствительности примерно  $-79$  дБ (или  $-86$  дБ/мм) и длине тестовой линии примерно до 9 м.

Наибольший интерес для практического применения частотного рефлектометра представляют сенсорные задачи. Однако первые результаты были далеки от реализации сенсорных задач в тестируемой линии на обычных пассивных волокнах. Нужно было увеличивать сигнал рассеяния/отражения в тестируемой линии или увеличивать чувствительность рефлектометра. В работе

[8] для увеличения уровня сигнала была использована тестируемая линия, состоящая из массива нерезонансных волоконных брэгговских решеток (ВБР). Массив состоял из 28 ВБР, максимумы отражения которых (1092 нм) находились вне диапазона перестройки ВСЛ. Однако даже такие ВБР увеличивали сигнал рассеяния до необходимого уровня (см. рефлектограмму на рис. 3). Рефлектограмма состоит из множества пиков, каждый из которых соответствует своей ВБР.

Для демонстрации сенсорных задач одна из этих ВБР помещалась в термостат, управляемый при помощи термоконтроллера. Для измерения температуры необходимо сравнивать спектры ВБР в нагретом состоянии и при комнатной температуре. Для получения спектра отражения отдельной ВБР необходимо провести обратное преобразование Фурье от ее участка рефлектограммы. Однако нерезонансная ВБР не имеет четко выраженного пика отражения в диапазоне перестройки ВСЛ. По этой причине в экспериментах анализировалась корреляционная функция спектров отражения ВБР при комнатной температуре ( $25^{\circ}\text{C}$ ) и в нагретом состоянии. Рисунок 4 показывает смещение корреляционного узкого пика в область меньших частот при нагреве одной из ВБР с наклоном  $1.83$  ГГц/ $^{\circ}\text{C}$ .

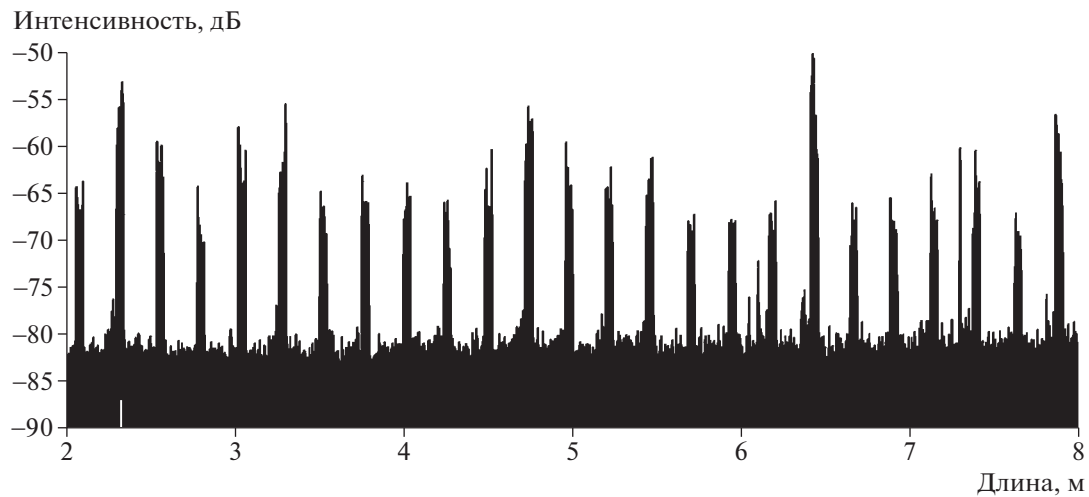


Рис. 3. Рефлектограмма сенсорной линии.

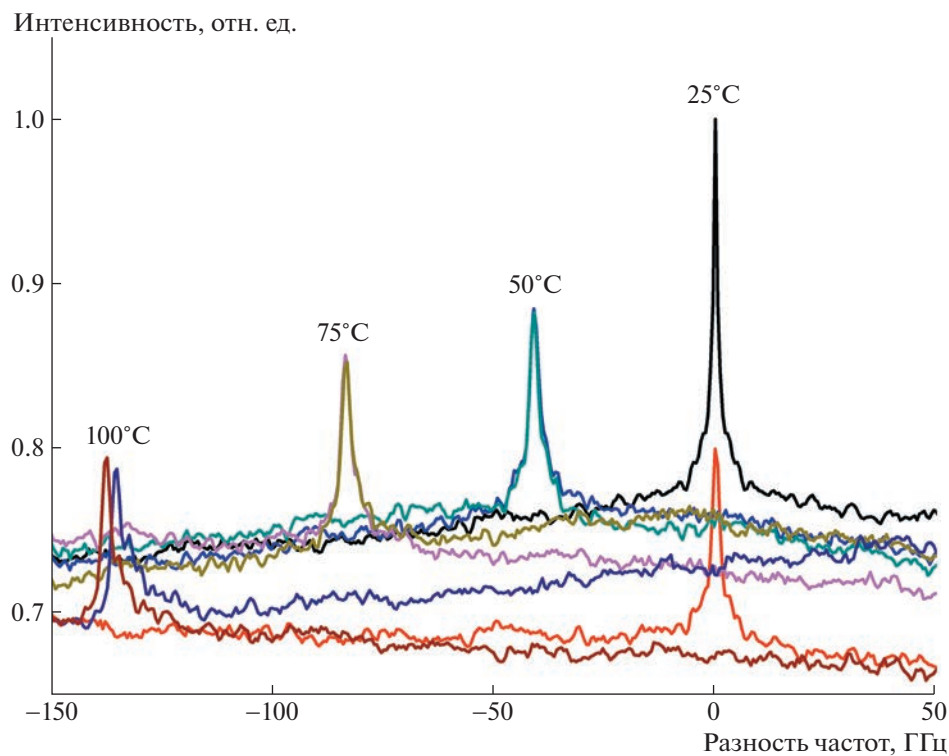
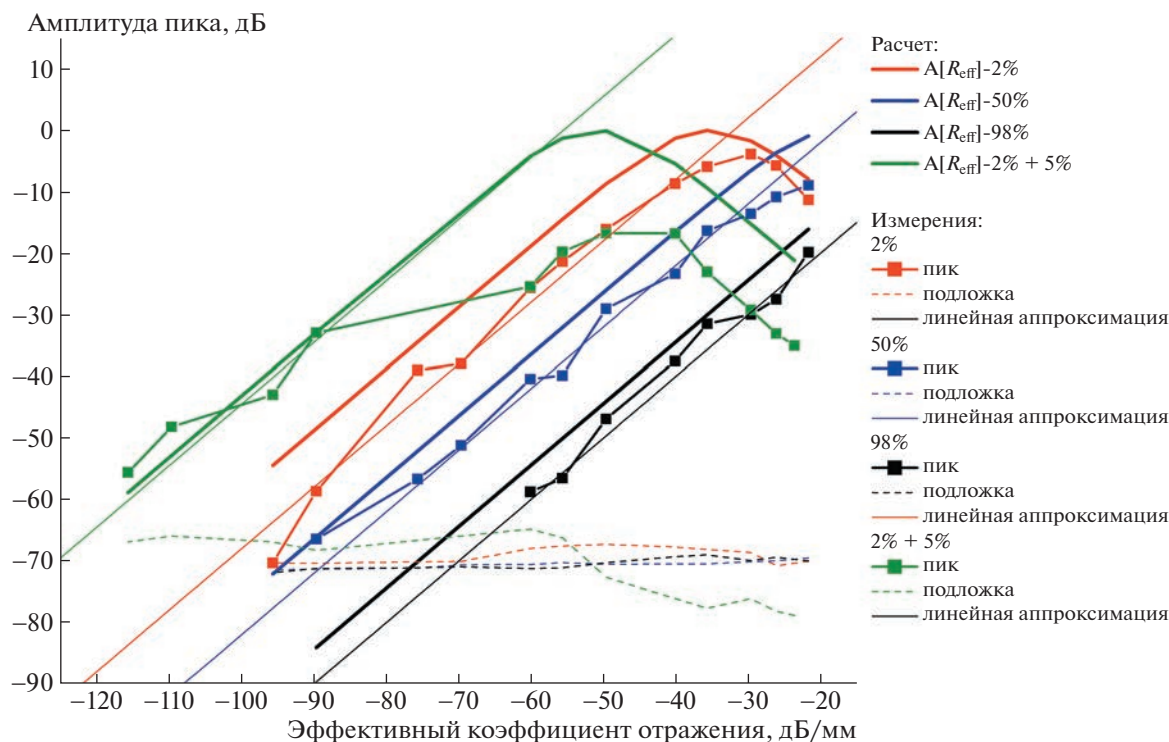


Рис. 4. Функции корреляции между спектрами отражения нерезонансной ВБР при комнатной температуре (25°C) и в нагретом состоянии.

В работе [9] авторы решали проблему увеличения чувствительности за счет оптимизации параметров интерферометра. Оптимизация заключалась в варьировании коэффициентов ветвления выходных ответвителей в схеме интерферометра Маха—Цендера. Основная идея измерения слабых отражений в тестируемой линии заключается в том, чтобы выровнять амплитуды интерфериру-

ющих сигналов на выходе интерферометра Маха—Цендера. На рис. 5 показаны экспериментальные зависимости амплитуды пика от величины эффективного коэффициента отражения в тестируемой линии для трех комбинаций выходных ответвителей.

Уровень шумов практически не зависел от условий экспериментов. Уровень чувствительно-



**Рис. 5.** Амплитуда пика и величина уровня шумового фона на рефлектограмме в зависимости от эффективного коэффициента отражения конечного отражателя в тестируемую линию.

сти для каждой конфигурации определялся по линейной аппроксимации экспериментальных данных к уровню шумов. Самый низкий уровень сигнала может быть измерен в конфигурации с выходным ответвителем 2%, он составил  $-96$  дБ ( $-103$  дБ/мм), что близко к уровню рассеяния Рэлея в оптическом волокне. Стоит отметить, что в этом случае сигналы большой интенсивности начнут искажаться. В дальнейшем для дополнительного уменьшения мощности в опорном плече с целью уменьшения разности уровней мощности между опорными и отраженными сигналами схема была еще изменена путем добавления в опорный канал ответвителя 95/5 таким образом, что только 5% излучения опорного канала участвовало в процессе интерференции [10]. Как результат, оптимизации чувствительность системы улучшилась до уровня примерно  $-120$  дБ/мм, что позволяет измерять сигнал рассеяния Рэлея и проводить сенсорные измерения в обычном одномодовом волокне [10]. В работе [10] авторы продемонстрировали возможность измерения локальной (на масштабах нескольких сантиметров) температуры с помощью схемы КОЧР на основе ВСЛ и рэлеевского рассеяния света на замороженных неоднородностях в пассивном волокне. Для этого, аналогично работе [8], проводился корреляционный анализ локальных спектров отражения/рассеяния. Участок волокна длиной 4 см нагревался от комнатной

температуры до  $90^{\circ}\text{C}$ . На рис. 6 продемонстрировано увеличение смещения корреляционного пика с ростом температуры волокна.

Также стоит отметить, что в тестируемую линию может включаться не только оптическое волокно, но и другие среды (например, участок воздушной трассы). Несложно понять, что наличие какого-либо отражателя в линии приводит к появлению пика на рефлектограмме. Однако оказывается, что КОЧР позволяет измерять мелкомасштабные вибрации в воздушном канале [11]. В этой работе используется схожая схема установки, однако в плечо интерферометра, содержащее тестовую линию, добавлен коллиматор для вывода зондирующего излучения из волокна и приема части его обратно после рассеяния на тестируемой мишени. В качестве мишени использовалась черная анодированная полированная алюминиевая поверхность стандартной юстировочной подвижки, а длина трассы модулировалась при изменении напряжения пьезоэлемента, на котором было размещено поворотное зеркало. В результате были получены рефлектограммы, измеренные при фиксированной амплитуде колебаний зеркала для нескольких частот модуляции (2, 400, 1400 и 5000 Гц). При отсутствии модуляции положения поворотного зеркала на рефлектограмме наблюдались пики, соответствующие положению как мишени, так и поворотного зеркала. При добав-

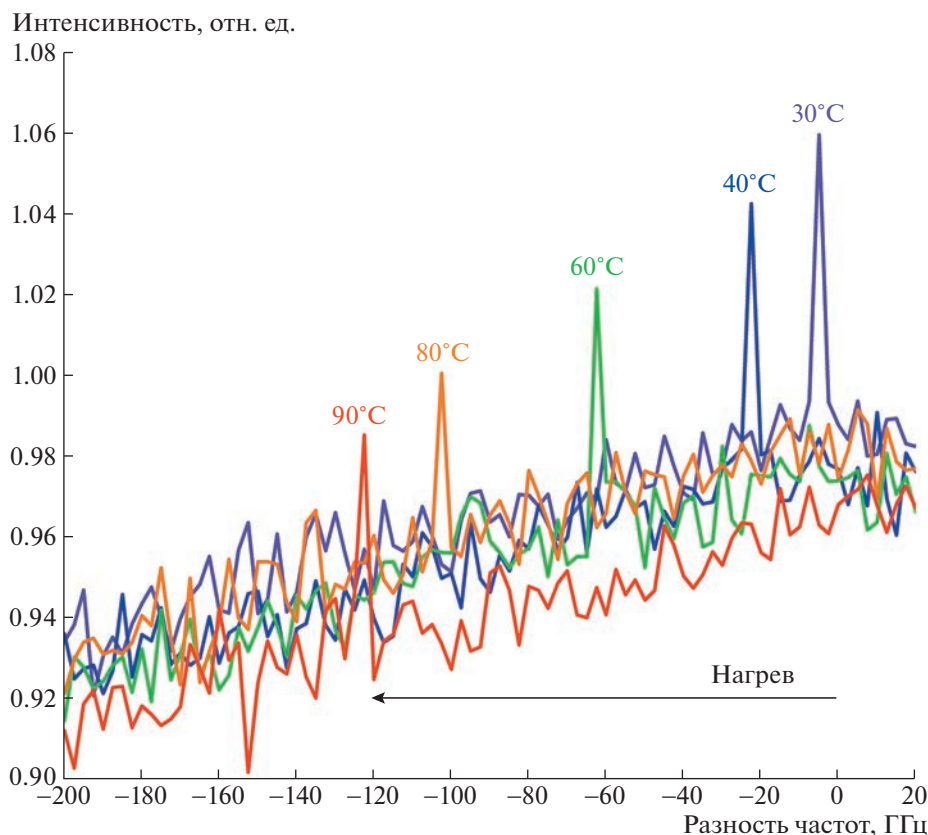


Рис. 6. Функции корреляции для разных температур нагретого участка волокна длиной 4 см.

лении вибраций вблизи пика, соответствующего мишени, появлялись симметрично расположенные пики. В экспериментах была продемонстрирована возможность измерения вибраций в диапазоне частот от 2 Гц до 5 кГц с амплитудой от примерно 5 нм на расстоянии до примерно 13 м. При этом максимальная измеряемая частота колебаний ограничена нестабильностью параметров самосканирования лазера во временной области, она оценивается примерно как 7.5 кГц.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе был продемонстрирован КОЧР на основе ВСЛ, который позволяет измерять продольное распределение отражателей в тестируемой линии. Максимальная длина тестируемой линии в экспериментах составила около 10 м, что определяется дискретом частоты при ее перестройке. Потенциально это значение можно увеличить при пропорциональном увеличении длины резонатора ВСЛ. Например, в работе [12] показан ВСЛ с частотной дискретностью около 1 МГц, что соответствует максимальной длине тестируемой линии примерно 50 м в схеме КОЧР. Дальнейшее увеличение дальности для предложенного подхода представляется затруднительным.

Пространственное разрешение определяется спектральным диапазоном перестройки ВСЛ. Экспериментально показано, что 20 нм перестройки в области 1 мкм соответствуют разрешению около 0.02 мм. На данный момент существенного увеличения диапазона перестройки в лазерах такого типа пока не получено.

В зависимости от характеристик используемого интерферометра Маха—Цендера с помощью КОЧР можно детектировать отражатели с коэффициентами отражения на уровне  $-120$  дБ/мм. Это означает, что могут быть измерены отражения, соответствующие замороженным в волокно неоднородностям показателя преломления (рассеяние Рэлея). Кроме того, КОЧР позволяет проводить спектральный анализ спектров отражения отдельных элементов, составляющих тестируемую линию. Это свойство позволяет использовать КОЧР в качестве устройства опроса в сенсорных задачах. Однако стоит отметить, что оптимизация интерферометра Маха—Цендера для измерения малых коэффициентов отражения приводит к нелинейному и неоднозначному отклику измерительной системы для больших коэффициентов отражения (см. красную кривую на рис. 5). Это означает, что оптимизация интерферометра Маха—Цендера должна соответствовать

параметрам тестируемой линии. Для увеличения динамического диапазона измерения коэффициентов отражения (который на данный момент времени составляет примерно 70 дБ) необходимо понижать уровень шумов в рефлектограмме (см. горизонтальные линии на рис. 5). Одним из способов уменьшения шумов является накопление сигнала с последующим усреднением. Этого можно добиться с помощью усреднения по набору последовательно снятых рефлектограмм или накопления сигнала в каждой точке спектра. Для реализации первого подхода необходима высокая стабильность последовательных сканов ВСЛ. Характерные флуктуации границ сканирования ВСЛ составляют 1 нм и 0.1 нм для стартовой и конечной длин волны [13]. Использование методов стабилизации с помощью стандартных ВБР (с шириной спектра отражения около 0.1 нм) позволяет уменьшить эти значения до 0.01 нм. Можно предположить, что использование селекторов с более узким спектром отражения позволит значительно уменьшить эти флуктуации. Однако для этих целей требуется применение отражателей другого типа, так как изготовление узкополосных ВБР (с шириной спектра отражения менее 0.01 нм) представляется трудоемким.

Альтернативой подходу стабилизации является накопление сигнала. Накопление сигнала в КОЧР происходит только на временах генерации каждого импульса. В КОЧР использовался ВСЛ с генерацией микросекундных импульсов. В действительности, при используемых частотах оцифровки сигнала (около 5 МГц) каждый импульс дает только примерно 5 точек измерения, что мало для эффективного уменьшения шумов. В качестве перспективного перестраиваемого источника может быть использован квазинепрерывный ВСЛ [14], генерирующий длинные миллисекундные импульсы и работающий в квазинепрерывном режиме сканирования. В этом случае ожидается увеличение числа точек на три порядка, что потенциально соответствует уменьшению уровня шума на  $20 \lg 10^{3/2} = 15$  дБ. Увеличения отношения сигнал/шум также можно добиться увеличением мощности лазера. Однако максимальная вводимая мощность ограничена появлением нелинейных эффектов в волокне. При использовании высококогерентного излучения наименьший порог имеет вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (1 Вт для длины волокна 10 м). В рассмотренных экспериментах пиковая мощность лазера составляла примерно 0.3 Вт. Стоит также отметить, что все элементы КОЧР (в том числе и тестируемая линия) в экспериментах обладали свойством сохранения поляризации, а измерения проводились для одной поляризационной моды. В случае использования тестируемой линии на основе обычного оптического волокна могут возникать так называемые эффекты замирания сиг-

нала в рефлектограмме из-за отсутствия интерференции для скрещенных поляризационных состояний на выходе интерферометра Маха—Цендера. Одним из направлений развития КОЧР на основе ВСЛ представляется измерение сигнала интерференции в двух поляризациях, аналогично работе [2]. Для этого необходимо проводить как зондирование, так и детектирование двух поляризационных состояний. Это позволит расширить область применения разработанного КОЧР на тестируемой линии на основе стандартных волокон. Дальнейшим расширением области применения КОЧР является проведение различных квазираспределенных измерений. В частности, в работе [15] рассматривается вопрос измерения вибрационных характеристик от нескольких вибрирующих отражателей. Экспериментально было показано, что схема позволяет регистрировать положение и вибрации сразу нескольких отражателей в линии методом КОЧР. Стоит отметить, что сигнал, отраженный от любого отражателя, также содержит в себе информацию об оптической среде, через которую прошло зондирующее излучение. В частности, в работе [16] было показано, что спектральный анализ коэффициента отражения позволяет определить газовую среду в тестируемой линии по пикам поглощения, попадающим в область перестройки ВСЛ. Потенциально это свойство может быть применено для квазираспределенного измерения газовых сред. Таким образом, была продемонстрирована работа КОЧР на основе источника нового типа — ВСЛ. Было показано, что разработанный КОЧР может быть использован для задач характеристики оптических элементов, сенсорики, вибродалномерии, газового анализа на длинах в несколько десятков метров с субмиллиметровым пространственным разрешением.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № 122031600174-5 с использованием оборудования центра коллективного пользования “Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред” ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, Российская Федерация.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *MacDonald R.I.* // Appl. Opt. 1981. V. 20. P. 1840. <https://doi.org/10.1364/AO.20.001840>
2. *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>
3. *Loranger S., Gagné M., Lambin-Jezzi V., Kashyap R.* // Sci. Rep. 2015. V. 5. P. 11177. <https://doi.org/10.1038/srep11177>

4. *Lobach I.A., Kablukov S.I., Podivilov E.V., Babin S.A.* // Laser Phys. Lett. 2014. V. 11. P. 045103.  
<https://doi.org/10.1088/1612-2011/11/4/045103>
5. *Poddubrovskii N.R., Drobyshev R.V., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Photonics. 2022. V. 9. P. 613.  
<https://doi.org/10.3390/photonics9090613>
6. *Смолянинов Н.Н., Ткаченко А.Ю., Скворцов М.И., Лобач И.А., Каблуков С.И.* // ПТЭ. 2021. № 2. С. 76.
7. *Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Каблуков С.И.* // КЭ. 2019. Т. 49. С. 1121.  
<https://doi.org/10.1070/QEL17165>
8. *Ткаченко А.Ю., Смолянинов Н.Н., Скворцов М.И., Лобач И.А., Каблуков С.И.* // ПТЭ. 2020. Т. 63. № 4. С. 536.  
<https://doi.org/10.31857/S0032816220040333>
9. *Krivosheina D.A., Tkachenko A.Yu., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // In IEEE 23rd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM). 2022. P. 352.  
<https://doi.org/10.1109/EDM55285.2022.9855153>
10. *Кривошеина Д.А., Ткаченко А.Ю., Лобач И.А., Каблуков С.И.* // КЭ. 2022. Т. 52. С. 994.
11. *Volikova A.M., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Opt. Express. 2022. V. 30. P. 22025.  
<https://doi.org/10.1364/OE.454144>
12. *Lobach I.A., Kablukov S.I., Melkumov M.A., Khopin V.F., Babin S.A., Dianov E.M.* // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 24833.  
<https://doi.org/10.1364/OE.23.024833>
13. *Tkachenko A.Yu., Lobach I.A., Podivilov E.V., Kablukov S.I.* // Quantum Electron. 2018. V. 48. P. 1132.  
<https://doi.org/10.1070/QEL16854>
14. *Drobyshev R.V., Poddubrovskii N.R., Lobach I.A., Kablukov S.I.* // Laser Phys. Lett. 2021. V. 18. P. 085102.  
<https://doi.org/10.1088/1612-202X/ac0449>
15. *Воликова А.М., Лобач И.А., Каблуков С.И.* // В материалах 10-го Международного семинара по волоконным лазерам. 2022. С. 128.
16. *Бударных А.Е., Каблуков С.И., Лобач И.А.* // В материалах 10-го Международного семинара по волоконным лазерам. 2022. С. 172.

## ПРОСТОЕ РАДИОФОТОННОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МГНОВЕННОЙ ЧАСТОТЫ МНОЖЕСТВА СВЧ-СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ СИММЕТРИЧНОГО НЕПЛОСКОГО ГЕНЕРАТОРА ГРЕБЕНКИ<sup>1</sup>

© 2023 г. А. В. Мальцев<sup>а</sup>, О. Г. Морозов<sup>а,\*</sup>, А. А. Иванов<sup>а</sup>,  
А. Ж. Сахабутдинов<sup>а</sup>, А. А. Кузнецов<sup>а</sup>, А. А. Лустина<sup>а</sup>

<sup>а</sup> Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева—КАИ  
Россия, 420111, Казань, ул. К. Маркса, 10

\*e-mail: ogmorozov@kai.ru

Поступила в редакцию 08.12.2022 г.

После доработки 04.04.2023 г.

Принята к публикации 05.04.2023 г.

Представлены и проанализированы результаты проектирования и реализации радиофотонного устройства для измерения мгновенной частоты СВЧ-сигналов, включая ситуацию с одновременным измерением мгновенных частот их множества. Принцип работы устройства заключается в сочетании измерительного преобразования “частота–амплитуда” для определяемой частоты с подавлением несущей и формирования эквидистантных каналов на гребенке частот для оценки ее величины. Предложен эффективный метод генерации неплюсской симметричной гребенки оптических частот, основанный на коммутации фазы оптической несущей с ее подавлением в фазовом модуляторе. Гребенка позволяет формировать до 10 каналов шириной 2 ГГц, которая может регулироваться. Амплитуды пограничных частот каналов неодинаковы, что позволяет проводить дифференцирование измеряемых частот по отношению мощностей их биений. Отдельно исследуются особенности измерения мгновенной частоты в нулевом канале устройства. Использование информационных сигналов с подавленной несущей позволяет снизить требования к стабильности частоты лазера. Полоса пропускания фотоприемника равна ширине канала, что позволяет использовать его как канальный фильтр. Устройство сначала моделируется в программной среде Optiwave System, а затем изучаются факторы, влияющие на характеристики системы, на испытательном стенде. Отмечается простота конструкции устройства, построенного всего на двух модуляторах.

DOI: 10.31857/S0032816223050129, EDN: ZJZYIA

### ВВЕДЕНИЕ

Развитие радиофотонных технологий и соответствующей элементной базы привело к значительному прогрессу методов и средств измерения мгновенной частоты (ИМЧ) СВЧ-сигналов на основе оптических генераторов гребенок, что ранее осуществлялось с использованием классической электронной компонентной базы [1].

В работе [2] предложен инструмент разбиения измеряемого диапазона частот 2–12 ГГц на пять каналов. При этом ширина канала и полосы пропускания фотоприемника составляли 2 ГГц (типичная ширина канала при ИМЧ), а достигнутая потенциальная погрешность измерений – 2 МГц. Для формирования пограничных частот каналов

измерений использовался однополосный генератор гребенки на двухпортовом модуляторе Маха–Цендера (ММЦ), а отношение амплитуд двух соседних спектральных составляющих сигнала этой гребенки определяло номер канала и задавалось специальной волоконной брэгговской решеткой (ВБР) с множеством окон с различными коэффициентами отражения/пропускания. Верхняя составляющая измеряемой частоты, сформированная в однопортовом ММЦ интенсивности, смешивалась в фотоприемнике с граничными частотами гребенки канала, внутри которого она находилась, и по частотам биений и их амплитудам определялась искомая частота. В работе также была рассмотрена возможность ИМЧ нескольких СВЧ-сигналов одновременно.

В работе [3] описан способ реализации радиофотонного устройства ИМЧ СВЧ-сигналов, реализующего технологию биений, на основе тандемной

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

амплитудно-фазовой модуляции (ТАФМ) [4–6]. При этом ТАФМ используется как для получения оптической двухчастотной копии СВЧ-сигнала с полностью подавленной оптической несущей, так и для создания эквидистантной гребенки пограничных частот, которые покрывают весь диапазон измерений и симметрично привязаны к оптической несущей. В отличие от классических видов модуляции, разностная частота между составляющими измеряемой частоты равна самой измеряемой частоте. Ее значение определяется на основе регистрируемых амплитуд и частот биений между составляющими измеряемой частоты и двумя парами симметрично расположенных составляющих гребенки, между которыми они находятся в конкретный момент времени. Полоса пропускания фотоприемника равна ширине полосы частот одного канала частотной гребенки и служит своего рода фильтром для подавления биений измеряемой частоты с другими элементами гребенки. Различение частот биений, попавших в различные каналы, осуществляется за счет использования ВБР с амплитудно-частотной характеристикой вогнутой формы для дифференциации каналов по амплитуде регистрируемых сигналов биений.

В обеих работах [2, 3] используются генераторы гребенки плоского типа (с практически равными амплитудами), различие заключается в применении несимметричной однополосной [2] и симметричной двухполосной [3] модуляции оптической несущей СВЧ-сигналом. В [7] представлено комбинированное устройство с плоским генератором гребенки и наклонным фильтром с линейно-изменяющейся частотной характеристикой во всем диапазоне измерений. Подобный фильтр может быть изготовлен с использованием ВБР с наклонной частотной характеристикой или на основе интерферометра Фабри–Перо, изготовленного на базе двух ВБР.

В силу симметричности и отсутствия присущих однополосной модуляции искажений модуляционных преобразований с не до конца подавленной несущей, а также благодаря полному использованию мощности СВЧ-сигнала на измеряемой частоте устройство [3] позволяет получить выигрыш по сравнению не только с указанными выше устройствами [2, 7], но и с другими известными решениями аналогичного типа [8–10] по точности измерений, полосе пропускания приемника, простоте внутрисистемного мониторинга параметров при изменении параметров окружающей среды, что показано в работах [11, 12]. Однако существенным недостатком всех указанных устройств является наличие в их структуре специальных ВБР, к которым предъявляются очень высокие требования по точности изготовления и по стабильности при изменении параметров окружающей среды.

Новым шагом к развитию устройств ИМЧ СВЧ-сигналов стало их построение без применения ВБР. В работе [13] демонстрируется несимметричное устройство ИМЧ нескольких СВЧ-сигналов. В этой работе предложен эффективный метод генерации неплоского треугольного генератора гребенки, основанный на модуляции оптической несущей в ММЦ пилообразным сигналом, который содержит множество пограничных частот спадающей амплитуды с требуемым шагом гребенки в измеряемом диапазоне. Поскольку используется однополосная модуляция оптической несущей измеряемым СВЧ-сигналом во втором ММЦ, а сама несущая сдвинута по частоте в фазовом модуляторе и однополосном фильтре, области нижней и верхней полос гребенки, в которые попадают измеряемые составляющие, далее разделяются с помощью оптического гибрида и полученные результирующие спектры подаются на балансные фотоприемники для формирования частот биений.

Учитывая уже известные нам преимущества симметричных методов, в данной работе нами предложено устройство ИМЧ множества СВЧ-сигналов, которое существенно отличается от предложенного в работе [13] простотой реализации. В верхнем плече устройства для двухполосного формирования измеряемых оптических составляющих, соответствующих множеству СВЧ-сигналов, используется ММЦ, работающий в точке минимального пропускания, а в нижнем плече для формирования треугольной симметричной гребенки используется фазовый модулятор с коммутацией полуволнового напряжения с частотой, равной частоте гребенки. В обоих случаях происходит подавление оптической несущей, что позволяет снизить требования к ее стабильности, поскольку все измерения не зависят от конкретного значения частоты и привязаны к значению пограничных частот каналов.

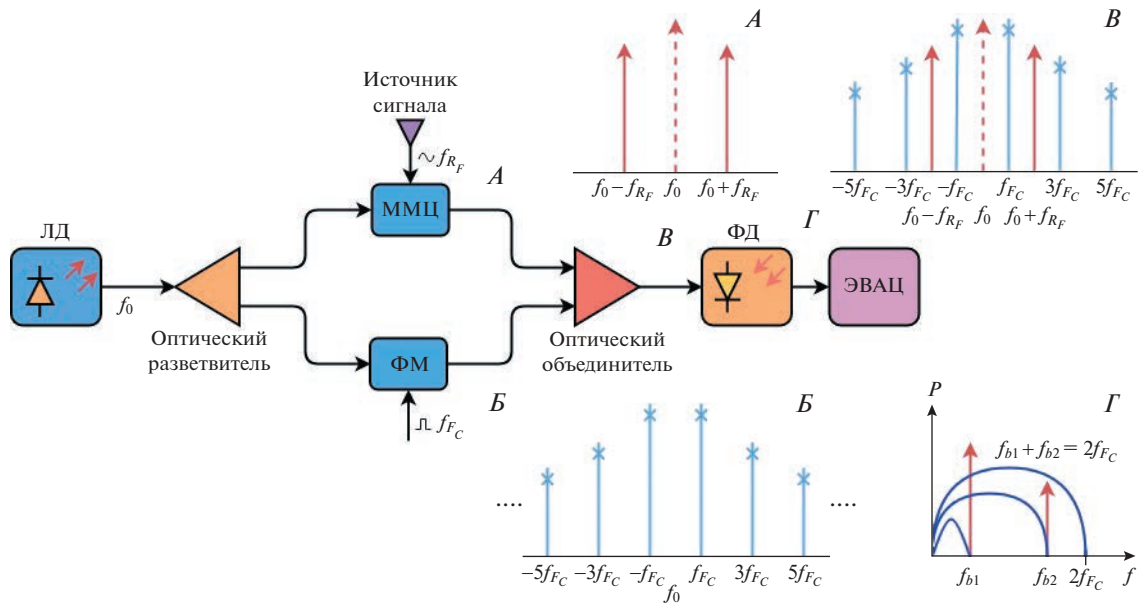
## ПРИНЦИП РАБОТЫ УСТРОЙСТВА

На рис. 1 показана структурная схема предлагаемого устройства. Устройство состоит из непрерывного лазера (ЛД), модулятор Маха–Цендера (ММЦ), фазового модулятора (ФМ) и фотодетектора (ФД). Модулятор Маха–Цендера используется для достижения двухполосной модуляции с подавлением несущей измеряемыми СВЧ-сигналами. Фазовый модулятор используется для создания неплоской треугольной гребенки также с подавлением несущей, с множеством пограничных частот и узкополосных каналов.

Исходное излучение ЛД запишем в виде

$$e(t) = E_0 \sin \varphi(t), \quad (1)$$

где  $\varphi(t) = \omega_0 t + \varphi_0$  — закон изменения фазы излучения во времени, а  $E_0$ ,  $\omega_0$ ,  $\varphi_0$  — его постоянные



**Рис. 1.** Структурная схема устройства для измерения мгновенной частоты СВЧ-сигналов. ЛД – лазерный диод; ММЦ – модулятор Маха–Цендера; ФМ – фазовый модулятор; ФД – фотодетектор; ЭВАЦ – электронный векторный анализатор цепей. На вставках А–Г приведены спектры сигналов на соответствующих выходах элементов схемы.

амплитуда, частота и начальная фаза соответственно. Из теории модулированных колебаний известно, что при фазовой модуляции с определенными индексами возможно уменьшение (подавление) амплитуды несущего колебания и образование двух симметричных боковых полос.

Определим спектр излучения на выходе ММЦ при его работе в “нулевой” точке:

$$E_{\text{вых}} = -jE_0 e^{j\omega_0 t} \left[ 2 \sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(z) \sin(2k+1)2\pi F_R t \right], \quad (2)$$

где  $J_{2k+1}(z)$  – функция Бесселя  $(2k+1)$ -го порядка;  $F_R$  – измеряемая частота.

Анализ выражения (2) показывает, что спектр выходного излучения ММЦ в “нулевой” точке при гармоническом воздействии на измеряемой частоте содержит только ее нечетные гармоники  $(2k+1)2\pi F_R$ . Их амплитуда определяется значением функции Бесселя  $(2k+1)$ -го порядка. Фазы боковых составляющих одинаковы по величине и противоположны по знаку. Индекс  $j$  в данном выражении указывает на то, что полученные составляющие ортогональны вектору поляризации исходного излучения ЛД. При значении напряжения смещения модулятора, равном полуволновому напряжению, т.е.  $U_m = U_{\lambda/2}$ , при  $z = \pi/2$  получим  $J_1(z) = 0.57$ ,  $J_3(z) = 0.07$ , а при  $z = \pi/3$  –  $J_1(z) = 0.4$ ,  $J_3(z) = 0$ . Таким образом, основная доля энергии в спектре излучения содержится в первых гармониках, а сам спектр можно считать двухчастотным (см. рис. 1, вставка А).

Рассмотрим случай, когда фаза излучения  $\varphi(t)$  (1) изменяется по закону:

$$\varphi(t) = \begin{cases} \omega_0 t & \text{при } T(2p-1)/2 < t \leq Tp, \\ \omega_0 t + \theta & \text{при } Tp < t \leq T(2p+1)/2, \end{cases} \quad (3)$$

где  $T = 2\pi/\Omega$  – период;  $\Omega = \omega_0/k = 2\pi F_C$  – частота;  $\theta$  – величина изменения фазы, причем  $k \gg 1$  – целое число;  $p = 0, 1, 2, \dots$ ;  $F_C$  – частота гребенки.

Рассмотрим случай, когда  $\theta = \pi$ , тогда разложение (3) в ряд Фурье имеет вид

$$e(t) = \frac{2E_0}{\pi} \sum_n \frac{1}{n} \{ \cos(\omega_0 + n2\pi F_C)t - \cos(\omega_0 - n2\pi F_C)t \}, \quad (4)$$

где  $n = 1, 3, 5$  – номер составляющей разложения по модулирующей частоте.

Таким образом, спектр выходного излучения ФМ представляет собой излучение с подавленной несущей и гребенку из множества пограничных составляющих, амплитуда которых определяется коэффициентами ряда Фурье (4)  $E_n = 2E_0/(\pi n)$ . Спектр коэффициентов ряда Фурье и их частотная расстановка представлены на рис. 1, вставка Б.

На выходе оптического объединителя спектры излучений с выходов ММЦ и ФМ объединяются. Например, неизвестная частота  $F_R$  попадает в первый канал, как показано на рис. 1, вставка В. На выходе ФД получим два сигнала биений как в правой, так и левой полосах гребенки: один – от

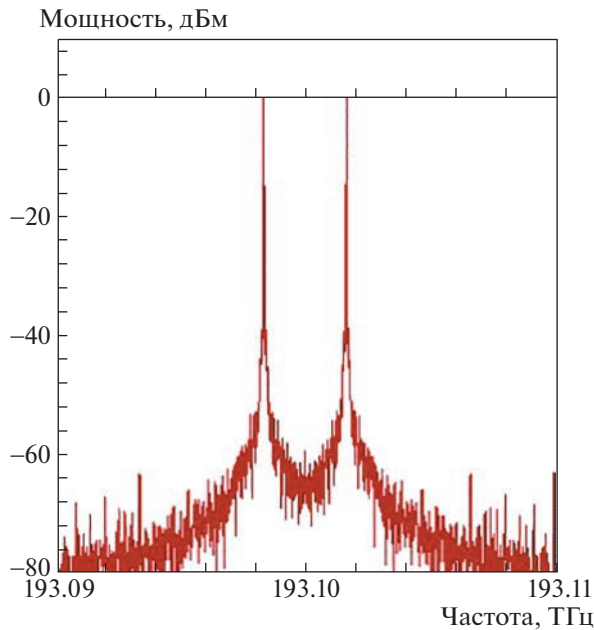


Рис. 2. Спектр сигнала на выходе ММЦ для измеряемой частоты 1.7 ГГц.

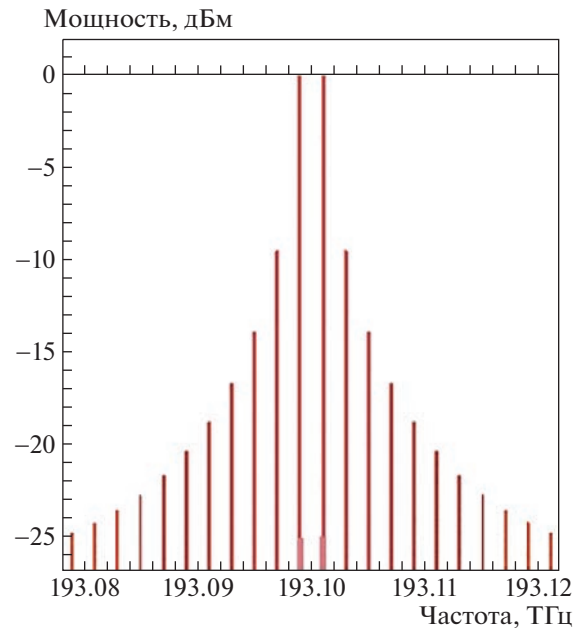


Рис. 3. Спектр частотной гребенки на выходе ФМ с шириной каналов 2 ГГц.

$F_R$  и линии гребенки  $F_C$ , а другой — от  $F_R$  и линии гребенки  $3F_C$ . Первый определяется как  $f_{b1} = F_R - F_C$ , а второй как  $f_{b2} = F_R - 3F_C$ . Выходной спектр ФД показан на рис. 1, вставка Г. Поскольку частоты  $f_{b1}$  и  $f_{b2}$  в правой и левой полосах получаются одинаковыми, для квадратичного фотодетектора можно говорить о сумме их амплитуд. На самом деле, когда проектируемое устройство получает неизвестную радиочастоту для измерения, предполагается, что она попадает между  $i$ -й и  $(i + 2)$ -й пограничными частотами. Соотношение  $\alpha$  мощностей между сигналами биений на частотах  $f_{b1}$  и  $f_{b2}$  можно описать как:

$$\alpha = P_{f_{b1}} / P_{f_{b2}} = G_i^2 / G_{i+2}^2, \quad (5)$$

где  $G_i$  — амплитуда составляющей  $i$ -й пограничной частоты.

Из уравнения (5) следует, что отношения мощностей этих двух сигналов биений различаются в разных подканалах, поскольку каждому каналу соответствуют разные амплитуды пограничных частот. Во всех каналах  $f_{b1} + f_{b2} = 2F_C$ , а номер канала распознается по соотношению  $\alpha$  мощностей. Неизвестная частота может быть идентифицирована как  $F_R = (2i + 1)F_C - f_{b2i}$  в канале  $F_C - 3F_C$ , где  $i = 1$  — номер канала. Если частота  $F_R$  попадает в канал  $3F_C - 5F_C$ , то она определяется как  $F_R = (2i + 1)F_C - f_{b2i}$ ,  $i = 2$  — номер канала.

Особое внимание следует уделить каналу  $-F_C \dots + F_C$ . В этом случае (5) принимает значение, рав-

ное 1, а сигналы биений в правой и левой полосах будут одинаковыми. Тогда для дискриминации частоты  $F_R$  берется разностная частота между ее верхней и нижней составляющими выходного сигнала ММЦ, отличительным признаком сигнала биений на данной частоте является его коэффициент амплитудной модуляции, равный 1.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

Спектральные характеристики информационных сигналов смоделированы в программе OptiWave System и показаны на рис. 2, 3.

На рис. 2 показан спектр сигнала на выходе ММЦ для измеряемой частоты на оптическую несущую. Для примера выбрана частота  $F_R$ , равная 1.7 ГГц, которая при ширине каналов, равной 2 ГГц, попадает в первый канал.

На рис. 3 показан спектр сигнала на выходе ФМ для формирования гребенки частот с неплоским спектром и амплитудных составляющих, изменяющихся по закону  $E_n = 2E_0/(\pi n)$ . Для примера выбрана частота  $F_C$ , равная 1 ГГц.

Таким образом, процедура ИМЧ СВЧ-сигналов сводится к определению номера канала по отношению мощностей сигналов биений (рис. 4) и вычислению собственно мгновенной частоты внутри этого канала по значениям частот сигналов биений.

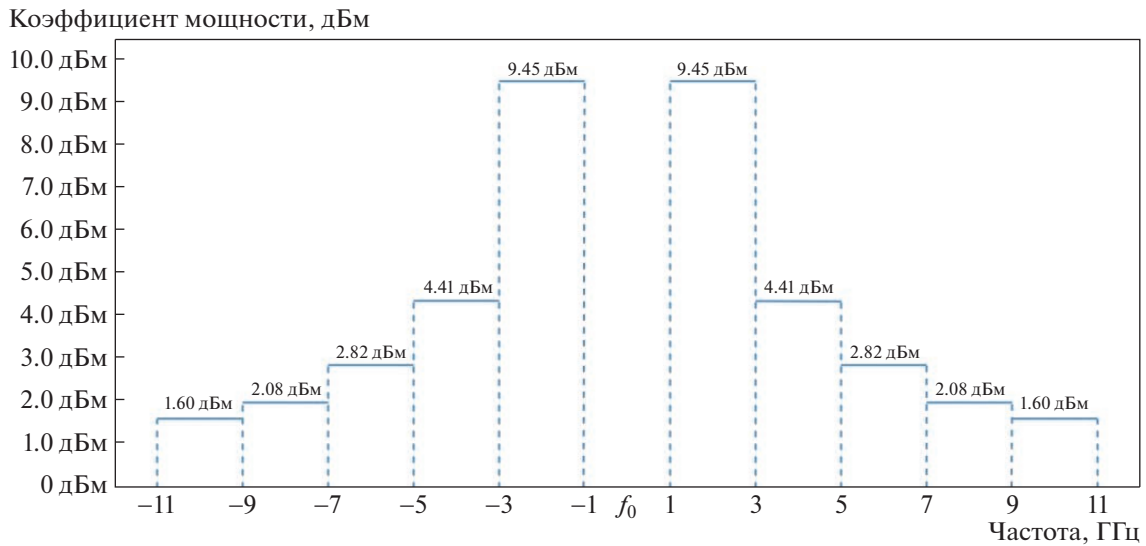


Рис. 4. Пороги каналов мощности, сформированные для гребенки, полученной в ФМ.

Для нулевого канала должна быть рассмотрена особая ситуация. Спектр сигнала, используемый для измерения выбранной в качестве примера частоты 0.6 ГГц, представлен на рис. 5. Спектр содержит частоту биений  $F_R$  с левой пограничной частотой  $-F_C$  и правой пограничной частотой  $F_C$ . Между ними расположена искомая частота биений  $2F_R$ . Для нее характерна осциллограмма с коэффициентом амплитудной модуляции, равным 1 (рис. 6).

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ

Общий вид экспериментального стенда для исследования устройства ИМЧ СВЧ-сигналов представлен на рис. 7.

Устройство содержит узкополосный лазерный источник с распределенной обратной связью с центральной длиной волны 1550 нм и шириной спектра менее 10 МГц. На выходе устройства установлен векторный анализатор цепей Rohde &

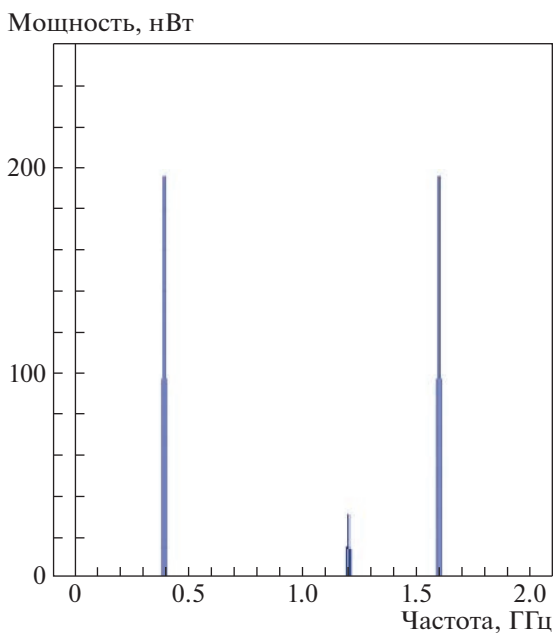


Рис. 5. Спектр сигнала на выходе нулевого канала для измеряемой частоты 0.6 ГГц.

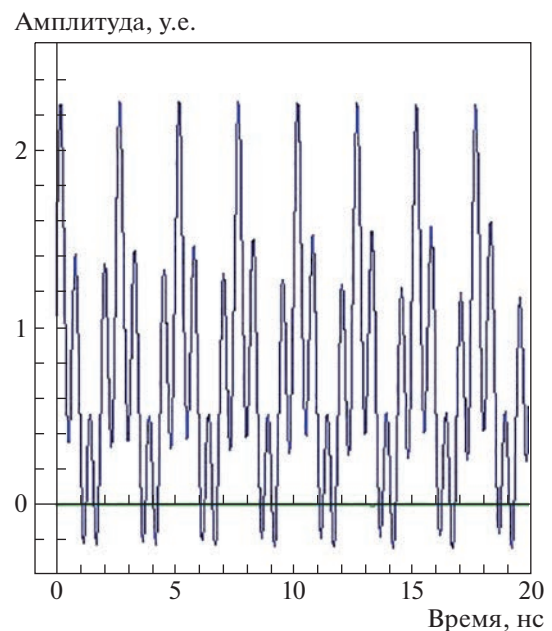
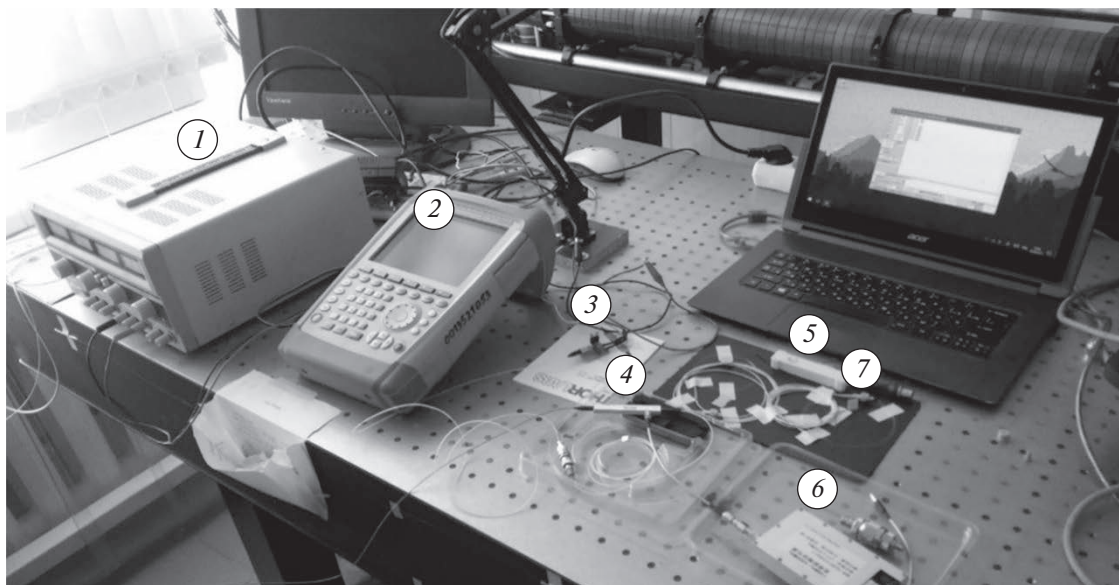
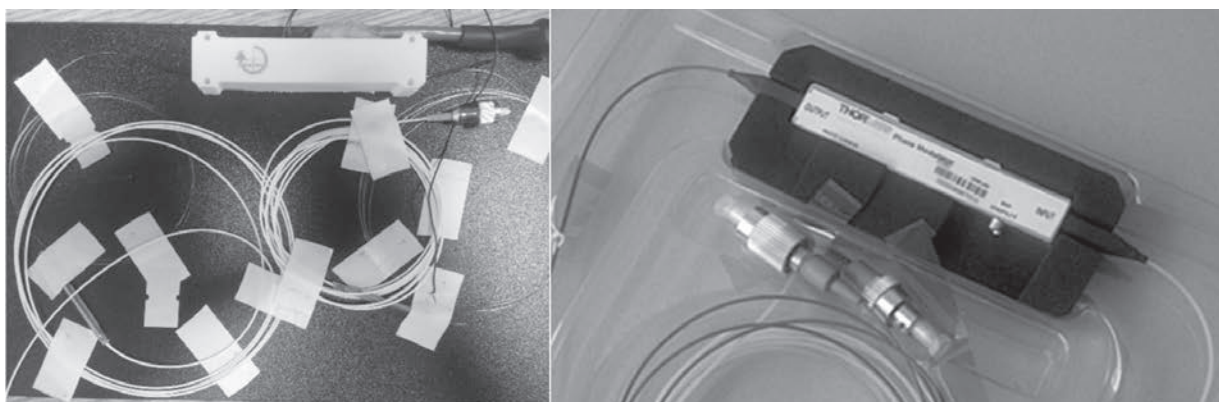


Рис. 6. Сигналограмма биений на удвоенной измеряемой частоте 0.6 ГГц с коэффициентом амплитудной модуляции 1.



**Рис. 7.** Общий вид экспериментального стенда для исследования устройства для измерения мгновенной частоты СВЧ-сигналов. 1 – генератор напряжения смещения ММЦ; 2 – векторный анализатор цепей и генератор СВЧ-сигнала; 3 – узкополосный лазерный источник; 4 – фазовый модулятор; 5 – модулятор Маха–Цендера; 6 – генератор СВЧ-сигнала гребенки; 7 – фотодетектор.



**Рис. 8.** Амплитудный модулятор Маха–Цендера ПАО “ПНППК” (а) и фазовый модулятор Thorlabs (б).

Schwarz FSH8 с диапазоном частот до 8 ГГц и подключением к ПК через программу FSH8 View для сохранения результатов измерений в виде массивов данных и Agilent E5071C с частотным диапазоном до 20 ГГц. В качестве амплитудного модулятора использовался модулятор Маха–Цендера, предоставленный ПАО “ПНППК”, Пермь (рис. 8а). Фазовая модуляция осуществлялась с помощью электрооптического модулятора Thorlabs LN53S-FC (рис. 8б).

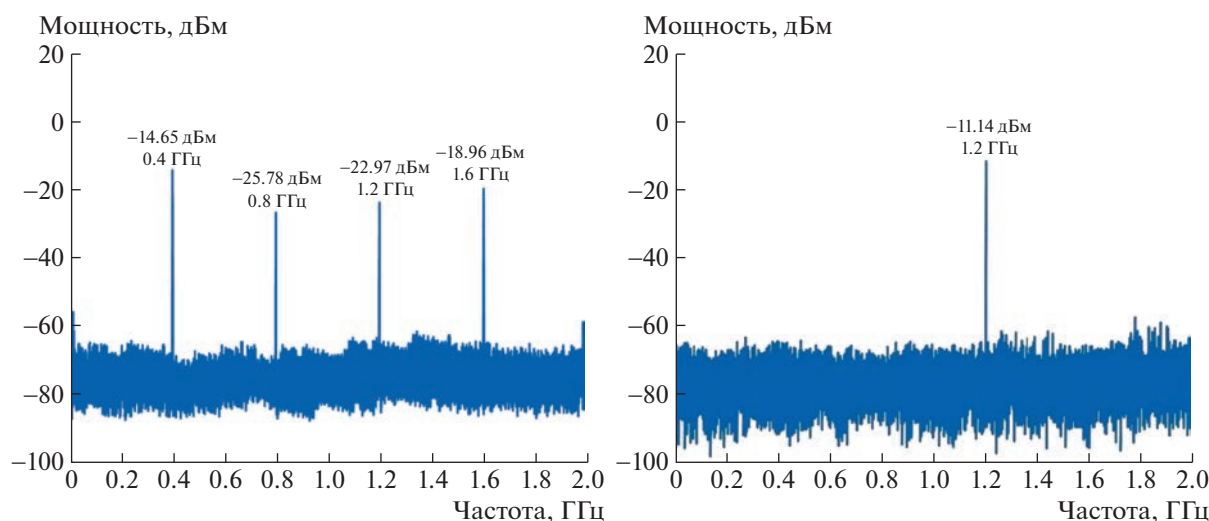
В качестве тестовых частот использовались частоты 3.4 и 6.2 ГГц.

Спектры сигналов биений, полученных на выходе ФД, изображены на рис. 9. Для случая измерения частоты 3.4 ГГц отношение амплитуд сигналов биений составило 2.81 дБ, для случая изме-

рения частоты 6.2 ГГц – 4.31 дБ (рис. 9а). Отличие от расчетных значений (рис. 4) объясняется наличием погрешностей измерений, итоговая величина которых составила по измеряемой частоте менее 1 МГц и определялась нестабильностью температуры лазера и ММЦ, для стабилизации которых применялись стандартные средства контроля и управления. Для нулевого канала (рис. 9б) показана выделенная информационная составляющая на удвоенной измеряемой частоте 0.6 ГГц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В представленной работе смоделирован и экспериментально исследован способ реализации



**Рис. 9.** Спектры сигналов биений на выходе ФД для измеряемых частот: **а** — 3.4 ГГц во втором канале (крайние составляющие) и 6.2 ГГц в третьем канале (внутренние составляющие), измерение происходит одновременно; **б** — 0.6 ГГц в нулевом канале.

радиофотонного устройства для измерения мгновенной частоты множества СВЧ-сигналов на основе симметричного неплоского генератора гребенки. При этом используется двухполосный сигнал с полностью подавленной оптической несущей и составляющими на измеряемых частотах, полученный ММЦ, работающим в нулевой рабочей точке. Для создания эквидистантной гребенки пограничных частот с интервалом 2 ГГц, которые покрывают весь диапазон измерений 20 ГГц и симметрично привязаны к подавленной оптической несущей, использовался ФМ в режиме коммутации фазы на  $\pi$ . Отсутствие несущей частоты в обоих информационных сигналах значительно снижает требования к стабильности частоты лазерного источника.

Значение измеренных частот сигналов определяется на основе регистрации амплитуд и частот биений между составляющими измеряемых частот и двумя парами симметрично расположенных составляющих на пограничных частотах гребенки, между которыми они находились в конкретный момент времени. Полоса пропускания ФД равна ширине полосы частот одного «канала» частотной гребенки и служит своего рода фильтром для подавления биений измеряемой частоты с другими элементами гребенки. Различение частот биений, попавших в различные каналы, осуществляется за счет формирования неплоской гребенки для дифференциации каналов по отношению к амплитудам регистрируемых сигналов биений. В ходе модельных компьютерного и физического экспериментов с проверкой принципа действия фотонного устройства проведены двухчастотные измерения на частотах 3.4 и 6.2 ГГц. Получена низкая погрешность измерения, менее

1 МГц, в реальном масштабе времени, определяемая шириной линии излучения лазера.

Предложенная схема ИМЧ множества СВЧ-сигналов не ограничена компромиссом между диапазоном, точностью и скоростью измерений. Для регистрации мгновенной частоты используется узкополосный приемник с полосой пропускания 2 ГГц. В отличие от известных решений, разработана симметричная схема, свободная от недостатков однополосных решений, модуляционных преобразований с не до конца подавленной несущей, а также полностью использующая мощность микроволнового сигнала на измеряемой частоте.

Анализ приведенных примеров ИМЧ множества СВЧ-сигналов показывает, что разработанная методика измерений имеет ряд проблем, которые должны быть дополнительно изучены. К таким проблемам относятся измерения на частотах до 1 ГГц и ситуации, когда измеряемые частоты расположены одинаково в рамках каналов. В первом случае понадобится дополнительный анализ и определение параметров сигнала на удвоенной измеряемой частоте, для которого характерен коэффициент амплитудной модуляции, равный 1. Во втором случае следует оценить возможность различать сигналы биений на одинаковой частоте в разных каналах частотной гребенки по амплитуде и фазе, что позволит проводить измерения одновременно множества СВЧ-сигналов. Авторы надеются, что данные проблемы удастся решить при проведении дальнейших исследований представленного в данной статье радиофотонного устройства.

В заключение следует отметить простоту предложенного радиофотонного устройства, которое в своем составе содержит только два модулятора без применения устройств сдвига частоты, оптических гибридов, однополосных фильтров и т.д. При этом при изготовлении данного устройства в виде фотонной интегральной схемы могут быть дополнительно решены вопросы, связанные с габаритами устройства и его температурной стабильностью.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках реализации государственного задания и программы стратегического академического лидерства КНИТУ-КАИ.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ivanov A., Morozov O., Sakhabutdinov A., Kuznetsov A., Nureev I.* // Photonics. 2022. V. 9. P. 754. <https://doi.org/10.3390/photonics9100754>
2. *Shen Z., Jin C., He Q., Zhang Z., Zhao Y.* // IEEE Photonics Journal. 2019. V. 11. P. 5501708. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2019.2922546>
3. *Морозов О.Г., Нуреев И.И., Сахабутдинов А.Ж., Иванов А.А., Папазян С.Г., Василец А.А., Мисбахов Р.Ш.* // Фотон-экспресс. 2019. № 5 (157). С. 16.
4. *Morozov O.G., Aybatov D.L.* // Proc. SPIE Optical Technologies for Telecommunications 2009. Russia, Samara, 2009. V. 7523. P. 75230D. <https://doi.org/10.1117/12.854957>
5. *Morozov O.G.* // Proc. SPIE Optical Technologies for Telecommunications 2011 (OTT 2011). Russia, Kazan, 2011. V. 8410. P. 84100P. <https://doi.org/10.1117/12.923115>
6. *Morozov O.G., Il'in G.I., Morozov G.A.* // Proc. of Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SINKHROINFO). 2017. Russia, Kazan, 2017. P. 1. <https://doi.org/10.1109/SINKHROINFO.2017.7997544>
7. *Sahabutdinov A.J., Morozov O.G., Ivanov A.A., Morozov G.A., Misbakhov R.S., Feofilaktov S.V.* // Proc. of SPIE Optical Technologies in Telecommunications 2017. Russia, Kazan, 2017. V. 10774. P. 107740Y. <https://doi.org/10.1117/12.2318741>
8. *Ivanov A.A., Morozov O.G., Andreev V.A., Kuznetsov A.A., Faskhutdinov L.M.* // Proc. of XI International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT). Ukraine, Kyiv, 2017. P. 427. <https://doi.org/10.1109/ICATT.2017.7972681>
9. *Ivanov A.A., Morozov O.G., Andreev V.A., Morozov G.A., Kuznetsov A.A., Faskhutdinov L.M.* // Proc. of SPIE Optical Technologies for Telecommunications 2016. Russia, Samara, 2016. V. 10342. P. 103421A. <https://doi.org/10.1117/12.2270839>
10. *Morozov O.G., Il'in G.I., Morozov G.A., Nureev I.I., Misbakhov R.S.* // Proc. of SPIE Optical Technologies for Telecommunications 2015. Russia, Ufa, 2015. V. 9807. P. 980711. <https://doi.org/10.1117/12.2231948>
11. *Morozov O.G., Nureev I.I., Morozov G.A., Ivanov A.A., Sakhabutdinov A.Z.* // Proc. of Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO). Russia, Kaliningrad, 2021. P. 1. <https://doi.org/10.1109/SYNCHROINFO51390.2021.9488407>
12. *Sakhabutdinov A.Z., Nureev I.I., Morozov G.A., Ivanov A.A., Tyazhelova A.A.* // Proc. of Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO). 2021. Russia, Kaliningrad, 2021 P. 1. <https://doi.org/10.1109/SYNCHROINFO51390.2021.9488368>
13. *Wei Zhu, Jing Li, Miaoxia Yan, Li Pei, Tigang Ning, Jingjing Zheng, and Jianshuai Wang* // Appl. Opt. 2022. V. 61. P. 10499. <https://doi.org/10.1364/ao.476452>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА

УДК 53.08

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ  
ВОЛОКОННЫМ ДАТЧИКОМ НА ОСНОВЕ БРИЛЛЮЭНОВСКОЙ  
ОПТИЧЕСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ  
С АЛГОРИТМОМ БЛИЖАЙШИХ К-СОСЕДЕЙ (K-NN)<sup>1</sup>© 2023 г. Ahmed Sabri Kadhim Almoosa<sup>a,b,\*</sup>, Mohd Saiful Dzulkefly Zan<sup>a</sup>, Mohd Faisal Ibrahim<sup>a</sup>,  
Norhana Arsad<sup>a</sup>, Mohd Hadri Hafiz Mokhtar<sup>a</sup>, Ahmad Ashrif A. Bakar<sup>a</sup>, Ю. А. Константинов<sup>c,\*\*</sup><sup>a</sup>Department of Electrical, Electronic and Systems Engineering Faculty of Engineering and Built Environment University  
Kebangsaan Malaysia (UKM) Malaysia, 43300, Bangi, Selangor<sup>b</sup>Department of Electronic Technologies Basra Technical Institute, Southern Technical University  
Iraq, 61001, Basra<sup>c</sup>Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

\*e-mail: ahmedsabri1988@gmail.com

\*\*e-mail: yuri.al.konstantinov@ro.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 15.03.2023 г.

Принята к публикации 10.05.2023 г.

Предлагается использовать алгоритм ближайших К-соседей (K-NN) для обработки зондирующих сигналов, полученных на предложенном авторами ранее оптоволоконном датчике бриллюэновской оптической рефлектометрии во временной области (БОРВО) с высоким пространственным разрешением, называемом дифференциальным кросс-спектральным БОРВО (ДКС-БОРВО). Ключевая проблема, связанная с ДКС-БОРВО, заключается в том, что, когда используемая длительность импульса  $T_L$  меньше, чем время жизни фонона (порядка 10 нс), ширина спектра бриллюэновского усиления (СБУ) увеличивается, хотя при этом и уменьшаются искажения спектра. Несмотря на это уменьшение искажений формы спектра, разрешение по бриллюэновскому сдвигу частоты ухудшается из-за расширения бриллюэновского спектра. С другой стороны, в то время как длительность  $T_L$ , превышающая установившееся состояние бриллюэновского сигнала, сужает спектр, возникают боковые лепестки в пределах установившегося состояния, что приводит к ухудшению разрешения по бриллюэновскому сдвигу частоты; это ограничение наблюдается только в ДКС-БОРВО, несмотря на его возможности измерения с высоким пространственным разрешением. В нашей модели мы использовали данные, измеренные экспериментально для волокна длиной около 400 м с оптимизированной последовательностью  $T_L$  в диапазоне температур 40–80°C для получения температурного коэффициента Бриллюэна  $C_T$ . Затем, на этапе обучения, мы построили идеальные СБУ с помощью моделирования с различной шириной линии 50–70 МГц, чтобы обучить модель K-NN с учетом изменения ширины линии из-за разницы в условиях на этапах обучения и тестирования, тем самым сделав ее гибкой для различных условий, в которых находится волокно. На этапе тестирования мы использовали данные, измеренные экспериментально для зондирования волокна длиной около 3.6 км с  $T_L = 60$  нс, чтобы получить распределение температуры. Для случая  $T_L = 60$  нс мы улучшили точность определения температуры, используя K-NN, примерно до 2.77°C. Следовательно, можно сделать вывод, что модель K-NN может быть отличным альтернативным инструментом для обработки СБУ, измеренных ДКС-БОРВО, и получения распределения температуры вдоль волокна.

DOI: 10.31857/S0032816223050270, EDN: LHLMAP

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические дат-

чики на основе бриллюэновского рассеяния широко известны своей способностью контролировать структурное состояние зданий, мостов, плотин и самолетов [1–4]. Бриллюэновская оптическая рефлектометрия во временной области (БОРВО), которая является одной из хорошо известных технологий бриллюэновской сенсорики, может быть

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

использована для регистрации изменений, происходящих в этих структурах. В БОРВО оптический зондирующий импульс вводится в один тор оптоволокну для взаимодействия с тепловым фоном и генерации волны спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Из-за доплеровского сдвига частота спектра спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна смещается на величину бриллюэновского сдвига частоты — около 11 ГГц. Поскольку бриллюэновский сдвиг частоты линейно изменяется с деформацией и температурой, анализ его изменения позволяет измерить степень изменения деформации и температуры в волокне [5, 6].

В обычном БОРВО для генерации спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна используется только один импульс. Это значительно уменьшает отношение сигнал/шум сигнала спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна и делает неточным расчет бриллюэновского сдвига частоты из-за увеличенной ширины бриллюэновского спектра. В то же время увеличение длительности импульса с целью сужения ширины спектра приводит к ухудшению пространственного разрешения. Чтобы преодолеть эти проблемы, в обычном БОРВО были разработаны различные методы достижения разрешения порядка сантиметров с использованием сконструированных последовательностей импульсов вместо одного импульса, а также с использованием специальных методов обработки сигналов [7–10]. Тем не менее эти методы также имеют ограничения с точки зрения точности бриллюэновского сдвига частоты из-за использования обычного метода для его оценки. Лаборатория, где работает часть соавторов, разработала метод ДКС-БОРВО для достижения той же цели [11].

Как отмечено выше, ключевая проблема, связанная с ДКС-БОРВО, заключается в том, что, хотя длительность импульса  $T_L$  менее 10 нс уменьшает спектральные искажения, ширина СБУ увеличивается. Это приводит к ухудшению разрешения по бриллюэновскому сдвигу частоты. В то же время длительность  $T_L$ , превышающая время установившегося бриллюэновского состояния (более 10 нс), способствует сужению спектра, но приводит к появлению боковых лепестков в пределах бриллюэновского стационарного режима. Это в равной степени вызывает ухудшение разрешения по бриллюэновскому сдвигу частоты. В данной модели для извлечения температурного коэффициента Бриллюэна  $C_T$  были использованы данные, полученные экспериментально в диапазоне температур 40–80°C при опросе коротких волокон (длина около 400 м), с импульсом  $T_L$ , оптимизированным до 18 нс. Затем на этапе обучения с помощью моделирования были построены “идеальные” СБУ с различной шириной ли-

нии (50–70 МГц) для обучения модели К-NN, — чтобы учесть изменение ширины линии из-за разницы в условиях на этапах обучения и тестирования. Это сделало модель применимой для различных условий, в которых может находиться волокно. На этапе тестирования были использованы данные, полученные экспериментально для зондирования длинного волокна (протяженность около 3.6 км), с  $T_L = 60$  нс, чтобы получить распределение температуры. Для случая  $T_L = 60$  нс была увеличена точность экстракции температуры из измерений ДКС-БОРВО с использованием К-NN. Следовательно, можно заключить, что этот метод может быть отличным альтернативным инструментом для обработки СБУ, измеренных ДКС-БОРВО, и для получения распределения температуры вдоль волокна.

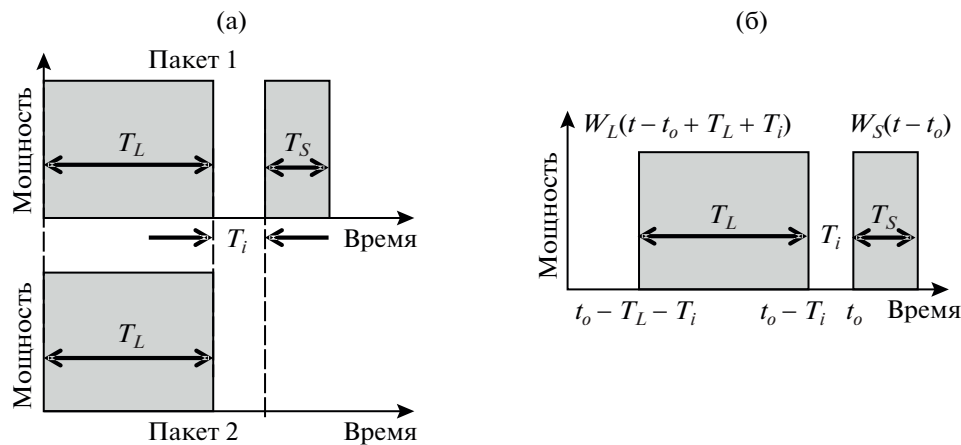
## 2. МЕТОДОЛОГИЯ

### 2.1. ДКС-БОРВО

Метод ДКС-БОРВО предполагает использование двух зондирующих пакетов. Как показано на рис. 1а, первый пакет состоит из длинного импульса протяженностью  $T_L$  и короткого импульса протяженностью  $T_S$ , которые разделены временным интервалом  $T_i$ . Во втором пакете присутствует только длинный импульс  $T_L$ . Выходной сигнал, генерируемый каждым пакетом, подвергается дискретизации двумя оконными функциями, имеющими одинаковую продолжительность времени  $T_L$  и  $T_S$  и разделенными интервалом  $T_i$ . Как показано на рис. 1б, быстрое преобразование Фурье рассчитывается на основе взаимной корреляции между данными, полученными с помощью функций широкого и узкого окон для каждого пакета. Когда  $T_L$  установлено больше, чем время жизни фона, вычисление быстрого преобразования Фурье дает малую ширину спектра Бриллюэна для каждого пакета. Вычитание бриллюэновского спектра, сгенерированного двумя пакетами, приводит к получению нового бриллюэновского спектра в точке вдоль волокна. Окончательный спектр Бриллюэна на коротком участке волокна определяется длительностью короткого импульса  $T_S$ , что приводит к субметровому пространственному разрешению.

### 2.2. Алгоритм ближайших К-соседей (K-NN)

Метод ближайших К-соседей — это легко реализуемый алгоритм, который помогает отслеживать все доступные примеры, а также прогнозировать числовую цель на основе их степени сходства (например, функции расстояния). Статистики применяли К-NN в качестве непараметрического метода оценки и выявления закономерностей более пяти десятилетий, начиная с 1970-х годов [12]. Ре-



**Рис. 1.** а) Форма сигнала пары импульсных пакетов. б) Две оконные функции для выбора фрагмента обратно-рассеянного излучения, измеренного по каждому пакету.

грессию K-NN легко реализовать, взяв среднее числовое целевого значения среди ближайших соседей. Существует альтернативный метод, который берет среднее значение ближайших соседей K и назначает ему вес, обратно пропорциональный расстоянию между ними. Как и классификация K-NN, регрессия K-NN использует функции расстояния, чтобы определить, насколько близко два класса данных должны быть сгруппированы вместе. В табл. 1 приведены типы функций расстояния для измерения расстояния в K-NN [13]. Первые три типа функций допустимы для использования только в отношении непрерывных переменных. Если переменные являются категориальными, в идеале следует использовать расстояние Хэмминга.

Наилучший метод выбора оптимального значения для K состоит в том, чтобы начать с оценки данных. Как правило, высокое значение K означает большую точность, так как оно “смягчает” общий шум. Компромисс, однако, заключается в том, что края пространства признаков должны быть более заметными. Ранее перекрестная проверка служила еще одним методом расшифровки хорошего значения K путем проверки значения K с использованием другого набора данных. Большинство наборов данных лучше всего работает с десятью или более значениями K. Это дает результаты, которые намного лучше, чем результаты K-NN. Для извлечения температурного профиля из СБУ, измеренных БОРВО, используется алгоритм K-NN. Этапы обучения и тестирования K-NN для извлечения информации о температуре из СБУ показаны на рис. 2.

На этапе обучения мы провели эксперимент на установке ДКС-БОРВО, который объясняется в следующем разделе. Как показано на рис. 3, общая длина волокна составляла около 400 м. Мы разделили волокно на две части. Первые

220 м волокна выдерживались при комнатной температуре около 26°C, а второй отрезок длиной около 180 м был помещен в водяной тракт с повышением температуры от 40 до 80°C с шагом 5 °C.

На рис. 4 показано распределение бриллюэновского сдвига частоты для 400-метрового оптоволоконного датчика в случае  $T_L = 18$  нс. Как видно, его величины для первых 220 м составляют около 10870 МГц, а для последних 180 м этот параметр увеличился на 5 значений, поскольку волокно было помещено в водяной тракт, а температура изменилась на 5°C. Также видно, что флуктуации и боковые лепестки очень малы. Это объясняет причину, по которой мы использовали случай 18 нс при построении идеального СБУ.

Спектры Бриллюэна для  $T_L = 18, 60$  нс после обработки по методике ДКС-БОРВО показаны на рис. 5. Для случая  $T_L = 18$  нс мы наблюдали более малую ширину бриллюэновского спектра.

**Таблица 1.** Типы функций расстояния, используемые в методе K-NN

| Функция расстояния | Математическое выражение                            |
|--------------------|-----------------------------------------------------|
| Евклидова          | $\sqrt{\sum_{i=1}^k (x_i - y_i)^2}$                 |
| “Манхэттен”        | $\sum_{i=1}^k  (x_i - y_i) $                        |
| Минковского        | $\left( \sum_{i=1}^k ( x_i - y_i )^q \right)^{1/q}$ |
| Хэмминга           | $D_H = \sum_{i=1}^k  (x_i - y_i) $                  |

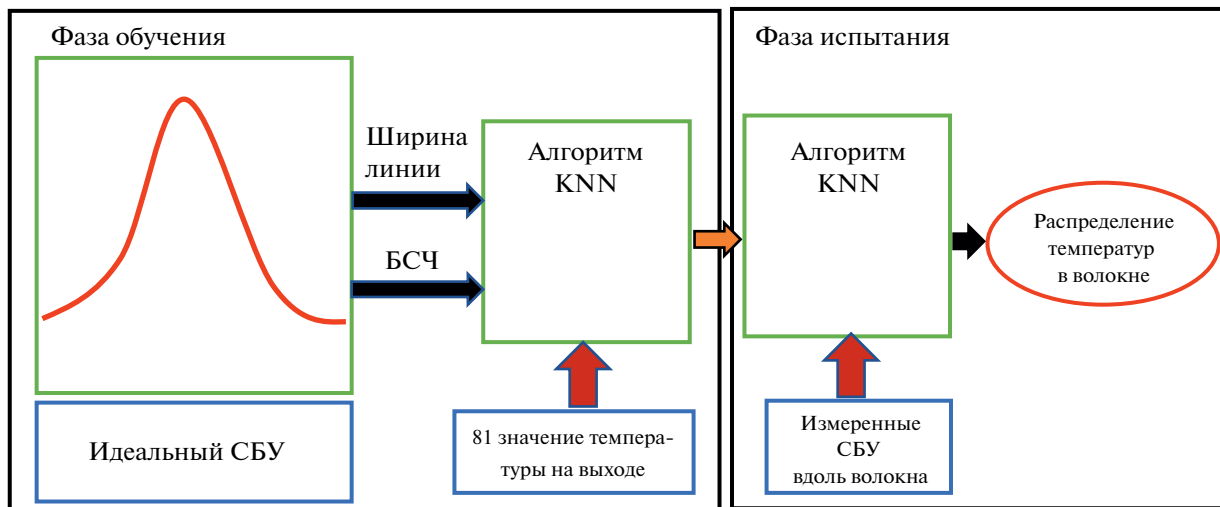


Рис. 2. Предлагаемая модель для извлечения распределения температуры вдоль волокна с использованием алгоритма K-NN.

Была измерена полная ширина на полувысоте (FWHM), она составила 65 МГц. Кроме того, искажение формы спектра для случая  $T_L = 18$  нс, по-видимому, пренебрежимо мало. Это свидетельствует о лучшем результате, чем другие методы БОРВО [5]. Однако для случая  $T_L = 60$  нс форма спектра искажается по мере уменьшения ширины спектра. Кроме того, с обеих сторон основного спектра появляются боковые лепестки с высокой амплитудой. Поскольку эти боковые лепестки появляются вблизи ширины линии спонтанного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна, их амплитуды вызывают искажение формы спектра.

Идеальные СБУ для обучения методом K-NN получают с использованием функции Лоренца [14]

$$g(\nu) = \frac{g_B}{1 + \left[ (\nu - \nu_B) / \left( \frac{\Delta\nu_B}{2} \right) \right]^2}, \quad (1)$$

где  $\nu_B$  – бриллюэновский сдвиг частоты,  $\Delta\nu_B$  – ширина линии, а  $g_B$  – пиковое значение спектра. Бриллюэновские сдвиги частоты идеальных СБУ определяются с использованием температурного коэффициента (угла наклона) и их значений при

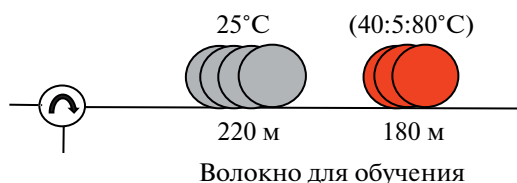
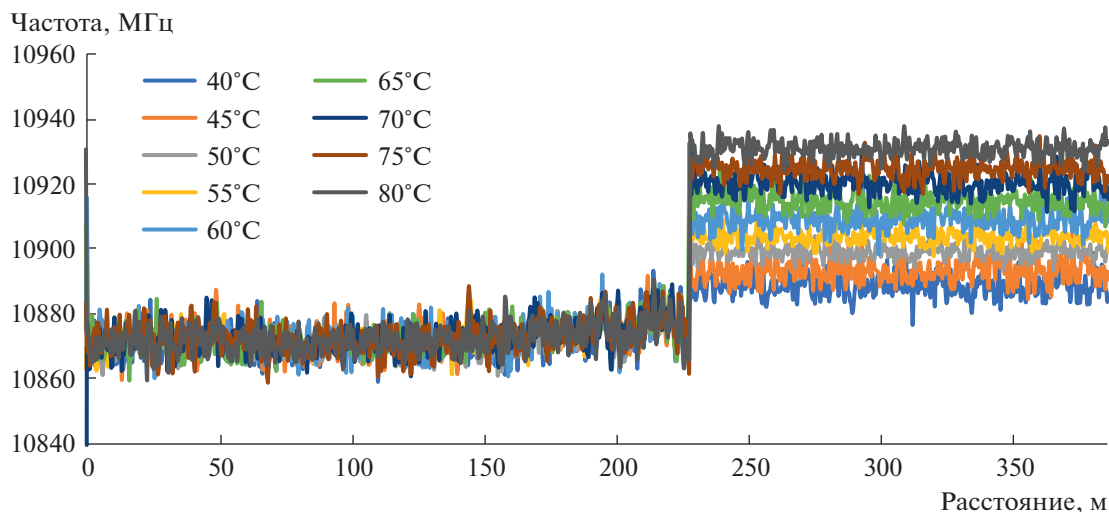


Рис. 3. Волоконный датчик длиной 400 м для обучения.

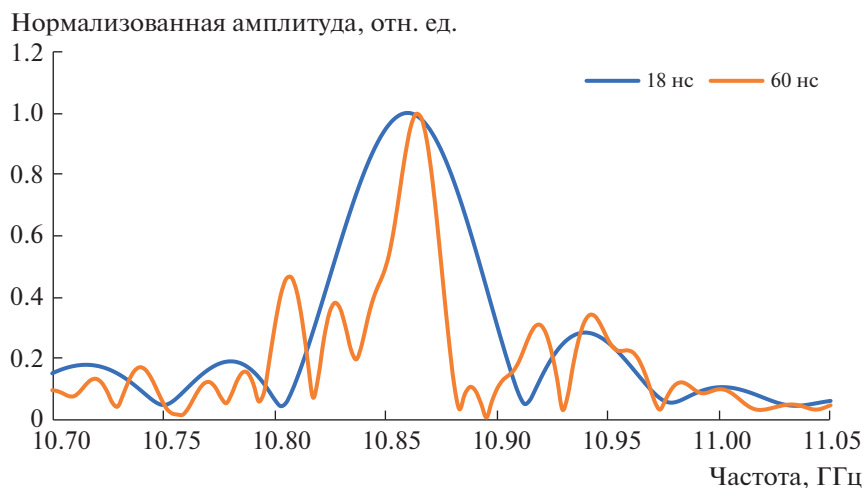
25°C (показано на рис. 6) в диапазоне температур от 10 до 90°C с шагом 1°C. Для каждой температуры существует несколько СБУ одного и того же бриллюэновского сдвига частоты, но с разной шириной линии, варьирующейся от 50 до 70 МГц с шагом 1 МГц. Диапазон ширин линии выбирается с учетом практического изменения ширины линии СБУ, получаемого из измерений БОРВО. Таким образом, у нас есть  $81 \times 21$  идеальных температурных СБУ-пар для обучения K-NN. Диапазон частот в уравнении (1) составляет от 10.60 ГГц до 11.05 ГГц, что совпадает с диапазоном сканирования частоты в эксперименте, который равен 2.44140625 МГц.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Конфигурация ДКС-БОРВО показана на рис. 7. Длительность короткого импульса  $T_S$  составляла 4 нс для достижения разрешения 40 см. Для анализа влияния  $T_L$  на производительность ДКС-БОРВО длительность  $T_L$  была взята равной двум значениям – 18 и 60 нс, а интервал между импульсами ( $T_i$ ) составлял 2 нс, здесь учитываются соответственно время жизни фононов и время фронта импульса сигнала. Схема экспериментальной системы такая же, как у обычного БОРВО, за исключением обработки сигнала и конфигурации импульсных пакетов. Оптический импульс генерировался с помощью модулятора Маха–Цендера. Для генерации сигнала на частоте биений за счет взаимодействия бриллюэновского обратного рассеяния света и локального излучения в спектральной области центра полосы частот сбалансированного фотодиода частота пакета импульсов с длиной волны 1.55 мкм была смещена вверх модулятором типа SSBM. Пико-



**Рис. 4.** Распределение бриллюэновского сдвига частоты (БСЧ) для 400-метрового оптоволоконного датчика в случае длительности импульса  $T_L = 18$  нс.



**Рис. 5.** Спектры Бриллюэна для  $T_L = 18$  нс и 60 нс.

вая мощность сигнала оптического пакета, вводимого в исследуемое оптическое волокно, составляла 600 мВт. Затем частотные компоненты всего обратного бриллюэновского рассеяния одновременно регистрировались с помощью балансного фотодетектора. Полученный сигнал подвергался дискретизации цифровым осциллографом, и к дискретным данным применялось быстрое преобразование Фурье для анализа спектра Бриллюэна. Форма сигнала обратно-рассеянного излучения измерялась 20000 раз для каждого из двух импульсных пакетов, показанных на рис. 1. Исследуемое волокно представляет собой одномодовое волокно (ITU-T G650-2) длиной около 3.6 км. Оно было исследовано при комнатной температуре 25°C, а отрезок волокна длиной око-

ло 5 м был размещен в водяной термостатической бане с температурой 72°C.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 8 показано распределение температуры вдоль волокна длиной 3.6 км в случае  $T_L = 18$  нс. Хорошо видно, что распределение температуры около 25°C указывает на то, что волокно подвергалось воздействию комнатной температуры, за исключением дальнего конца волокна; температура на 5-метровом волокне составляет около 72°C. В целом, можно четко различить разницу температур между обогреваемыми и необогреваемыми участками. Анализ пространственных фронтов нарастания и убывания нагретого

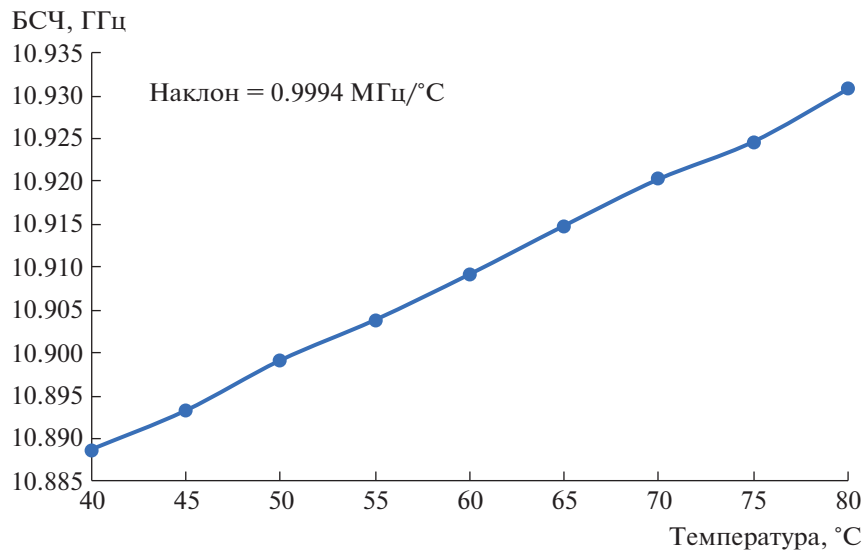


Рис. 6. Взаимосвязь между бриллюэновским сдвигом частоты и температурой при  $T_0 = 25^\circ\text{C}$ ,  $\nu_0 = 10.873$  ГГц.

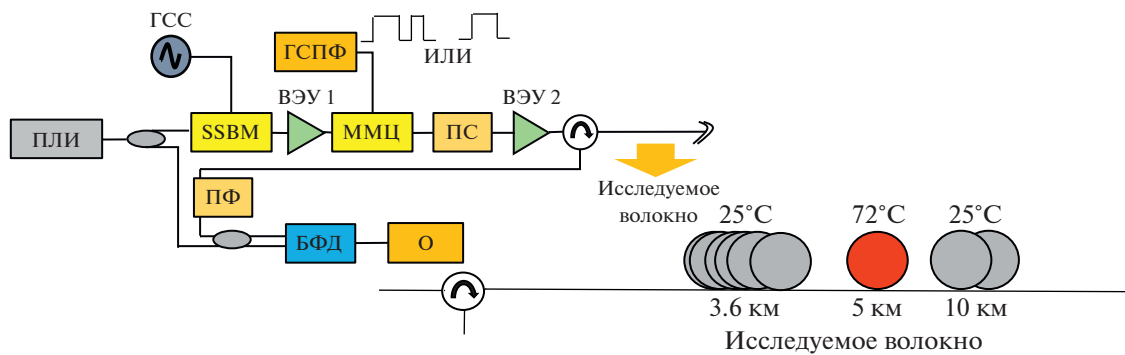


Рис. 7. Схема установки ДКС-БОРВО: ГСПФ – генератор сигналов произвольной формы, БФД – сбалансированный фотодиод, ПФ – полосовой фильтр, ВЭУ – волоконный эрбиевый усилитель, ММЦ – модулятор Маха–Цендера, О – осциллограф, ПС – поляризационный скремблер, SSBM – однополосный модулятор, ГСС – генератор синтезированных сигналов, ПЛИ – перестраиваемый лазерный источник.

участка волокна, а также длины нагретого участка успешно подтверждает пространственное разрешение в 40 см, что соответствует использованию  $T_S = 4$  нс.

На рис. 9 показано распределение температуры на дальнем конце тестового волокна длиной 3.6 км для случая  $T_L = 60$  нс. В отличие от рис. 8, на дальнем конце волокна трудно наблюдать рост температуры, а значит, невозможно точно определить место нагрева волокна. Это связано с появлением боковых лепестков в окрестности ширины бриллюэновской линии для случая  $T_L = 60$  нс, показанного на рис. 5, что привело к ошибке в оценке температуры. Погрешность измерения температуры достигала  $30.67^\circ\text{C}$ . Кроме того, повышение температуры на участке волокна длиной 5 м было наблюдать затруднительно.

Также невозможно точно подтвердить пространственное разрешение простым анализом пространственных передних и задних фронтов нагретого участка волокна и длины нагретого участка.

На рис. 10 показано распределение температуры вдоль исследуемого волокна длиной 3.6 км при использовании модели K-NN. На дальнем конце волокна мы заметили, что предложенная модель улучшила распределение температуры. Значительно уменьшилась флуктуация распределения температуры вдоль волокна; мы получили точность определения температуры  $2.77^\circ\text{C}$ . Это подтверждает улучшение точности экстракции температуры по сравнению с наблюдаемой на рис. 9. Кроме того, на дальнем конце волокна отчетливо видно повышение температуры. Наконец, пространственное разрешение 40 см было

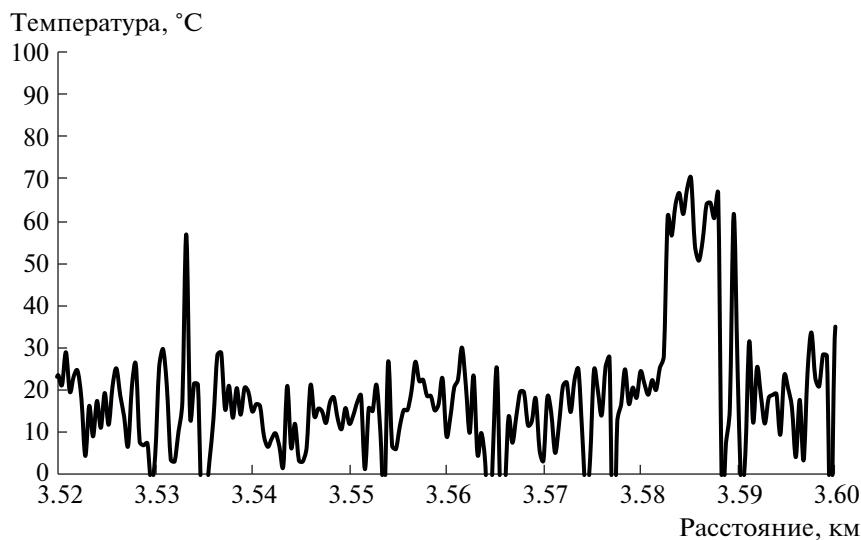


Рис. 8. Распределение температуры на дальнем конце волокна длиной 3.6 км для случая  $T_L = 18$  нс.

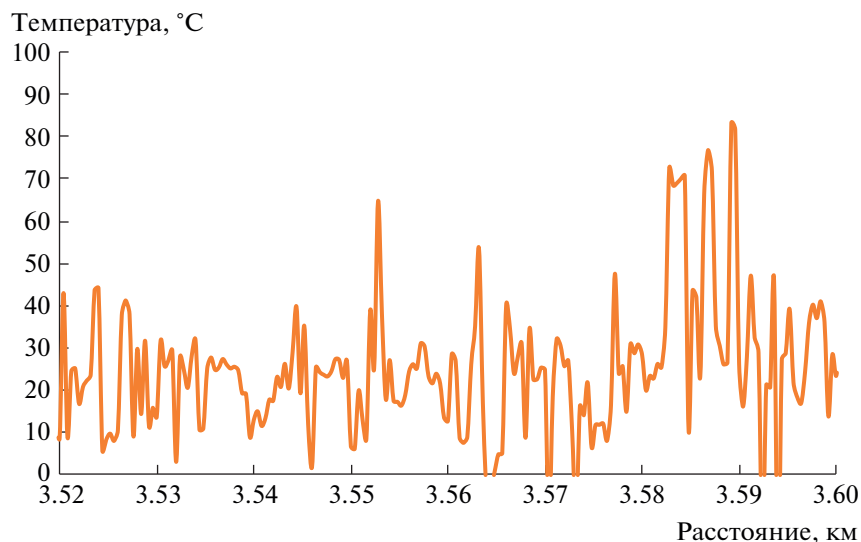


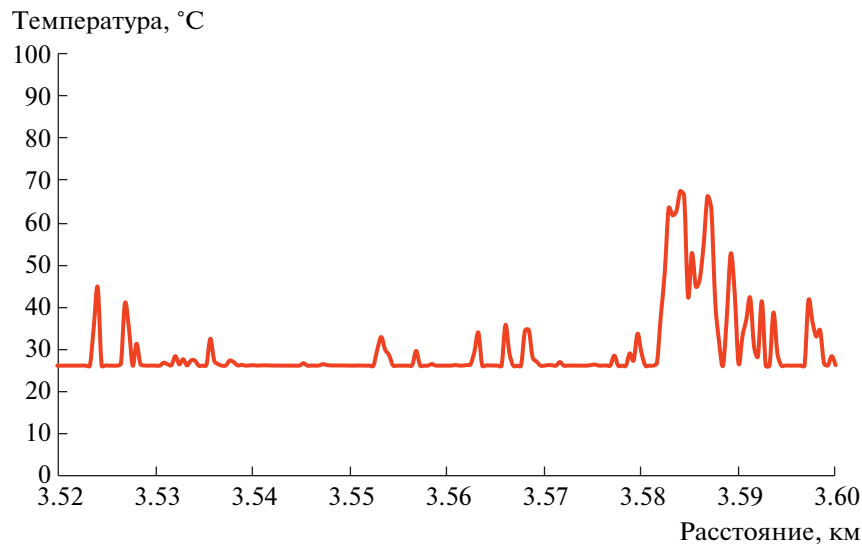
Рис. 9. Распределение температуры на дальнем конце волокна длиной 3.6 км для случая  $T_L = 60$  нс.

успешно подтверждено анализом восходящего фронта участка нагретого волокна.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Было показано, что модель ближайших К-соседей (K-NN) успешно улучшила измерение распределения температуры для случая  $T_L = 60$  нс в датчике ДКС-БОРВО. На этапе обучения мы провели эксперимент для датчика с коротким волокном (длина около 400 м), чтобы извлечь температурный коэффициент  $C_T$ , который позже использовался для построения идеальных бриллюэновских спектров. Затем мы построили идеальный СБУ на основе лоренцевского спектра усиления

для различных ширин линии в диапазоне от 50 до 70 МГц и для диапазона температур от 10 до 90°C с шагом по температуре 1°C. Таким образом, у нас было  $81 \times 21$  СБУ-температурных пар. И идеальные СБУ, и связанные с ними температуры, которые использовались для обучения K-NN, были нормализованы, чтобы иметь значения от 0 до 1. Именно метод K-NN лучше работает с нормализованными данными. Прежде чем использоваться для извлечения температуры, метод K-NN должен быть сначала обучен расшифровке структуры СБУ и соответствующим им температурам. После того, как модель K-NN полностью обучена, информация о температуре извлекается напрямую. Хорошо видно, что K-NN обеспечивает более вы-



**Рис. 10.** Распределение температуры на дальнем конце волокна длиной 3.6 км для случая  $T_L = 60$  нс после применения модели К-NN.

сокую точность и демонстрирует большую устойчивость к шуму измерений. Кроме того, после обучения К-NN было получено достаточно короткое время обработки с использованием этой модели, оно составляет около 0.1 с. Исходя из этого предварительного результата, мы считаем, что К-NN является потенциальным альтернативным методом для получения данных о температуре из СБУ, измеренных методом БОРВО.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Раздел 1 подготовлен в рамках государственного задания АААА-А19-119042590085-2

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bai Q., Wang Q., Wang D., Wang Y., Gao Y., Zhang H., Zhang M., Jin B // *Sensors*. 2019. V. 19. P. 1862. <https://doi.org/10.3390/s19081862>
2. Bao X., Chen L. // *Sensors*. 2012. V. 12. P. 8601. <https://doi.org/10.3390/s120708601>
3. Hartog A.H. An introduction to distributed optical fibre sensors. CRC press. 2017. <https://doi.org/10.1201/9781315119014>
4. Almoosa A.S.K., Hamzah A.E., Zan M.S.D., Ibrahim M.F., Arsad N., Elgaud M.M. // *Opt. Fiber Technol.* 2022. V. 70. P. 102860. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2022.102860>
5. Zan M.S.D. et al. // *Opt. Fiber Technol.* 2022. V. 72. P. 102977. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2022.102977>
6. Zan M. et al. // *J. Physics: Conference Series* 2021. V. 1892. P. 012034. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1892/1/012034>
7. Koyamada Y., Sakairi Y., Takeuchi N., Adachi S. // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2007. V. 19. P. 1910. <https://doi.org/10.1109/LPT.2007.908651>
8. Nishiguchi K.I., Li C.-H., Guzik A., Kishida K. // *Sensors*. 2014. V. 14. P. 4731. <https://doi.org/10.3390/s140304731>
9. Horiguchi T., Masui Y., Zan M.S.D. // *Sensors*. 2019. V. 19. P. 1497. <https://doi.org/10.3390/s19071497>
10. Shibata R., Kasahara H., Elias L.P., Horiguchi T. // *IE-ICE Electron. Express*. 2017. P. 14.20170267. <https://doi.org/10.1587/elex.14.20170267>
11. Zan M.S.D., Masui Y., Horiguchi T. // In 2018 IEEE 7th International Conference on Photonics (ICP). 2018. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICP.2018.8533208>
12. Bansal M., Goyal A., Choudhary A. // *Decision Analytics J.* 2022. V. 3. P. 100071. <https://doi.org/10.1016/j.dajour.2022.100071>
13. Chaplot N., Dhyani P., Rishi O. // *Inter. J. Comput. Sci., Engin. & Technol.* 2013. V. 1. P. 12. Corpus ID: 173168717
14. Nordin N.D., Zan M.S.D., Abdullah F. // *Opt. Fiber Technol.* 2020. V. 58. P. 102298. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102298>

МОДИФИКАЦИЯ МЕТОДА ОБРАТНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ  
ДЛЯ ТОЧНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО  
СДВИГА ЧАСТОТЫ<sup>1</sup>© 2023 г. Ф. Л. Барков<sup>а,\*</sup>, Ю. А. Константинов<sup>а</sup><sup>а</sup>Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН  
Россия, 614990, Пермь, ул. Ленина, 13а

\*e-mail: fbarkov@pstu.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 30.03.2023 г.

Принята к публикации 02.04.2023 г.

Представлен улучшенный метод извлечения бриллюэновского сдвига частоты при постобработке заданного спектра бриллюэновского усиления. Модификация метода позволила расширить границы его применимости в область зашумленных спектров с отношением сигнал/шум ниже 0 дБ. Модифицированный метод может быть успешно использован в распределенных волоконно-оптических датчиках, работающих на принципе рассеяния Бриллюэна, особенно в длинных сенсорных линиях.

DOI: 10.31857/S003281622305004X, EDN: ZIMKSH

## ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические датчики находят все большее применение в различных областях науки и техники. Значимую роль играют датчики на основе бриллюэновского рассеяния. Поскольку бриллюэновское рассеяние представляет собой неупругий эффект взаимодействия фотонов с акустическими колебаниями решетки — фононами, изменение энергии фотона напрямую связано с энергией фонона. Бриллюэновский сдвиг частоты (БСЧ) фотона  $\nu_b$  задается соотношением  $\nu_b = 2nv/\lambda$ , где  $n$  — показатель преломления,  $v$  — скорость звука продольной акустической волны,  $\lambda$  — длина волны в вакууме. Как показатель преломления, так и скорость звука зависят от внешних воздействий, например температуры и деформации, поэтому определение БСЧ может дать информацию о величине этих воздействий вдоль волокна.

Различают спонтанное и вынужденное бриллюэновское рассеяние. Спонтанное рассеяние происходит на термически активированных фононах, которые имеются в волокне при любой ненулевой температуре. При вынужденном рассеянии роль играют фононы, искусственно создаваемые за счет эффекта электрострикции (изменения плот-

ности материала под действием сильного электромагнитного поля). Для создания таких фононов в волокно с разных концов запускаются две оптические волны разной частоты.

На спонтанном рассеянии работают бриллюэновские рефлектометры временной области, на вынужденном — бриллюэновские анализаторы временной области.

Поскольку вынужденное рассеяние имеет примерно на два порядка большую мощность, в основном применяются бриллюэновские анализаторы временной области, особенно при большой длине измеряемой линии. В волокно с одного конца запускается непрерывная зондирующая оптическая волна с частотой  $\nu$ , с другого — импульсная волна накачки с большей частотой —  $\nu + \Delta\nu$ . Интенсивность перекачки мощности из волны накачки (а следовательно, и мощность, регистрируемая фотоприемником) зависит от соотношения разности частот  $\Delta\nu$  и БСЧ  $\nu_b$ . Теоретическая зависимость логарифмического коэффициента усиления от разности частот описывается функцией Лоренца:  $g(\Delta\nu) = g_B(\Delta/2)^2/((\Delta/2)^2 + (\Delta\nu - \nu_b)^2)$ , где  $g$  — логарифмический коэффициент усиления,  $g_B$  — пиковый коэффициент усиления,  $\Delta$  — ширина линии. Максимум достигается при  $\Delta\nu = \nu_b$ . Меняя частоту накачки, получают экспериментальный спектр бриллюэновского усиления пробной волны.

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

Существует и другой подход [1], при котором волна накачки — непрерывная, а пробная волна — импульсная. Принцип действия совершенно аналогичен, только спектральное сканирование осуществляется по частоте пробной волны, а результатом является спектр бриллюэновского поглощения волны накачки. Несомненным плюсом такого подхода является большая мощность полезного отклика (поскольку при этой схеме именно в волну накачки закачивается большая часть мощности).

Для типового волокна характерными значениями являются: БСЧ = 11 ГГц,  $\Delta = 30\text{--}40$  МГц, чувствительность БСЧ к температуре — 1 МГц/К, к деформации —  $40\text{--}50$  МГц/(1000 мк). Таким образом, точность извлечения БСЧ из спектра бриллюэновского усиления или поглощения напрямую влияет на точность датчика. Например, для измерения температуры с точностью 1 К необходимо определить БСЧ с погрешностью не более 1 МГц.

В целом, независимо от используемого алгоритма, ошибка определения БСЧ обратно пропорциональна отношению сигнал/шум (ОСШ) имеющегося спектра, пропорциональна корню квадратному из шага сканирования по частоте и корню квадратному из ширины бриллюэновского спектра [2]. Уменьшение шага сканирования, равно как и накопление сигнала (очевидным образом приводящее к повышению ОСШ), ведет к повышению точности датчика, но в то же время уменьшает его быстродействие. Поэтому основными направлениями развития бриллюэновской рефлектометрии временной области являются повышение ОСШ не за счет накопления [3–6] и поиск новых алгоритмов извлечения БСЧ.

Используемые алгоритмы можно разбить на три большие группы.

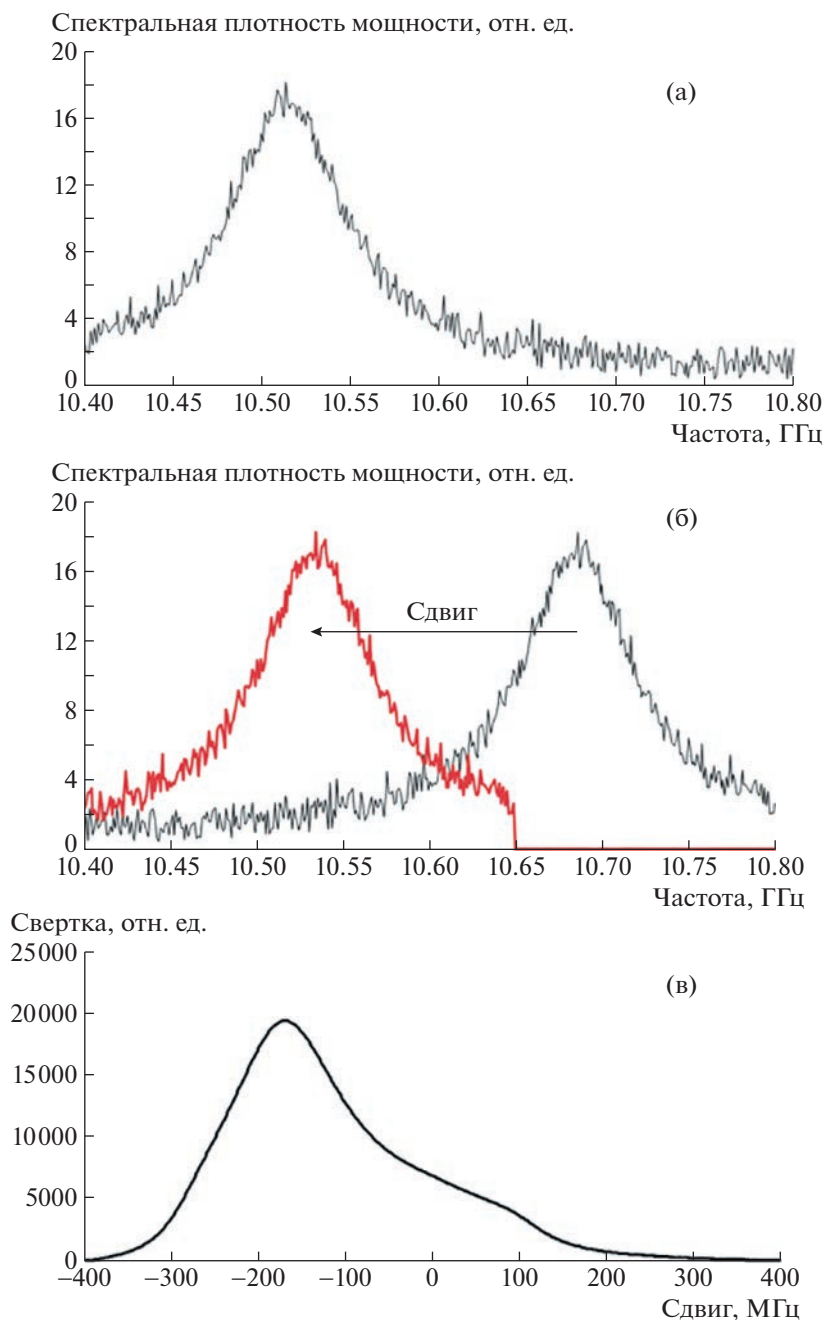
1. Реконструкция спектра [7–10]. Обычно используется аппроксимация спектра функцией Лоренца. Параметры функции — координата центра, ширина на полувысоте и амплитуда — определяются на основе исходных точек спектра. Для рассматриваемой задачи поиска БСЧ достаточно определения одной только координаты центра. Стоит отметить, что алгоритмы реконструкции постоянно оптимизируются с точки зрения как скорости, так и точности определения параметров. Большинство коммерческих рефлектометров и анализаторов оснащены именно такими встроенными алгоритмами.

2. Корреляционные методы [11, 12]. Обычно они представляют собой вычисление взаимно-корреляционной функции заданного спектра и некоторых эталонных спектров. БСЧ определяется тем, с каким из эталонных спектров было достигнуто максимальное значение взаимно-корреляционной функции.

3. Методы машинного обучения (нейросетевые алгоритмы) [13–18]. На этапе обучения система ищет связи между какими-то характеристиками спектров и БСЧ, а на этапе измерения определяет БСЧ по характеристикам заданного спектра, используя найденные связи. Либо сразу ищется связь между характеристиками спектра и измеряемыми физическими величинами (например, температурой или деформацией), а БСЧ как “промежуточное звено” может быть вообще исключен из рассмотрения.

Несколько лет назад авторами данной работы был предложен метод обратной корреляции (МОК) [19]. Суть метода состоит в отражении имеющегося спектра относительно центральной частоты просканированного диапазона и поиске такого сдвига отраженного спектра относительно изначального, при котором пики этих двух спектров максимально наложатся друг на друга. Например, если в исходном спектре максимум находится ровно на центральной частоте, то и в отраженном спектре он будет там же, соответственно оптимальный сдвиг равен нулю. А если в исходном спектре максимум находится на  $1/4$  расстояния от левой границы спектра, то в отраженном он будет находиться уже на  $1/4$  расстояния от правой границы, и оптимальный сдвиг будет равен  $1/2$  спектра. Во всех деталях метод описан в [19]. Оказалось, что, несмотря на всю свою простоту, МОК дает отличные результаты при низких значениях ОСШ и может даже превосходить методы реконструкции лоренцевского спектра, причем выигрыш от использования МОК при низких ОСШ тем больше, чем больше точек в спектре (т.е. чем меньше шаг сканирования при заданном полном диапазоне). Объяснялось это тем, что значение свертки двух случайных (шумовых) величин при повышении мелкости разбиения растёт пропорционально  $\sqrt{N}$ , где  $N$  — количество точек разбиения, а значение свертки сигналов пропорционально  $N$ .

Пример работы МОК приведен на рис. 1. На рис. 1а показан исходный спектр (спектральная плотность мощности выражена в условных единицах), а на рис. 1б — отраженный (справа) и отраженный сдвинутый (слева) спектры. Величина сдвига варьируется от  $-400$  до  $+400$  МГц, поскольку диапазон сканирования по частоте составляет именно 400 МГц. На рис. 1в приведена зависимость свертки исходного и отраженного сдвинутого спектров от величины сдвига. Максимум свертки приходится на значение  $-170$  МГц. Таким образом, определенное с помощью МОК положение максимума бриллюэновского пика составляет  $10600 + (-170/2) = 10515$  МГц, здесь 10600 МГц — центральная частота в диапазоне сканирования, а  $-170$  МГц нужно делить пополам по той причине, что при сдвиге исходного спек-



**Рис. 1.** Иллюстрация работы МОК: **а** — исходный спектр (спектральная плотность мощности выражена в условных единицах); **б** — отраженный несдвинутый (справа) и отраженный сдвинутый (слева) спектры; **в** — корреляционная кривая — зависимость значения свертки от величины сдвига.

тра вправо (влево) отраженный спектр сдвигается ровно на ту же величину влево (вправо). Точное значение максимума бриллюэновского пика для спектра на рис. 1, где использовался сгенерированный с известными параметрами спектр, составляет 10513.8 МГц. Таким образом, в данном примере ошибка определения максимума составила 1.2 МГц.

Позднее в работе [20] были предприняты попытки совместного применения МОК с нейросе-

тевыми методами и с методами реконструкции спектра. Совместное применение с методами реконструкции спектра не дало каких-либо значимых результатов, а последовательное применение МОК и нейросетевого алгоритма на основе обобщенной линейной модели позволило добиться уменьшения ошибки в определении БСЧ на 0.4–1.6 МГц в зависимости от ОСШ.

По приведенной выше классификации МОК логично отнести к корреляционным методам,

хоть никакие эталонные спектры при этом и не используются.

В данной работе исследуются возможности усовершенствования МОК с целью его потенциального применения при обработке спектров с еще более низкими ОСШ.

## МЕТОДОЛОГИЯ

Несмотря на название “метод обратной корреляции”, в [19] для поиска оптимального сдвига отраженного спектра относительно исходного использовался поиск максимума не корреляции, а свертки двух сигналов. Действительно, коэффициент корреляции по Пирсону двух дискретно-заданных сигналов  $F_1$  и  $F_2$  равен [21]

$$r = \frac{\langle F_1 F_2 \rangle - \langle F_1 \rangle \langle F_2 \rangle}{\sigma_{F_1} \sigma_{F_2}},$$

где  $\langle \rangle$  – оператор усреднения, а  $\sigma$  – дисперсии соответствующих сигналов.

При сдвиге меняется только  $\langle F_1 F_2 \rangle$ , поэтому максимум коэффициента  $r$  должен совпадать с максимумом  $\langle F_1 F_2 \rangle$ , а значит, и с максимумом  $\sum F_1^i F_2^i$ , где суммирование производится по всем точкам. Выражение  $\sum F_1^i F_2^i$  и представляет собой свертку сигналов.

Однако следует отметить, что при сдвиге сигнал  $F_2$  может выйти за границы области определения. Например, пусть сигнал  $F_1$  состоит из 400 значений с индексами от 1 до 400. Отраженный несдвинутый сигнал состоит из тех же 400 точек в обратной последовательности:  $F_2^i = F_1^{400-i}$ . При сдвиге на 10 точек влево  $F_2^{11}$  перейдет в  $F_2^1$ ,  $F_2^{12}$  – в  $F_2^2$  и т.д., вплоть до перехода  $F_2^{400}$  в  $F_2^{390}$ . Но самые левые точки  $F_2^1 - F_2^{10}$  никуда не переходят, а точкам  $F_2^{391} - F_2^{400}$  нет соответствия в несдвинутом сигнале. Для того чтобы размерности  $F_1$  и  $F_2$  совпадали, недостающие значения сдвинутого отраженного сигнала (в рассматриваемом примере это точки с  $F_2^{391}$  по  $F_2^{400}$ ) в [19] заполнялись нулями.

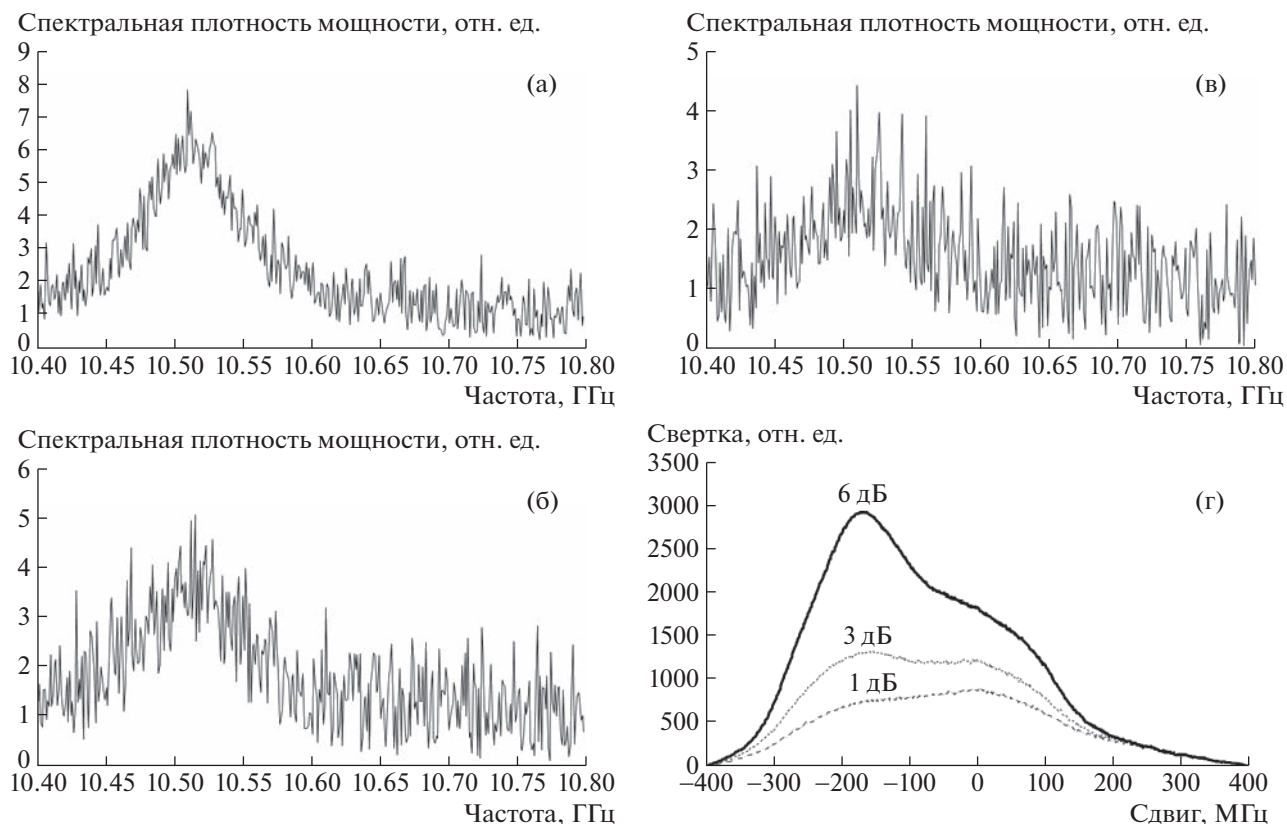
Строго говоря, при такой процедуре  $\langle F_2 \rangle$  начинает зависеть от сдвига (чем больше сдвиг, тем больше ненулевых изначальных элементов заменено на нулевые), и вышеприведенные доводы в пользу того, что максимум свертки совпадает с максимумом корреляции, теряют силу. Отсюда возник первый (I) подход: проверить, как поведет себя метод при замене поиска максимума свертки на поиск максимума корреляции по Пирсону.

Впоследствии дополнительно выяснилось, что при обработке реальных спектров с очень низким

ОСШ возникает еще одна проблема. В [19] авторы с ней не столкнулись, поскольку там при моделировании бралась шумовая компонента, равномерно распределенная в диапазоне  $[-\text{Ш}_{\text{макс}}, \text{Ш}_{\text{макс}}]$ , где  $\text{Ш}_{\text{макс}}$  – максимальное значение шума, т.е. среднее значение шума было равно нулю. В реальных же спектрах значения спектральной плотности мощности не могут быть отрицательными, вдобавок статистический анализ показал, что шум распределен по нормальному, а не равномерному закону.

На рис. 2 представлены корреляционные кривые зависимости свертки от сдвига для различных ОСШ при обработке сигнала с ненулевым средним шумом. Для непрерывного исходного спектра, не содержащего шума и определенного во всем частотном диапазоне  $[0, \infty)$ , корреляционная кривая должна представлять собой идеальную функцию Лоренца с шириной, равной двойной ширине исходного спектра (подробный вывод этого соотношения приведен, например, в работе [20]). В реальности же, во-первых, имеется не весь спектр, а лишь его часть, попавшая в диапазон сканирования по частоте (из-за чего и приходится добавлять нулевые элементы по краям при сдвиге), во-вторых, спектр не непрерывен, а дискретен, и в-третьих, он содержит ненулевой шум. Все эти факторы приводят к отклонению реальной корреляционной кривой от идеальной функции Лоренца. Но если при умеренных ОСШ замена недостающих элементов нулями приводит лишь к излому кривой и никак не влияет на поиск максимума, то при очень низких ОСШ картина кардинальным образом меняется (см. рис. 2). Теперь максимум свертки вообще никак не зависит от положения сигнала, а всегда соответствует нулевому сдвигу (кривая для ОСШ = 1 дБ на рис. 2г). Этот факт достаточно просто объясняется. Вклад от произведений полезных сигналов достаточно мал из-за низкого ОСШ, а “паразитный” вклад из-за произведений шумовых составляющих тем больше, чем меньше искусственно введенных нулевых значений сигнала  $F_2$ . При нулевом сдвиге таких нулевых значений нет вовсе, и свертка имеет максимальное значение. Соответственно МОК в том виде, как представлено в [19], полностью теряет работоспособность.

Однако если бы замена недостающих элементов осуществлялась не нулями, а средним значением шума в изначальном спектре, то свертки от слабо сдвинутых сигналов перестали бы заведомо выигрывать по значению у свертки от сильно сдвинутых сигналов. В таком случае влияние вклада от произведения недостающих элементов (с  $F_2^{391}$  по  $F_2^{400}$  в выше рассмотренном примере) на соответствующие элементы  $F_1$  будет примерно таким же (с точностью до статистической погрешности), как и вклад от других шумовых элемен-



**Рис. 2.** Эволюция корреляционной кривой при уменьшении ОСШ: а–в — исходные спектры с одинаковым положением максимума, но убывающим ОСШ: 6 дБ (а), 3 дБ (б), 1 дБ (в); г — соответствующие корреляционные кривые.

тов. Или же, что абсолютно эквивалентно, можно из начального сигнала вычестить средний шум и потом уже применять алгоритм, использованный в [19]. В этом состоит второй подход (II) (рис. 3) — работать не с исходным спектром, а с предварительно обработанным, из которого уже вычтен средний шум. Конечно, такой сигнал выглядит немного необычным с точки зрения физики — спектральная плотность мощности принимает отрицательные значения в определенных точках, зато дополнение нулями при сдвиге не приводит к сильному изменению сигнала.

Пример, приведенный на рис. 3, демонстрирует эффективность такого подхода. Максимум корреляционной кривой после предварительной обработки спектра больше не приходится на нулевой сдвиг, он вернулся туда, где находился при высоких ОСШ.

Задачу определения среднего шума при этом предлагается решить следующим образом. Ширина лоренцевского пика в спектре бриллюэновского рассеяния примерно известна, соответственно известно количество точек, в которых полезный сигнал имеет большое значение. Исключив из рассмотрения, скажем, вдвое-втрое большее количество точек в исходном спектре с наибольшими значениями и усреднив значение спектральной плотности мощности по остав-

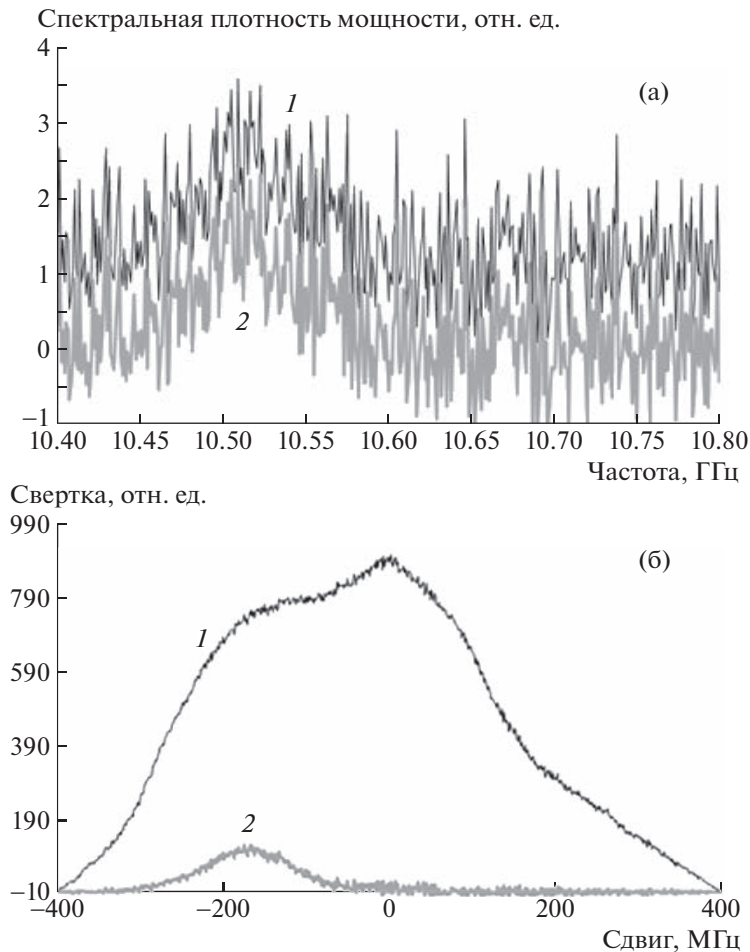
шимся, мы и получим средний шум. При этом не имеет значения, что оставшиеся точки могут не составлять непрерывного диапазона (после исключения наибольших элементов могут остаться точки из области полезного сигнала и, наоборот, не остаться из области шума), поскольку не имеет значения, отбросили мы точку из шумовой области или точку с таким же значением из области сигнала. Данный алгоритм был проверен на сгенерированных спектрах с разным ОСШ и дал отличные результаты при исключении как вдвое, так и втрое большего количества точек, чем ширина лоренцевского пика.

Наконец, третий подход (III) заключается в том, чтобы объединить два предыдущих: работать с предварительно обработанным спектром и искать максимум корреляции.

Все три подхода апробировались следующим образом.

1. Задавалось определенное ОСШ.

2. Генерировалось 1000 спектров с заданным ОСШ и случайным положением максимума бриллюэновского рассеяния. Шумовая компонента имела ненулевое среднее значение и распределена по нормальному закону.



**Рис. 3.** Иллюстрация работы модифицированного по подходу II МОК: **а** — исходный (1) и обработанный путем вычитания среднего шума (2) спектры; **б** — корреляционные кривые, полученные при обработке исходного (1) и обработанного (2) спектров.

3. Для каждого из 1000 спектров всеми тремя новыми методами, а также старым методом из работы [19] определялось значение частоты бриллюэновского пика.

4. Проводилось усреднение модуля невязки между найденным и сгенерированным значением частоты бриллюэновского пика для каждого из методов.

5. Процедура повторялась для других ОСШ.

Все моделирование проводилось с помощью специально разработанного авторами программного обеспечения, модифицированного по сравнению с программным обеспечением, использованным при получении результатов, изложенных в работе [19]. Использовался объектно-ориентированный код на языке C#.

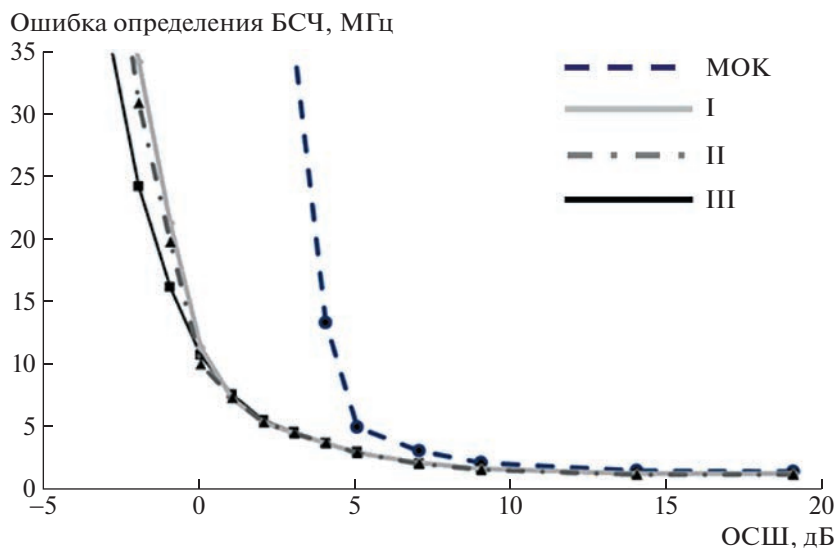
## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 4 представлены полученные зависимости усредненной ошибки определения БСЧ от ОСШ при следующих параметрах исходного

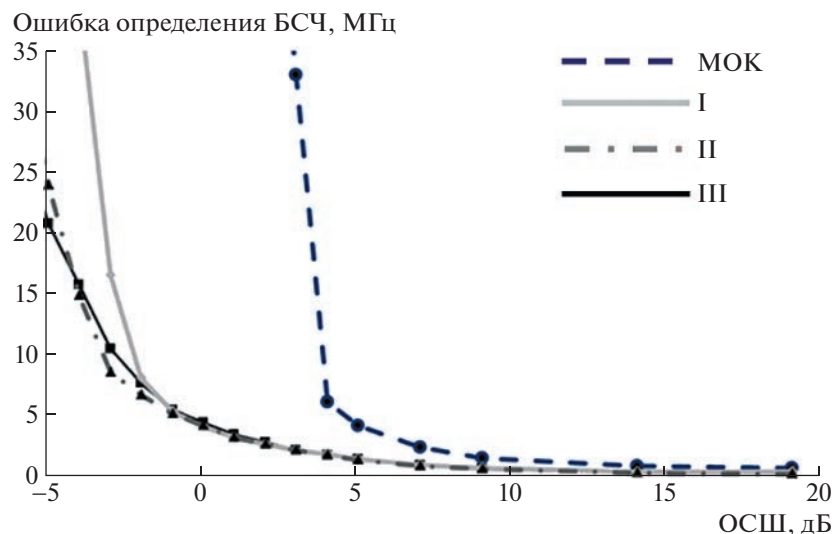
спектра: диапазон сканирования по частоте 10400–10800 МГц, шаг сканирования 4 МГц (т.е. спектр состоит из 100 точек), полуширина бриллюэновского спектра 40 МГц, пик бриллюэновского рассеяния имеет случайное значение в диапазоне 10450–10750 МГц.

Видно, что обычный МОК утрачивает работоспособность, начиная примерно с ОСШ, равного 5 дБ, в то время как все три его модификации в этот момент дают еще приемлемую точность определения БСЧ. Выигрыш в диапазоне ОСШ составляет порядка 5 дБ.

Не наблюдается существенного различия в результатах всех трех модификаций. Авторы объясняют это тем, что любой из подходов (I или II) устраняет проблему, связанную с заменой ненулевых шумовых точек на нулевые. Это обусловлено тем, что при подходе II сигнал вообще не искажается при замене, а при подходе I падение свертки сигналов при замене ненулевых точек на нулевые компенсируется пропорциональным из-



**Рис. 4.** Зависимость усредненной ошибки определения БСЧ при диапазоне сканирования 400 МГц и шаге сканирования 4 МГц для МОК [19] и его модификаций I–III.



**Рис. 5.** Зависимость усредненной ошибки определения БСЧ при диапазоне сканирования 400 МГц и шаге сканирования 0.5 МГц для МОК [19] и его модификаций I–III.

менением  $\langle F_2 \rangle$ . Соответственно подход III дополнительного выигрыша в точности уже не дает.

Рис. 5 содержит аналогичные результаты, но при шаге сканирования 0.5 МГц (800 точек в спектре).

Результаты аналогичны результатам предыдущего эксперимента, однако выигрыш в диапазоне ОСШ значительно больше, т.е. модифицированные методы продолжают давать приемлемый результат, даже в области отрицательных ОСШ.

Необходимо отметить, что дополнительного выигрыша в ОСШ по сравнению с результатами, представленными в работе [19], не получено. Однако результаты из работы [19] получены только на спектрах с нулевым средним значением шума, а при обработке реальных спектров точность

обычного МОК значительно падает, модифицированные же методы работают при любом шуме.

В заключение стоит дать ответ на вопрос — какая же из представленных модификаций МОК наиболее эффективна? С точки зрения количества арифметических операций оптимален подход II, поскольку для вычисления свертки сигналов требуется меньше операций, чем для вычисления корреляции по Пирсону. Однако вычислительные затраты всех методов сравнительно небольшие (например, весь расчет данных для рис. 4 занимает менее 5 мин на бюджетном офисном компьютере), поэтому логично пользоваться наиболее простым подходом I, тем более что в этом случае не требуется вычисления среднего значения шума.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были изучены варианты модификации МОК для обработки полученных в экспериментах спектров с ненулевым средним шумом. Полученные с помощью моделирования результаты свидетельствуют о том, что модифицированный метод продолжает быть эффективным в области низких ОСШ, где обычный МОК, описанный в работе [19], уже перестает работать. Выигрыш в диапазоне ОСШ может составлять несколько децибел и зависит от количества точек в спектре: чем больше точек, тем больше выигрыш.

Поскольку корреляционные кривые в модифицированном методе лишены изломов, характерных для обычного МОК [19], в дальнейшем планируется скомбинировать модифицированный метод с методом реконструкции лоренцевского спектра. Возможно, это позволит корректно извлекать БСЧ из спектров с еще более низким ОСШ: нижняя кривая на рис. 4б имеет значительно более высокое ОСШ, чем нижняя кривая на рис. 4а, следовательно, и лоренцевская реконструкция формы должна дать лучшие результаты. Как уже отмечалось, попытки встроить в цепочку методов обработки обычный МОК не принесли значительных улучшений [20].

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания № АААА-А19-119042590085-2.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.И. Кривошееву за плодотворные дискуссии и А.Р. Давыдову за помощь в проведении статистических вычислений при выявлении закона распределения шумовой компоненты спектров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bao X., Webb D.J., Jackson D.A. // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 1561.  
<https://doi.org/10.1364/OL.18.001561>
2. Soto M.A., Thévenaz L. // Opt. Express. 2013. V. 21. P. 31347.  
<https://doi.org/10.1364/OE.21.031347>
3. Feng C., Preussler S., Kadum J., Schneider T. // Sensors. 2019. V. 19. P. 2878.  
<https://doi.org/10.3390/s19132878>
4. Li C., Lu Y., Zhang X., Wang F. // Electron. Lett. 2012. V. 48. № 18. P. 1139.  
<https://doi.org/10.1049/el.2012.1248>
5. Urricelqui J., Sagues M., Loayssa A. // Opt. Express. 2014. V. 22. № 15. P. 18195.  
<https://doi.org/10.1364/OE.22.018195>
6. Zhou F., Gan J., Lv H., Cui L. // IOP Conf. Ser. Earth Environ. Sci. 2018. V. 189. P. 032026.  
<https://doi.org/10.1088/1755-1315/189/3/032026>
7. Feng C., Lu X., Preussler S., Schneider T. // J. Light. Technol. 2019. V. 37. P. 5231.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2930919>
8. Li C., Li Y. // Proc. of the 2009 5th International Conference on Wireless Communications, Networking and Mobile Computing Beijing, China. 2009. P. 24.  
<https://doi.org/10.1109/WICOM.2009.5303692>
9. Yan Z., Zhong S., Lin L., Cui Z. // Mathematics. 2021. V. 9. P. 2176.  
<https://doi.org/10.3390/math9172176>
10. Amini K., Rostami F. // J. Comput. Appl. Math. 2015. V. 288. P. 341.  
<https://doi.org/10.1016/j.cam.2015.04.040>
11. Horiguchi T., Masui Y., Zan M. // Sensors. 2019. V. 19. P. 1497.  
<https://doi.org/10.3390/s19071497>
12. Farahani M.A., Castillo-Guerra E., Colpitts B.G. // Opt. Lett. 2011. V. 36. P. 4275.  
<https://doi.org/10.1364/OL.36.004275>
13. Ruiz-Lombera R., Fuentes A., Rodriguez-Cobo L., Lopez-Higuera J.M., Mirapeix J. // J. Light. Technol. 2018. V. 36. P. 2114.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2805362>
14. Lalam N., Venketeswaran A., Lu P., Buric M.P. Probabilistic deep neural network based signal processing for Brillouin gain and phase spectrums of vector BOTDA system // Optical Interconnects XXI / Eds. H. Schröder, R.T. Chen, WA, USA, Bellingham: SPIE, 2021. V. 11692. P. 1169213.  
<https://doi.org/10.1117/12.2578509>
15. Wu H., Wan Y., Tang M., Chen Y., Zhao C., Liao R., Chang Y., Fu S., Shu P.P., Li D. // J. Light. Technol. 2019. V. 37. P. 2648.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2018.2876909>
16. Karapanagiotis C., Wosniok A., Hicke K., Krebber K. // Sensors. 2021. V. 21. P. 2724.  
<https://doi.org/10.3390/s21082724>
17. Nordin N.D., Zan M.S.D., Abdullah F. // Photonics. 2020. V. 7. P. 79.  
<https://doi.org/10.3390/photonics7040079>
18. Nordin N.D., Zan M.S.D., Abdullah F. // Opt. Fiber Technol. 2020. V. 58. P. 102298.  
<https://doi.org/10.1016/j.yofte.2020.102298>
19. Barkov F.L., Konstantinov Y.A., Krivosheev A.I. // Fibers. 2020. V. 8. P. 60.  
<https://doi.org/10.3390/fib8090060>
20. Nordin N.D., Abdullah F., Zan M.S.D., Bakar A.A., Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 2677.  
<https://doi.org/10.3390/s22072677>
21. Konstantinov Yu.A., Kryukov I.I., Pervadchuk V.P., Toroshin A.Yu. // Quantum Electronics. 2009. V. 39 № 11. P. 1068.  
<https://doi.org/10.1070/QE2009v039n11ABEH014171>

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.08

# СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ РЕГИСТРИРУЕМОГО ОПТИЧЕСКИМ РЕФЛЕКТОМЕТРОМ ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ ОБРАТНО-РАССЕЯННОГО РЭЛЕЕВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ ДВУХКАСКАДНОГО ЭРБИЕВОГО УСИЛЕНИЯ<sup>1</sup>

© 2023 г. М. Е. Белокрылов<sup>a,\*</sup>, Д. Клод<sup>a</sup>, Ю. А. Константинов<sup>a</sup>, П. В. Карнаушкин<sup>a,b</sup>,  
К. А. Овчинников<sup>c</sup>, В. В. Криштоп<sup>b,c,d</sup>, Д. Г. Гилев<sup>b,c</sup>, Ф. Л. Барков<sup>a</sup>, Р. С. Пономарев<sup>a,b</sup>

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

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

<sup>c</sup>Пермская научно-производственная приборостроительная компания  
Россия, 614007, Пермь, ул. 25 Октября, 106

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

\*e-mail: belokrylovme@gmail.com

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 05.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Описываются простые меры по повышению отношения сигнал/шум показаний оптического рефлектометра частотной области (OFDR). После применения двухкаскадного оптического усиления обратно-рассеянного сигнала, а также устранения источника паразитных отражений удалось добиться увеличения отношения сигнал/шум рефлектограммы частотной области с 8 дБ до 19 дБ. Данная техника может быть применена в волоконно-оптической сенсорике и метрологии волоконно-оптических и интегрально-оптических элементов.

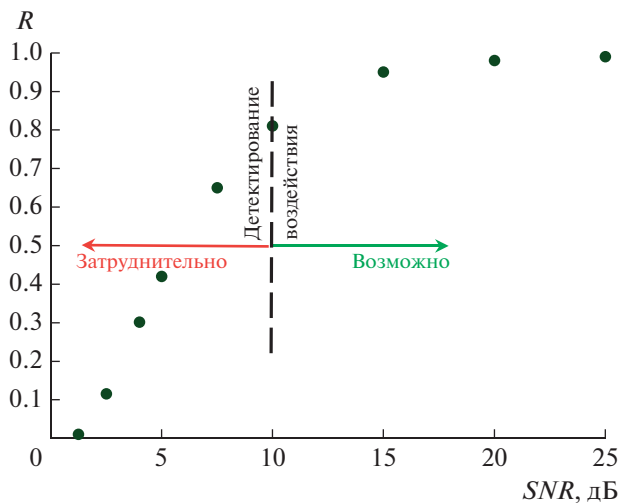
DOI: 10.31857/S0032816223050178, EDN: ZUWZBO

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Волоконно-оптические сенсоры достаточно плотно вошли в нашу жизнь [1–3]. Весомую их долю представляют рефлектометрические системы разного вида [4–8]. Улучшение параметров рэлеевских рефлектометров частотной области (optical frequency domain reflectometer, OFDR) для исследования таких элементов, как специальные оптические волокна и интегрально-оптические схемы с высоким пространственным разрешением, является важной задачей распределенной волоконно-оптической метрологии и сенсорики [9, 10]. На основе рефлектометров частотной области функционирует внушительное количество распределенных систем измерения деформации и температуры, применяемых в мониторинге состояния конструкций, устройств, объектов инфраструктуры, транспортных средств.

Существуют два основных способа измерения влияния температуры и деформации на обратно-рассеянное излучение в частотной области. Первый из них предусматривает выполнение прямого и обратного преобразований Фурье с последующим вычислением взаимно-корреляционной функции между данными, полученными в невозмущенном состоянии и при физическом воздействии на сенсор [11]. Второй способ основан на исследовании влияния внешних воздействий на фазовый спектр сигнала OFDR [12]. Оба этих метода подвержены влиянию фазовых шумов и шумов интенсивности, ограничивающих их предельные характеристики по пространственному разрешению и предельному измеряемому расстоянию. Методам борьбы с фазовыми шумами посвящено довольно большое количество исследований, предлагающих различные методы их компенсации при постобработке сигнала [13]. Шумы интенсивности же, по сути, определяются уровнем выходной мощности перестраиваемого лазера, его стабильностью и качеством используемых в схеме компонентов: фотоприемников, аналого-

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).



**Рис. 1.** Зависимость максимального значения пика взаимно-корреляционной функции обратных спектров сигналов, полученных для нагруженного состояния и состояния покоя. Адаптировано из работы [11].

цифровых преобразователей и оптических элементов системы. Таким образом, борьба с шумом интенсивности подразумевает увеличение отношения сигнал/шум ( $SNR$ ) регистрируемого сигнала.

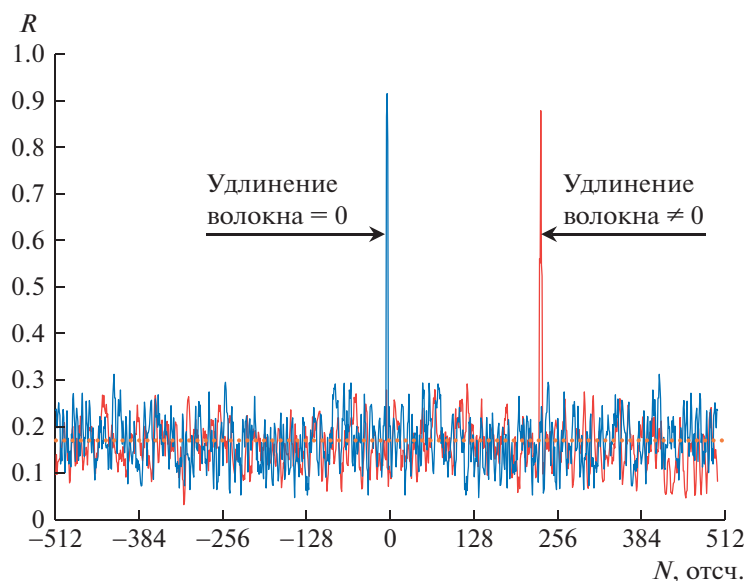
В работе [11] было проведено численное моделирование зависимости коэффициента корреляции последовательных измерений от отношения сигнал/шум. На рис. 1 показана зависимость коэффициента корреляции пика взаимно-корреляционной функции обратных спектров сигналов,

полученных для двух последовательных измерений. Показано, что при  $SNR < 10$  дБ происходит резкий спад коэффициента корреляции. Чем выше коэффициент корреляции, тем четче выделяется корреляционный пик (рис. 2) и тем точнее локализуется его частотная координата, а значит, точнее определяется частотный сдвиг, вызванный внешними воздействиями, и пересчитанные из него температура и деформация.

Современные системы рэлеевских OFDR демонстрируют значения  $SNR$  до 20 дБ, однако с увеличением измеряемой длины линии или при наличии в линии оптических компонентов, вносящих существенные потери в сигнал, повышение отношения сигнал/шум является важной задачей улучшения параметров частотных рефлектометров и расширения области их применения.

Определение  $SNR$  рефлектограммы частотной области представлено на рис. 3. Как можно заметить, в конце линии длиной 25 км  $SNR$  составляет 15 дБ, этого достаточно для сенсорных применений. Однако несложно оценить, что удлинение линии на 30 км типовым одномодовым телекоммуникационным волокном приведет к снижению коэффициента корреляции ввиду низкого (менее 10 дБ) значения  $SNR$ .

В данной работе предлагается эффективный способ увеличения отношения сигнал/шум получаемых данных обратного рассеяния при помощи двухкаскадного эрбиевого усиления получаемого сигнала и прочих простых программно-аппаратных мер.



**Рис. 2.** Пример взаимно-корреляционной функции обратных спектров сигналов, полученных для нагруженного состояния и состояния покоя. Адаптировано из работ [11, 13].

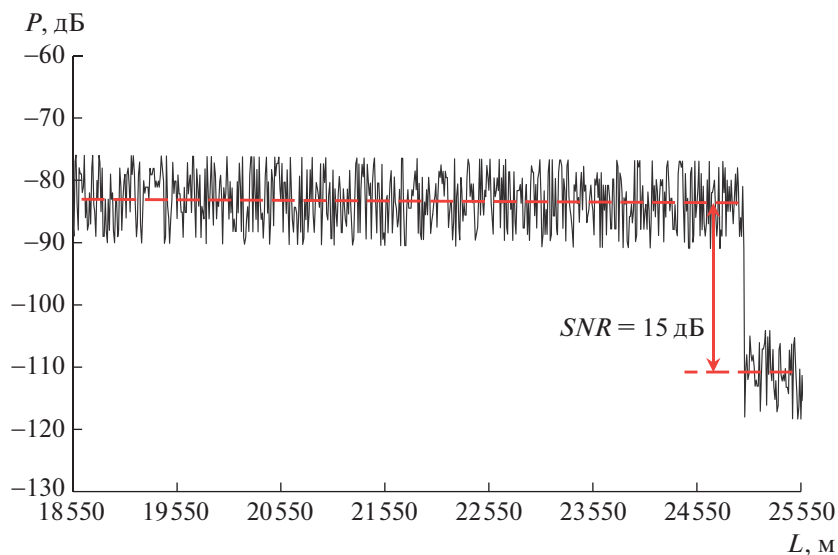


Рис. 3. Определение  $SNR$  рефлектограммы частотной области. Адаптировано из работы [11].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

Главным элементом экспериментального стенда (рис. 4, 5) является сканирующий по частоте узкополосный лазер Keysight 81606A (1), осуществляющий циклическое линейное перестроение длины волны излучения с 1530 до 1570 нм со скоростью 200 нм/с. Излучение, пройдя волоконный выход лазера, попадает на оптический изолятор Thorlabs-IO-N-1550 Fiber Isolator (2), который обеспечивает защиту излучателя от обратных отражений внутри схемы. Далее излучение делится каплером AFR 1 × 2 Coupler 1/99-1530-1570 (3) на две компоненты: 99% оптической мощности направляются в основной интерферометр, 1% – во вспомогательный. Основной интерферометр состоит из двух делителей, 8 и 10, и циркулятора 9, обеспечивающих интерференцию исходного излучения с рассеянным на заданной длине волны. Один из делителей в интерферометре PNPPK99.1-0.1-1550 (8), разветвляющий схему на прямую и обратные ветви, имеет соотношение разделяемых оптических мощностей 99.9% к 0.1%. Это необходимо для того, чтобы компоненты излучения, интерферирующие на другом делителе, имели близкие друг к другу оптические мощности (рзлеевская компонента обратного рассеяния изначально менее интенсивна, чем прямая). Вспомогательный интерферометр необходим для отслеживания функции перестройки длины волны (поскольку практически во всех лазерах данная перестройка по факту не является строго линейной) и для компенсации фазовых шумов. В одном из плеч основного интерферометра были установлены аттенуатор Thorlabs VOA50 (5) и контроллер поляризации Thorlabs FPC564 (6), предназначенный для устранения эффекта поля-

ризационных замираний. Второе плечо вспомогательного интерферометра было удлинено линией задержки, реализованной на оптическом волокне Corning SMF28e.

Детектирование сигнала основного интерферометра осуществлялось фотодетектором Femto HSA-S-200 (12), регистрация показаний вспомогательного интерферометра проводилась при помощи фотоприемника Thorlabs PDA05CF2 (13), оцифровка всех сигналов осуществлялась при помощи цифрового осциллографа Tektronix DPO7254 (14) на частоте 20 МГц, частота биений вспомогательного интерферометра составила 6 МГц. Обработка сигнала осуществлялась на персональном компьютере (15). Сенсорный элемент длиной 10 м представлял собой фрагмент одномодового изотропного оптического волокна марки SMF28e (16), уложенного в лабораторию бухтой. К выходному торцу исследуемого образца было приварено дуговой сваркой 0.5 м бессердцевинного оптического волокна 17, чтобы избежать сильного френелевского отражения в конце линии. На первом шаге регистрации данных осуществлялась без предварительного усиления 19. После обработки сигнала, которая будет рассмотрена в следующем разделе, было принято решение осуществить двухкаскадное усиление регистрируемого излучения при помощи эрбиевого предусилителя Amonics AEDFA-PA-35 (11). Поскольку на данной стадии движения изучения по схеме интерференция уже фактически произошла в каплере 10, данный сигнал не имеет серьезных требований по когерентности. В некоторых экспериментах для достижения более высоких частот дискретизации получаемых сигналов, а также прямого детектирования состояния поляризации и фазы сигнала вместо эле-

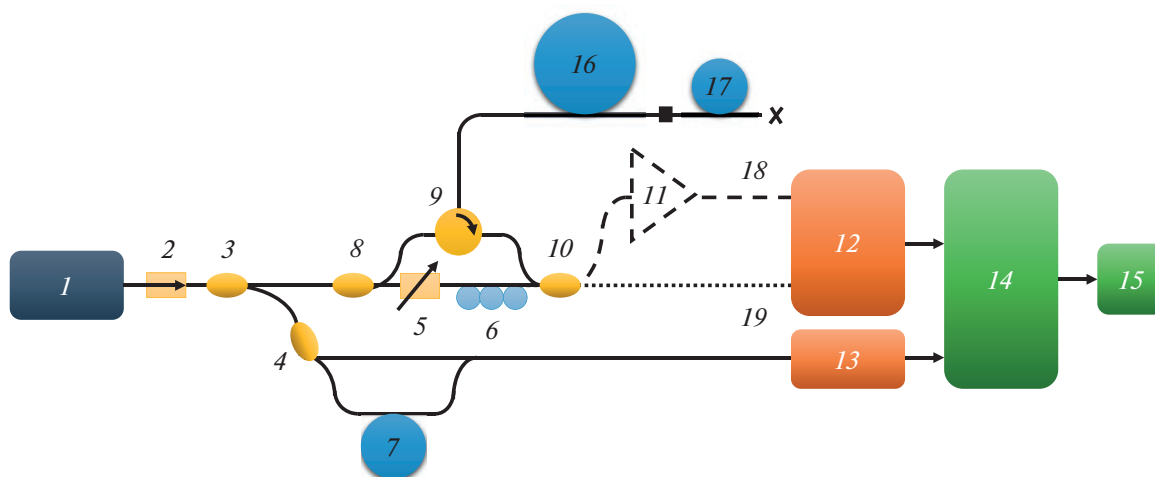


Рис. 4. Схема рефлектометра частотной области.



Рис. 5. Внешний вид экспериментального стенда.

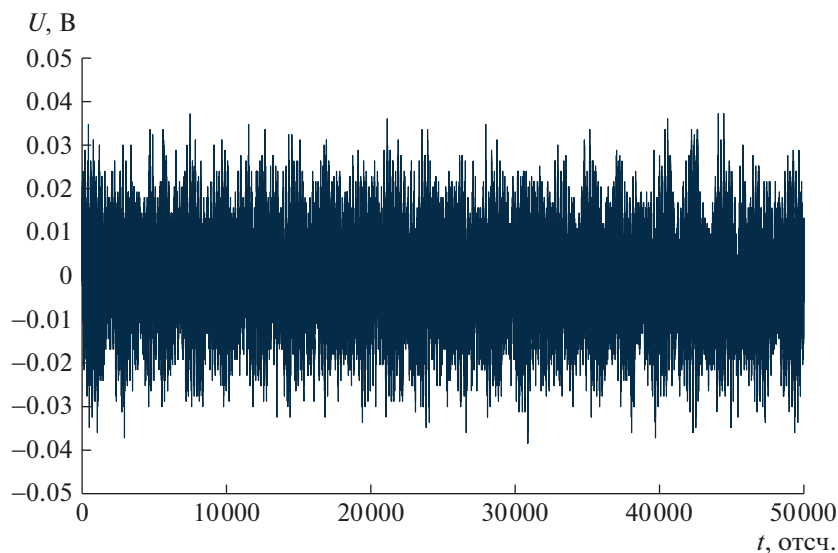
ментов схемы 10, 11 и 12 использовался гибридный детектор Keyang Photonics KY-ICR-1G-FA.

### 3. РАБОТА СХЕМЫ БЕЗ ДВУХКАСКАДНОГО ОПТИЧЕСКОГО УСИЛИТЕЛЯ

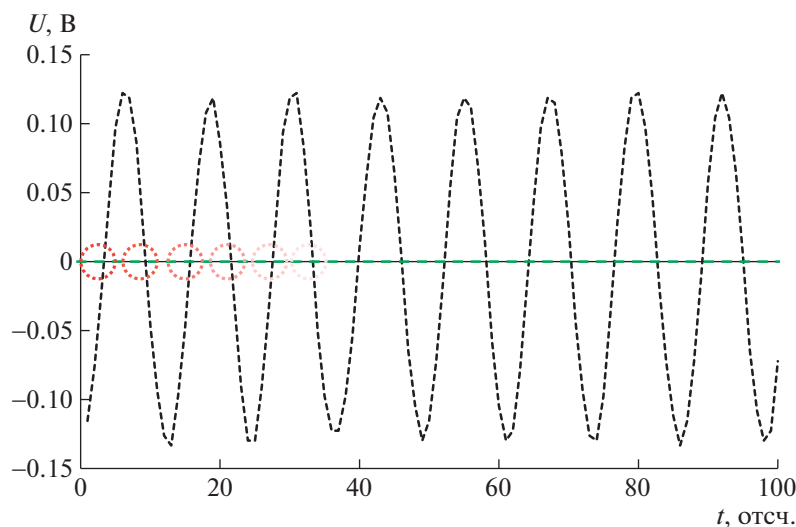
На рис. 6–8 показаны получаемые на установке данные без оптического усиления детектируемого сигнала. Рисунок 6 демонстрирует исходный сигнал, зарегистрированный детектором основного интерферометра (элементы схемы 5, 6, 8, 9, 10, 12, 19). По оси абсцисс — время (с), по оси ординат — напряжение (В), выдаваемое фотодетектором основного интерферометра после электрического предусиления. Фотодетектор фиксировал прямую (основную) часть перестройки лазера

— вверх по длине волны излучения. Обратный ход исключался из расчетов. Синхронизация приемной и передающей частей была осуществлена подачей триггерного сигнала с выхода лазера на отдельный канал осциллографа.

Классический подход OFDR требует осуществления дискретного быстрого преобразования Фурье полученных данных. Однако нелинейность перестройки лазера существенно искажает сигнал, и перед преобразованием Фурье необходимо осуществить равночастотную передискретизацию данных. На рис. 7 представлен сигнал вспомогательного интерферометра. Эти данные использовались для пересчета значений интенсивности излучения, регистрируемой основным измерительным каналом. Для этого из вспомогательного сигнала использовались только те от-



**Рис. 6.** Полученные с основного интерферометра данные (до компенсации нелинейности перестройки лазера). Напряжение  $U$  на фотодетекторе прямо пропорционально регистрируемой интенсивности оптического сигнала.



**Рис. 7.** Сигнал вспомогательного интерферометра. Напряжение  $U$  на фотодетекторе прямо пропорционально регистрируемой интенсивности оптического сигнала.

счета, значения которых были ближе всего к нулевым и для которых гарантируется равный прирост фазы (в области пересечения функцией нулевого значения), как это было показано в работах [14, 15]. По этим значениям переформировывался массив данных с основного интерферометра. Такая процедура называется в литературе методом ZCT (zero-crossing trigger). Также существует более совершенная ее модификация — метод равночастотной дискретизации (equal frequency resampling, EFR), подразумевающая передискретизацию сигнала равномерным шагом прироста частоты излучения.

Результат быстрого преобразования Фурье полученных таким образом данных представлен на рис. 8. По оси абсцисс отложена длина волокна (проградуированная в частотах интерференционного биения основного интерферометра, Гц), ось ординат представлена в децибелах (дБ). На рисунке крупно показан выходной торец волокна. Крупное, пологое событие (серый график) — anomalно протяженное отражение от границы раздела сред кварц/воздух (до подварки бессердцевинного волокна в исходном состоянии без обработки). Два резких пика в его центре — отражающее событие после обработки методом ZCT (оранжевый гра-

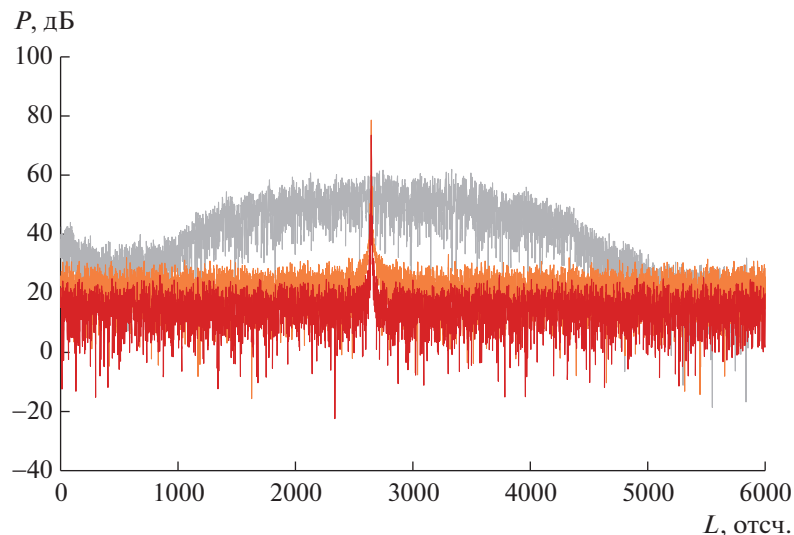


Рис. 8. Полученные данные до процедур прореживания и после них.

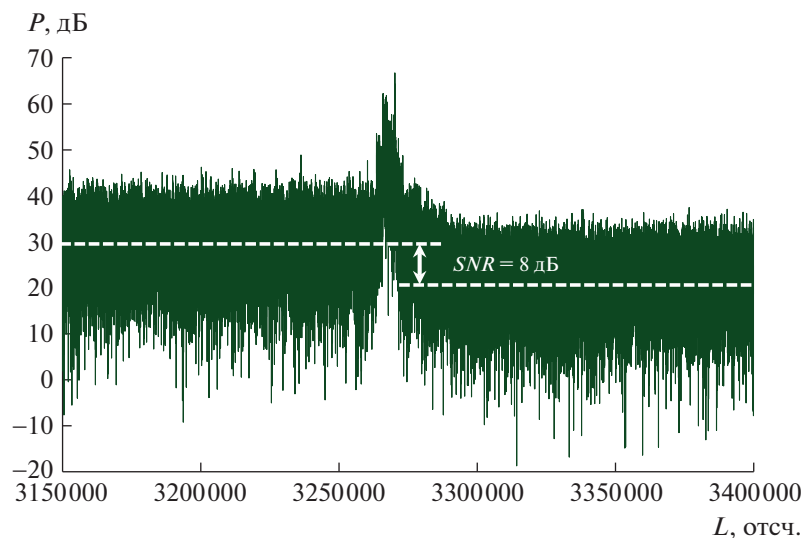


Рис. 9. Рефлектограмма исследуемого волокна (эксперимент без усиления).

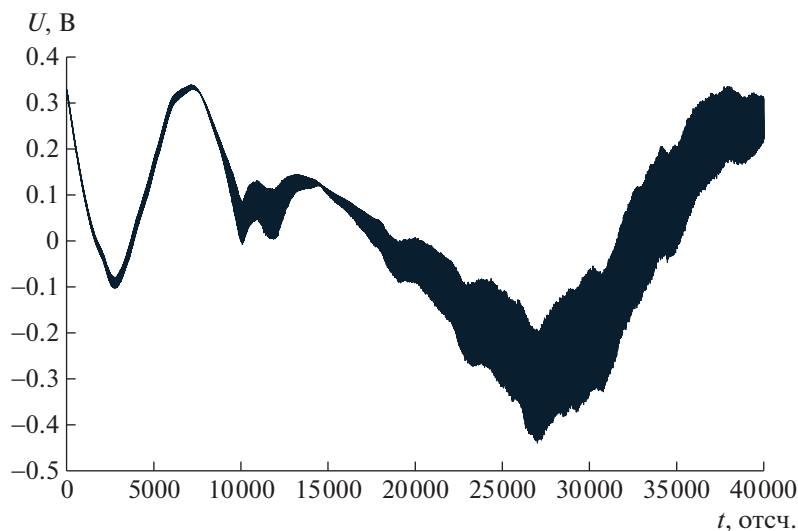
фик) и методом EFR (красный график). Продолжительность этого события здесь описывается уже несколькими десятками микрон, что близко к теоретическому пределу метода OFDR.

В итоге варианты с прореживанием по времени использовались для уточнения координат событий на рефлектограмме и предшествовали расчету корреляционных функций на этапе постобработки; в то же время вариант без прореживания по времени применялся для контроля эксперимента в реальном времени. Рефлектограмма, полученная после преобразования Фурье в реальном времени прямо на осциллографе, представлена на рис. 9.

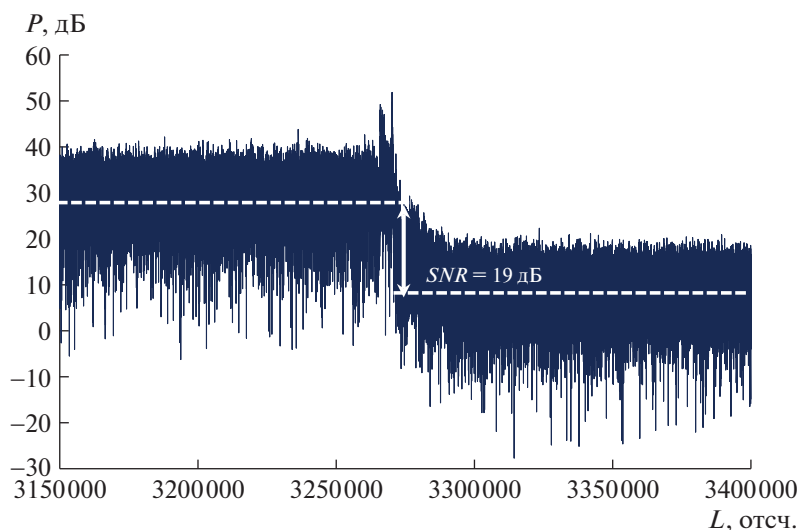
#### 4. РАБОТА СХЕМЫ С ДВУХКАСКАДНЫМ ОПТИЧЕСКИМ УСИЛИТЕЛЕМ

На рис. 10 показана пропись сигнала основного интерферометра с подключенным двухкаскадным оптическим эрбиевым предусилителем. На рис. 10 видно, что к сигналу добавилась флуктуирующая низкочастотная компонента, незаметная на быстрых преобразованиях Фурье для этих данных, при этом  $SNR$  увеличился до 19 дБ (рис. 11).

Вариация токов накачки позволила установить оптимальные токи для обоих усилительных каскадов — 70 мА. Однако повторяемость экспе-



**Рис. 10.** Две последовательно снятые прописи сигнала основного интерферометра с подключенным двухкаскадным оптическим эрбиевым предусилителем. Напряжение  $U$  на фотодетекторе прямо пропорционально регистрируемой интенсивности оптического сигнала.



**Рис. 11.** Рефлектограмма исследуемого волокна (эксперимент с усилением).

римента от запуска к запуску давала вариации  $SNR$  до 5 дБ, что, по мнению авторов, связано с проблемами синхронизации лазера и аналого-цифрового преобразователя, приведшими к некорректной реакции системы авторегулирования внутри фабричного усилителя. Предпочтительнее использовать оптический усилитель без авторегулирования.

Подварка бессердцевинного волокна 17 к торцу исследуемого образца вкупе с подстройкой поляризационного контроллера 6 позволили линеаризовать амплитудный отклик рефлектограммы и избавиться от фантомных пиков. После тестирования, а также отдельного и совместного приня-

тия различных мер для увеличения  $SNR$  авторы получили корректный температурный отклик с помощью вычисления корреляционных функций OFDR (образец SMF28, 14 м, точность локализации воздействия — 1 мм, точность определения температуры — десятые градуса Цельсия).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Указанные меры позволили увеличить отношение сигнал/шум рефлектограммы, а также снизить влияние мощного отражения от выходного торца исследуемого волокна на изучаемый сигнал. Температурные и деформационные ис-

пытания изучаемого оптического волокна при одновременной регистрации состояния фазы излучения по длине образца могут быть объектами дальнейших рассмотрений. Также немаловажным направлением дальнейших исследований может стать изучение интегрально-оптических схем и протекающих в них процессов. Метод, обладая достаточно высоким пространственным разрешением и способностью регистрировать фазу обратно-рассеянного излучения, является полностью пригодным для такой задачи. Одним из физических эффектов, имеющих фазовую чувствительность, является пирозэффект, появляющийся в интегрально-оптических модуляторах, подверженных резкому нагреву после длительного охлаждения [16, 17]. Авторы предполагают, что применение данной исследовательской установки позволит на новом уровне исследовать физические механизмы в подобных волноводах.

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Раздел 2 выполнен при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Пермского края (проект 19-48-590018 p\_a, № AAAA-A20-120031690047-9); разделы 3, 4, 5 выполнены в рамках государственного задания № AAAA-A19-119042590085-2.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность А.И. Кривошееву за изготовление пассивных компонентов схемы и плодотворные дискуссии.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hartog A.H., Belal M., Clare M.A. // *Marine Technol. Society J.* 2018. V. 52. P. 58. <https://doi.org/10.4031/MTSJ.52.5.7>
2. Spirin V.V., Lopez-Mercado C.A., Mégret P., Korobko D.A., Zolotovskii I.O., Fotiadi A.A. // *Opt. Sensors.* 2021. V. 11772. P.1177207. <https://doi.org/10.1117/12.2589112>
3. Markvyart A. A., Liokumovich L.B., Medvedev I.O., Ushakov N.A. // *J. Lightwave Technol.* 2021. V. 39. P. 282. <https://doi.org/10.1109/JLT.2020.3024713>
4. Huan He, Zhiyong Zhao, Songnian Fu, Deming Liu, Ming Tang. // *Opt. Lett.* 2022. V. 47. P. 3403. <https://doi.org/10.1364/OL.458100>
5. Liang Y., Wang Z., Lin S., Wang Y., Jiang J., Qiu Z., Liu Ch., Rao Y. // *Sci. China Inf. Sci.* 2022. V. 65. P. 192303. <https://doi.org/10.1007/s11432-021-3329-6>
6. Mohd Saiful Dzulkefly Zan, Ahmed Sabri Kadhim Almoosa, Mohd Faisal Ibrahim, Mohamed M. Elgaud, Abdulwahhab Essa Hamzah, Norhana Arsad, Mohd Hadri Hafiz Mokhtar, Ahmad Ashrif A. Bakar // *Opt. Fiber Technol.* 2022. V. 72. P. 102977. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2022.102977>
7. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirmov A.A., Stepanov K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // *Sensors.* 2022. V. 22. P. 1033. <https://doi.org/10.3390/s22031033>
8. Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A., Belokrylov M.E. // *Instrum. Exp. Tech.* 2022. V. 65. P. 687. <https://doi.org/10.1134/S0020441222050268>
9. Kwon Y.-S., Seo D.-C., Choi B.-H., Jeon M.Y., Kwon I.-B. // *Appl. Sci.* 2018. V. 8. P. 2051. <https://doi.org/10.3390/app8112051>
10. Wang Q., Zhao K., Badar M., Yi X., Lu P., Buric M., Mao Z., Chen K.P. // *Sensors.* 2022. V. 22. P. 18471. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2022.3197730>
11. Zhang Z., Fan X., He Z. // *J. Lightwave Technol.* 2019. V. 37. P. 4590. <https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2913284>
12. Zhao S., Cui J., Wu Z., Wang Z., Tan J. // *J. Lightwave Technol.* 2021. V. 39. P. 4101.
13. Ponomarev R.S., Konstantinov Y.A., Belokrylov M.E., Shevtsov D.I., Karnaushkin P.V. // *Instrum. Exp. Tech.* V. 65. P. 787 (2022). <https://doi.org/10.1134/S0020441222050190>
14. Yuksel K., Wuilpart M., Moeyaert V., Megret P. // In 11th International Conference on Transparent Optical Networks. 2009. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICTON.2009.5185111>
15. Zhao S., Cui J., Tan J. // *Sensors.* 2019. V. 19. P. 3660. <https://doi.org/10.3390/s19173660>
16. Karnaushkin P.V., Konstantinov Y.A. // *Instrum. Exp. Tech.* 2021. V. 64. P. 709. <https://doi.org/10.1134/S002044122104018>
17. Ponomarev R., Konstantinov Y., Belokrylov M., Lobach I., Shevtsov D. // *Appl. Sci.* 2021. V. 11. P. 9853. <https://doi.org/10.3390/app11219853>

СОЗДАНИЕ АДАПТИВНЫХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
БРИЛЛЮЭНОВСКОГО ЧАСТОТНОГО СДВИГА  
И НАТЯЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН<sup>1</sup>© 2023 г. И. В. Богачков<sup>а,\*</sup><sup>а</sup>Омский государственный технический университет  
Россия, 644050, Омск, просп. Мира, 11

\*e-mail: bogachkov@mail.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 06.03.2023 г.

Принята к публикации 16.04.2023 г.

Заблаговременное обнаружение потенциально ненадежных участков в оптических волокнах позволяет на ранней стадии выявить деградацию оптических волокон волоконно-оптических линий связи. Ранняя диагностика физического состояния оптических волокон, находящихся в проложенных оптических кабелях телекоммуникационных систем, является важной актуальной задачей. В работе представлены адаптивные алгоритмы, которые позволяют определять максимум спектра рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (бриллюэновский сдвиг частоты), а затем и степень натяжения оптических волокон. Процесс определения бриллюэновского сдвига частоты, величины которого при длинах волн излучения лазеров, применяемых в телекоммуникационных системах, относятся к диапазону СВЧ, можно значительно ускорить, если реализовать адаптивные алгоритмы получения и обработки данных за счет специального выбора шага по частоте сканирования и времени накопления результатов измерений. Рассмотренные в этой работе адаптивные алгоритмы позволяют в бриллюэновских рефлектометрах ускорить процесс получения выходных результатов за счет игнорирования отсчетов, не оказывающих существенного влияния на итоговые характеристики. Построение примерных графиков распределения спектра и натяжения по длине световода дает возможность подготовленному пользователю бриллюэновского рефлектометра останавливать процесс анализа для внесения поправок в измерительный процесс (выбор диапазона сканирования по частоте, изменение шага сканирования по частоте, выбор точности представления выходных результатов, изменение пространственного разрешения и т. п.), что также ускоряет тестирование выбранного световода. Процесс измерений также можно ускорить с помощью адаптивного изменения количества усреднений. При наличии базы измеренных характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна оптических волокон различных типов и производителей скорость получения графиков натяжения также можно повысить. Поскольку ориентировочное значение бриллюэновского частотного сдвига вычисляется уже на начальных шагах процесса измерений, предварительные зависимости распределения натяжения по длине световода будут построены достаточно быстро.

DOI: 10.31857/S0032816223050051, EDN: ZIXUSD

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Для многих предприятий, которые эксплуатируют волоконно-оптические линии связи, задачи ранней диагностики физического состояния оптических волокон (ОВ) и мониторинга телекоммуникационных систем связи являются актуальными [1, 2].

Раннее обнаружение и своевременная профилактика потенциально ненадежных секций в ОВ (участков с повышенными продольными растя-

жениями ОВ, секций с отклонениями температуры от средних значений, с изгибами ОВ и т. п.) являются актуальными задачами ранней диагностики физического состояния ОВ телекоммуникационных систем. Раннее выявление “проблемных” секций волоконно-оптических линий связи позволяет избежать постепенного разрушения ОВ, находящихся в проложенных оптических кабелях [2, 3].

Для выявления натяженных секций в ОВ используются бриллюэновские рефлектометры (BOTDR) или анализаторы (BOTDA) [2–7]. В BOTDR анализируются компоненты рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (МБ), которые содержатся в обратно отраженном сигнале [2–4].

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

После анализа графиков распределения спектра рассеяния МБ вдоль световода выявляется основной максимум спектра рассеяния МБ, после этого вычисляется бриллюэновский частотный сдвиг ( $f_B$ ), а затем строится зависимость распределения продольного натяжения вдоль ОВ [1–3]. При типичных значениях длин волн лазерных источников, которые формируют тестирующий сигнал в телекоммуникационных системах, значения величин бриллюэновского частотного сдвига (9–13 ГГц), выделяемые для дальнейшего анализа, находятся в СВЧ-диапазоне.

При работе BOTDR подключается только к одному входу световода. Это при оценке натяжения ОВ является важным достоинством BOTDR (по сравнению, например, с BOTDA). Вычисления бриллюэновского частотного сдвига в световоде в известных BOTDR занимают много времени. Совершенствование алгоритмов для повышения скорости построения выходных характеристик (бриллюэновского частотного сдвига, натяжения ОВ) при малых погрешностях вычислений продолжается, в том числе с учетом особенностей рассеяния МБ в специализированных ОВ [4–7]. Поэтому проблема совершенствования алгоритмов обработки результатов измерений и функциональных схем BOTDR (приборов для заблаговременной диагностики состояния ОВ в проложенных кабелях телекоммуникационных систем) с целью сокращения времени получения выходных характеристик является актуальной.

## 2. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для телекоммуникационных систем высокая точность определения степени натяжения ОВ не столь важна.

Для выявления потенциально ненадежных участков волоконно-оптических линий связи вполне достаточно обеспечить погрешность оценки продольного натяжения  $\pm 0.05\%$ . Гораздо важнее обеспечить высокую скорость получения картины распределения спектра рассеяния МБ в световоде и определения бриллюэновского частотного сдвига (а затем — степени натяжения ОВ).

Таким образом, задача исследования состоит в совершенствовании алгоритмов обработки результатов измерений BOTDR с целью максимально ускорить процесс определения бриллюэновского частотного сдвига и продольного натяжения.

## 3. АНАЛИЗ ПРОЦЕССА ПОЛУЧЕНИЯ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО ЧАСТОТНОГО СДВИГА В ПРИБОРАХ ДЛЯ ОЦЕНКИ НАТЯЖЕНИЯ В ОВ

В BOTDR перед началом тестирования необходимо задать начальное ( $F_1$ ) и конечное ( $F_2$ ) значения частот диапазона, в котором будет проводиться сканирование с заданным шагом сканирования ( $\Delta f$ ), который в известных BOTDR может быть только равномерным, а также количество точек наблюдения и количество усреднений в процессе накопления результатов измерений.

Рассмотрим в качестве примера рефлектограмму BOTDR (пространственное распределение спектра рассеяния МБ вдоль световода, составленного из ОВ G.652 + ОВ G.654E; рекомендация МСЭ—Т G.654 — ОВ со смещенной длиной волны отсечки), которая представлена на рис. 1.

В правом нижнем углу рефлектограммы показан частотный профиль спектра рассеяния МБ и указано полученное значение величины максимума спектра рассеяния МБ — бриллюэновского частотного сдвига ( $f_B = 11.022$  ГГц) в выбранном поперечном сечении световода (в данном примере для величины продольной координаты линии ( $z$ ), равной 1519.28 м) [1–3]. При этом также отображаются ширина спектра рассеяния МБ (по уровню  $-3$  дБ от значения максимума) (166.0 МГц) и уровень обратно отраженного сигнала (82.318 дБ).

В левом нижнем углу рефлектограммы приведены показатель преломления сердцевины ОВ ( $n = 1.4681$ ), длительность зондирующего импульса — 10 нс, точность представления по продольной координате — 0.2 м (реальное пространственное разрешение составляет 1 м).

Диапазон сканирования по частоте начинается с 10.900 ГГц ( $F_1$ ) и заканчивается на 11.145 ГГц ( $F_2$ ), при этом шаг сканирования по частоте равен 5 МГц. Количество точек наблюдения составляет 50, а количество усреднений равно  $2^{15}$ .

Как известно, профиль спектра рассеяния МБ в области максимума имеет параболическую форму [1–8]. Для построения параболы достаточно задать три точки.

В простейшем случае для вычисления максимума данной параболы, точки которой были получены в BOTDR в процессе измерений, определяется диапазон частот по уровню  $-3$  дБ от значения в максимуме, а затем бриллюэновский частотный сдвиг вычисляется как среднее арифметическое для начальной и конечной частот этого диапазона [8].

Однако для точного определения бриллюэновского частотного сдвига следует выбирать не просто частоту принятого сигнала с максимальным уровнем, а в области “пика” необходимо построить параболу с помощью аппроксимации по соседним отсчетам в области максимума спектра рассеяния МБ, после этого максимум данной параболы и принимается за бриллюэновский частотный сдвиг ( $f_B$ ) [8].

На рис. 2 для ОВ G.654E показан частотный профиль спектра рассеяния МБ с указанием ха-

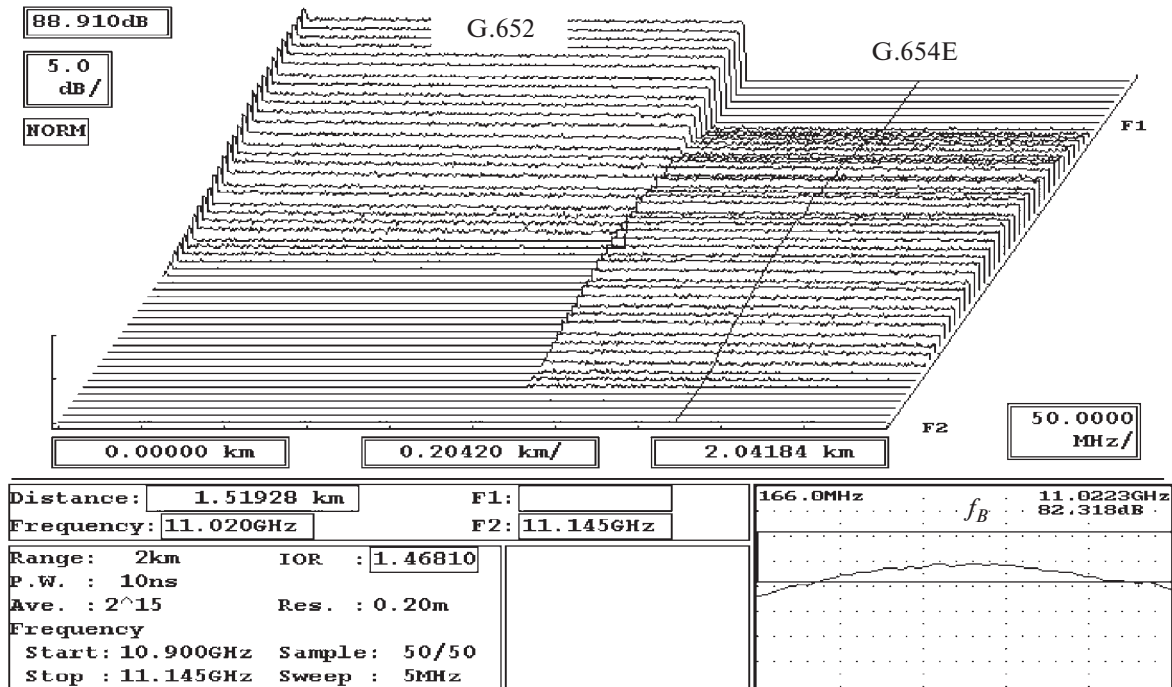


Рис. 1. Пространственное распределение спектра рассеяния МБ для световода, составленного из ОВ G.652 + ОВ–G.654E.

рактерных участков и положения бриллюэновского частотного сдвига ( $f_B$ ).

Процесс определения спектра рассеяния МБ и бриллюэновского частотного сдвига при высокой разрешающей способности и большом количестве усреднений, как показали многочисленные тестирования световодов с BOTDR “Ando AQ 8603” [8] и “Viavi MTS-8000” [9], занимает достаточно много времени [3, 10–12].

Например, при пространственной точности представления рефлектограммы 0.1 м, количестве усреднений порядка  $2^{18}$  и 50 выбранных точках наблюдения (как на графиках, показанных на рис. 1, 2) время определения итоговых характеристик будет занимать около одного часа. Понижая точность вычисления, уменьшая число усреднений и количество точек наблюдения, данное время удастся значительно сократить, но проблема повышения быстродействия BOTDR с сохранением достаточной точности остается нерешенной.

Ранее при многочисленных экспериментальных исследованиях уже были получены начальные значения уровня бриллюэновского частотного сдвига ( $f_{B0}$ ) (для не растянутых продольно ОВ, находящихся при комнатной температуре) для многих разновидностей ОВ [1–3, 13–15].

Например, для одномодового ОВ “LEAF” фирмы “Corning” (рекомендация МСЭ–Т G.655 – ОВ с ненулевой смещенной дисперсией) величина

на  $f_{B0}$  находится в области 10.66 ГГц, для ОВ G.654E – в области 11.02 ГГц, а для ОВ G.653 (рекомендация МСЭ–Т G.653 – ОВ со смещенной (нулевой) дисперсией) – в области 10.46 ГГц.

Таким образом, для определения частотного диапазона измерений обратно отраженного сигнала рассеяния МБ следует использовать значения  $f_{B0}$  из сформированной базы данных характеристик рассеяния МБ изученных разновидностей одномодовых ОВ [1, 2, 16–18].

### 3. СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ АДАПТИВНЫХ АЛГОРИТМОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ БРИЛЛЮЭНОВСКОГО ЧАСТОТНОГО СДВИГА

Проанализируем пути совершенствования алгоритмов вычисления бриллюэновского частот-

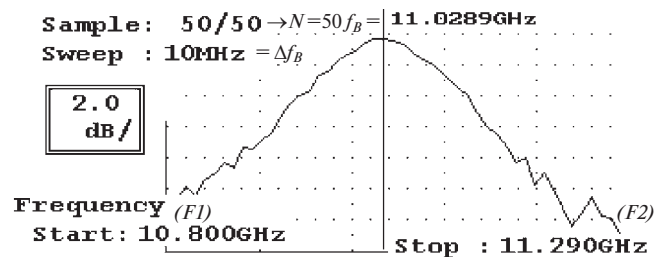


Рис. 2 Профиль ОВ G.654E.

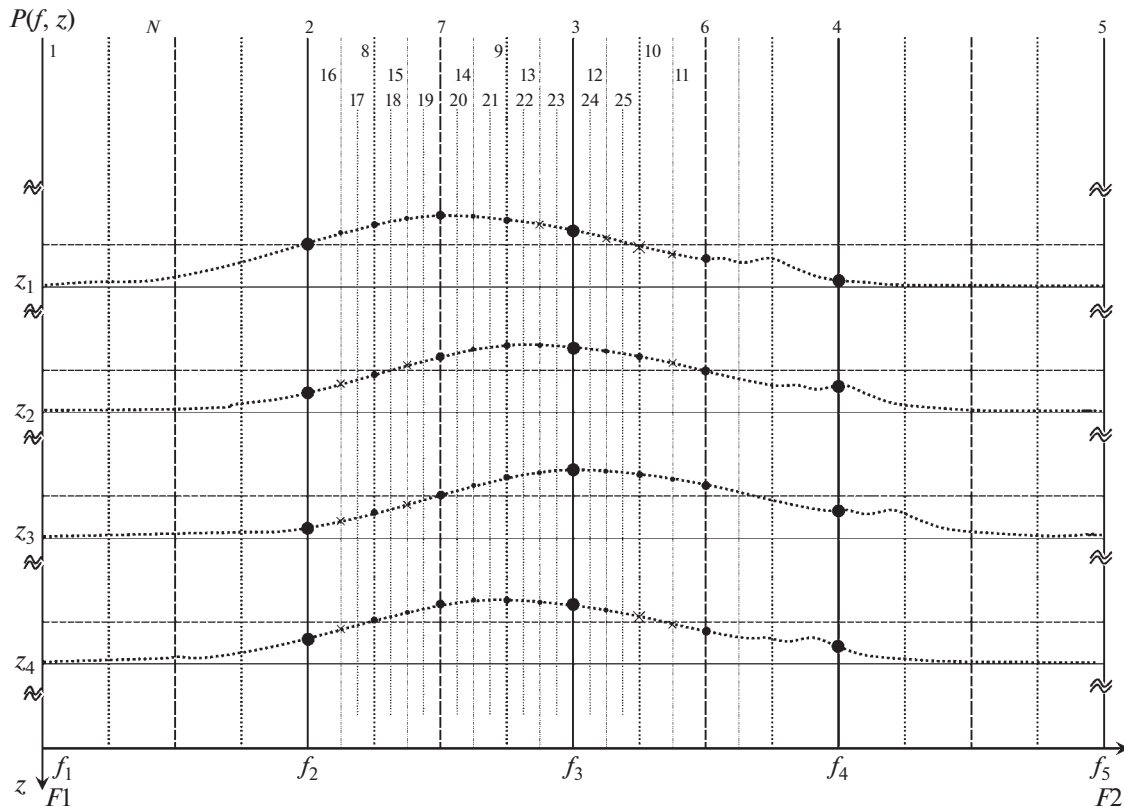


Рис. 3. Выбор отсчетов рефлектограмм BOTDR при адаптивном алгоритме.

ного сдвига в световодах на основе обработки данных, полученных с помощью BOTDR.

При адаптивном алгоритме обработки данных скорость процесса вычисления бриллюэновского частотного сдвига (выявления частоты основного максимума спектра рассеяния МБ) значительно повышается.

Пояснения к рассматриваемому алгоритму обработки данных в BOTDR представлены на рис. 3. Величины  $z_1 > z_2 > z_3 > z_4 > \dots$  являются значениями продольных координат ( $z_i$ ) в заданных соответствующих поперечных сечениях световода ( $z = \text{const}$ ).

Как показывает анализ данных, приведенных на рис. 3, большинство отсчетов, взятых с шагом  $\Delta f$  по частоте в узловых точках графиков в определенном поперечном сечении световода (с продольной координатой  $z_i$ ), практически не используется в процессе получения итогового результата (спектра рассеяния МБ и бриллюэновского частотного сдвига) [17, 18]. При этом  $N$  соответствует номеру текущего отсчета.

Совершенствование алгоритма определения бриллюэновского частотного сдвига заключается в следующем.

На первом этапе частотный диапазон измерений разделяется на четыре одинаковые части с

шагом сканирования  $\Delta f_1$ . При этом кроме значений в начале ( $F1$ ) и конце ( $F2$ ) частотного диапазона сканирования определяются еще три отсчета, отстоящие друг от друга на величину шага  $\Delta f_1$ :

$$\begin{aligned} \Delta f_1 &= (F2 - F1)/4, & f_1 &= F1, & f_2 &= f_1 + \Delta f_1, \\ f_3 &= f_1 + 2\Delta f_1, & f_4 &= f_1 + 3\Delta f_1, & f_5 &= F2. \end{aligned} \quad (1)$$

Например, для графика, представленного на рис. 2,  $f_1 = 10.8$  ГГц,  $f_5 = 11.3$  ГГц. При начальном шаге сканирования по частоте  $\Delta f_1 = 125$  МГц имеем  $f_2 = 10.925$  ГГц,  $f_3 = 11.05$  ГГц,  $f_4 = 11.175$  ГГц.

В каждом поперечном сечении (при заданных диапазоне и шаге сканирования по продольной координате  $z_i$ ) измеряется мощность обратно отраженного сигнала  $P(f, z)$  и из всех текущих отсчетов (1–5) выбирается отчет с максимальным значением [17, 18].

На следующем этапе шаг сканирования по частоте уменьшается в два раза:  $\Delta f_2 = \Delta f_1/2$ , но при этом следующие построения графиков по частотам обратно отраженного сигнала будут проводиться только для отсчетов с уровнями сигналов, имеющих интенсивность, которая составляет не ниже 5 дБ от максимального уровня (“пика”) для каждого сечения по продольной координате  $z_i$  (отсчеты 6–7 на рис. 3).

Значения отсчетов  $P(f, z)$  в области максимума необходимы для дальнейшего анализа (вычисления бриллюэновского частотного сдвига), а отсчеты с уровнями интенсивности ниже 5 дБ относительно максимального уровня в дальнейшей обработке не учитываются.

Отсчеты, полезные для дальнейших вычислений, на графиках спектра рассеяния МБ на рис. 3 представлены “точками”, а отсчеты, не представляющие интереса для определения бриллюэновского частотного сдвига, — “крестиками”. Для отсчетов (6, 7), полученных на втором этапе, также определяется мощность обратно отраженного сигнала  $P(f, z)$ , а новое значение максимума теперь выбирается по всем значениям отсчетов текущего шага (1–7), полученным для текущего значения продольной координаты  $z_i$ .

На третьем шаге и далее данный процесс циклически повторяется в области текущего положения максимума с уменьшенным в два раза шагом:  $\Delta f_i = \Delta f_{i-1}/2$ , пока не будет достигнуто значение минимально допустимого шага, заданного перед стартом процесса обработки. Далее значение бриллюэновского частотного сдвига заново уточняется, как уже было описано выше.

Отсчеты 8–10 на рис. 3 соответствуют третьему этапу процесса. Отсчеты 11–16 получены на четвертом шаге, а отсчеты 17–25 анализируются на пятом этапе [10–12].

Если для разных значений продольной координаты  $z_i$  положения максимумов оказываются в разных областях области сканирования (например, на рис. 3 значения отсчетов в сечениях  $z_1$  ( $N = 7$ ) и  $z_3$  ( $N = 3$ )), а это может быть вызвано как различными механическими или температурными воздействиями на ОВ, так и разными типами ОВ в составе ВОЛС, то в каждом сечении  $z_i$  для дальнейших вычислений выбираются отсчеты только с уровнями сигнала не ниже 5 дБ от значения максимума (на рис. 3 представлены “точками”), а остальные отсчеты (с меньшим уровнем сигнала), показанные на рис. 3 “крестиками”, в дальнейшем анализе не используются.

Таким образом, при данном адаптивном алгоритме за счет игнорирования отсчетов, не оказывающих влияния на итоговый результат, можно значительно ускорить процесс вычисления бриллюэновского частотного сдвига.

Например, для этапа вычислительного процесса, представленного на рис. 3 (после получения 25-го отсчета), выигрыш составляет более 5 раз (по сравнению с равномерным шагом сканирования по частоте, равным шагу на данном этапе). На следующем шаге процесса данный выигрыш уже составит более 10 раз.

Данная оценка является приближенной. Дополнительно выигрыш в скорости аналогичным

образом увеличивается при адаптивном изменении количества усреднений. Однако, если положение максимума для различных продольных координат окажется в разных начальных секторах частотного диапазона сканирования (например, на рис. 3 это наблюдается при  $z_1$  ( $N = 7$ ) и  $z_3$  ( $N = 3$ )), то это будет снижать выигрыш в скорости вычислений.

Если на некотором шаге процесса “пик” спектра рассеяния МБ для определенной продольной координаты обнаружен (а значит найдено предварительное значение бриллюэновского частотного сдвига), то параллельно процессу уточнения бриллюэновского частотного сдвига можно запустить процесс построения графика распределения натяжения вдоль световода. На дальнейших этапах процесса этот график будет уточняться [10–12].

Предварительные зависимости распределения натяжения вдоль световода дают возможность подготовленному пользователю бриллюэновского рефлектометра останавливать процесс анализа для внесения поправок в измерительный процесс (изменение диапазона сканирования по частоте, коррекция шага сканирования по частоте, выбор точности представления выходных результатов, изменение пространственного разрешения и т. п.), что также ускоряет тестирование выбранного световода [10].

Следует отметить, что при наличии в составе световода ОВ, имеющих несколько достаточно заметных побочных “пиков” спектра рассеяния МБ, что наблюдается особенно у ОВ G.653 и в меньшей степени у ОВ G.655, для описанного выше алгоритма возможны случаи, когда побочный “пик” может быть принят за главный максимум, так как основной “пик” оказался вне узлов начальной сетки разбиения. Если известно (или предполагается), что в волоконно-оптических линиях связи используются ОВ подобных типов, то рекомендуется сделать более мелким начальный шаг разбиения по частоте.

Для ускорения процесса вычисления бриллюэновского частотного сдвига также можно реализовать адаптивное изменение количества усреднений на каждом шаге сканирования по частоте. Например, на первом этапе (отсчеты 1–5) берется относительно небольшое количество усреднений (например,  $2^{10} - 2^{11}$ ), на следующих этапах величина усреднений увеличивается (например,  $2^{12} - 2^{13}$  для отсчетов 6–10), и только на последних шагах (в области предполагаемого максимума спектра рассеяния МБ) число усреднений становится максимальным при заданных условиях (например,  $2^{17} - 2^{18}$  для отсчетов 17–25) [11]. В данном случае вместо полного игнорирования потенциально мало полезных отсчетов можно выполнять

измерения и в них, но с существенно меньшим количеством усреднений.

При достаточной мощности сигнала для ускорения процесса вычислений в BOTDR можно в приемном тракте сформировать несколько каналов для параллельной обработки данных, и в этом случае на каждом шаге вычислений в частотную характеристику рассеяния МБ будут добавляться сразу несколько результатов.

В качестве следующего этапа по совершенствованию алгоритмов выявления потенциально ненадежных секций ОВ можно выделить выявление факторов, вызвавших изменение бриллюэновского частотного сдвига, с дальнейшей возможной коррекцией влияния температурных воздействий на графики продольных натяжений ОВ [17, 18].

## 5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в этой работе адаптивные алгоритмы более чем на порядок сокращают время определения итоговых характеристик в BOTDR (пространственного распределения спектра рассеяния МБ вдоль световода, бриллюэновского частотного сдвига и степени продольного натяжения ОВ) за счет исключения малозначимых отсчетов из вычислительного процесса.

Частотный диапазон сканирования для построения спектра рассеяния МБ при использовании базы измеренных характеристик рассеяния МБ ОВ различных видов и производителей можно определить достаточно быстро и эффективно.

Поскольку ориентировочное значение максимума спектра рассеяния МБ (и бриллюэновского частотного сдвига) выявляется на начальных этапах процесса обработки, предварительные графики распределения продольного натяжения в ОВ можно получить достаточно быстро.

Повышение скорости измерений в выбранном конкретном ОВ позволит сделать более эффективной работу BOTDR в составе комплексной системы мониторинга физического состояния ОВ волоконно-оптических линий связи.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bogachkov I.V. // J. Phys. 2018. V. 1015. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1015/2/022004>
2. Bogachkov I.V., Gorlov N.I. // J. Phys. 2022. V. 2182. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2182/1/012089>
3. Bogachkov I.V. // T-comm. 2019. V. 13. № 1. P. 60.
4. Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A., Belokrylov M.E. // Instrum. Exp. Tech. 2022. V. 65. P. 687. <https://doi.org/10.1134/S0020441222050268>
5. Nordin N.D., Abdullah F., Zan M.S.D., Bakar A.A., Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1. <https://doi.org/10.3390/s22072677>
6. Barkov F.L., Konstantinov Y.A., Krivosheev A.I. // Fibers. 2020. V. 8 № 9. P. 1. <https://doi.org/10.3390/FIB8090060>
7. Krivosheev A.I., Konstantinov Y.A., Barkov F.L., Pervadchuk V.P. // Instrum. Exp. Tech., 2021. V. 64. P. 715. <https://doi.org/10.1134/S0020441221050067>
8. AQ 8603. Optical fiber strain analyzer. Instruction manual AS-62577. Japan. Ando Electric Co Ltd. 2001. P. 190.
9. Viavi MTS/T-BERD 8000. DTSS. Viavi Solutions. 2018. P. 94.
10. Богачков И.В. // Динамика систем, механизмов и машин. 2019. Т. 7. № 4. С. 178. <https://doi.org/10.25206/2310-9793-7-4-178-184>
11. Bogachkov I.V. // T-comm, 2019. V. 13. № 7. P. 60. <https://doi.org/10.24411/2072-8735-2018-10292>
12. Bogachkov I.V. // J. Phys. 2020. V. 1441. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1441/1/012039>
13. Ruffin A.B., Li M.-J., Chen X., Kobayakov A., Annunziata F. // Opt. Lett. 2005. V. 30. P. 3123.
14. Gorlov N.I., Bogachkov I.V. An Analysis of the Influence of the Physical Layers Structure of Optical Fibers on the Mandelstam – Brillouin Scattering Characteristics // Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SINKHROINFO–2020). Proceedings. Kaliningrad. 2020. <https://doi.org/10.1109/SYNCHROINFO49631.2020.9166063>
15. Koyamada Y., Sato S., Nakamura S., Sotobayashi H., Chujo W. // Lightwave Technol. 2004. V. 22. P. 631.
16. Sikali Mamdem Y., Pheron X., Taillade F. Two-dimensional FEM Analysis of Brillouin gain spectra in acoustic guiding and antiguiding single mode optical fibers // COMSOL Conference. Proceedings. Paris. 2010.
17. Bogachkov I.V. // T-comm, 2020. V. 14. № 8. P. 47. <https://doi.org/10.36724/2072-8735-2020-14-8-47-52>
18. Bogachkov I.V., Gorlov N.I. The Basics of Automated Processing of Optical Fiber Reflectograms for Evaluating Characteristics of the Mandelstam – Brillouin Backscatter // Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SINKHROINFO–2020). Proceedings. Kaliningrad. 2020. <https://doi.org/10.1109/SYNCHROINFO49631.2020.9166114>

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 666.223.9: 681.7: 544.174.6

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА–БРИЛЛЮЭНА В ОДНОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ<sup>1</sup>

© 2023 г. И. В. Богачков<sup>а,\*</sup>, Н. И. Горлов<sup>б,\*\*</sup>

<sup>а</sup>Омский государственный технический университет  
Россия, 644050, Омск, пр. Мира, 11

<sup>б</sup>Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
Россия, 630102, Новосибирск, ул. Кирова, 86

\*e-mail: bogachkov@mail.ru

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

Поступила в редакцию 17.02.2023 г.

После доработки 16.04.2023 г.

Принята к публикации 16.04.2023 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна для одномодовых оптических волокон различных видов и разных производителей. Приведены экспериментальные зависимости оптических волокон, полученные с помощью бриллюэновского оптического рефлектометра (графики распределения спектра бриллюэновского рассеяния по длине световода и мультирефлектограммы). Для каждой рассмотренной разновидности оптических волокон дана оценка бриллюэновского частотного сдвига, величина которого при длинах волн излучения лазеров, применяемых в телекоммуникационных системах, относится к диапазону СВЧ. Представлены частотные зависимости характеристик рассеяния Мандельштама–Бриллюэна некоторых разновидностей одномодовых оптических волокон с различными длинами волн отсечки. Проведен сравнительный анализ их характеристик с характеристиками ранее исследованных одномодовых оптических волокон. Оптические волокна схожих разновидностей (но разных производителей) могут иметь заметные различия в частотных характеристиках рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Представлена таблица с основными характеристиками рассеяния Мандельштама–Бриллюэна для всех исследованных в экспериментах одномодовых оптических волокон.

DOI: 10.31857/S0032816223050063, EDN: ZJCJVB

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует большое количество разновидностей одномодовых оптических волокон (ОВ) разных производителей. Каждая из этих разновидностей ОВ (в том числе специализированных ОВ) была разработана для решения определенных задач [1–5].

За последние годы существенно изменился состав производителей ОВ, которые используются для изготовления оптических кабелей на территории России. Кроме того, также значительно изменился состав поставщиков оптических материалов, необходимых для производства ОВ.

Классификация конкретных разновидностей ОВ (в том числе схожих по назначению и свой-

ствам, но различных производителей) в проложенных оптических кабелях, а также оценка их оптических характеристик является актуальной задачей [6–9].

С помощью графиков, полученных на бриллюэновском рефлектометре, можно классифицировать тип ОВ в проложенном оптическом кабеле, поскольку даже волокна одной разновидности, но разных производителей имеют заметные различия в частотных характеристиках рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (МБ) [2, 8].

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований характеристик РМБ с помощью бриллюэновского рефлектометра некоторых сравнительно новых разновидностей одномодовых оптических волокон с различными длинами волн отсечки (G.654, G.652 и т.п. (G.65x – номер рекомендации МСЭ–Т)).

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

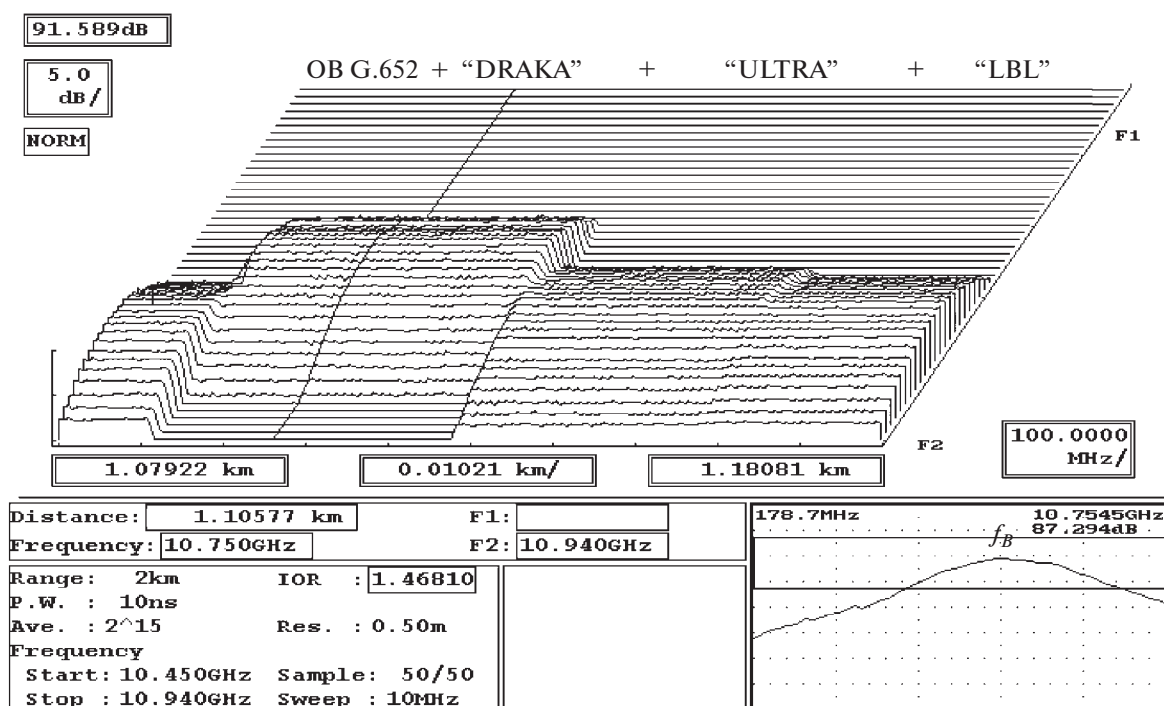


Рис. 1. Пространственное распределение спектров рассеяния МБ для световода, составленного из OB G.652 + "DRAKA" + ULTRA + LBL.

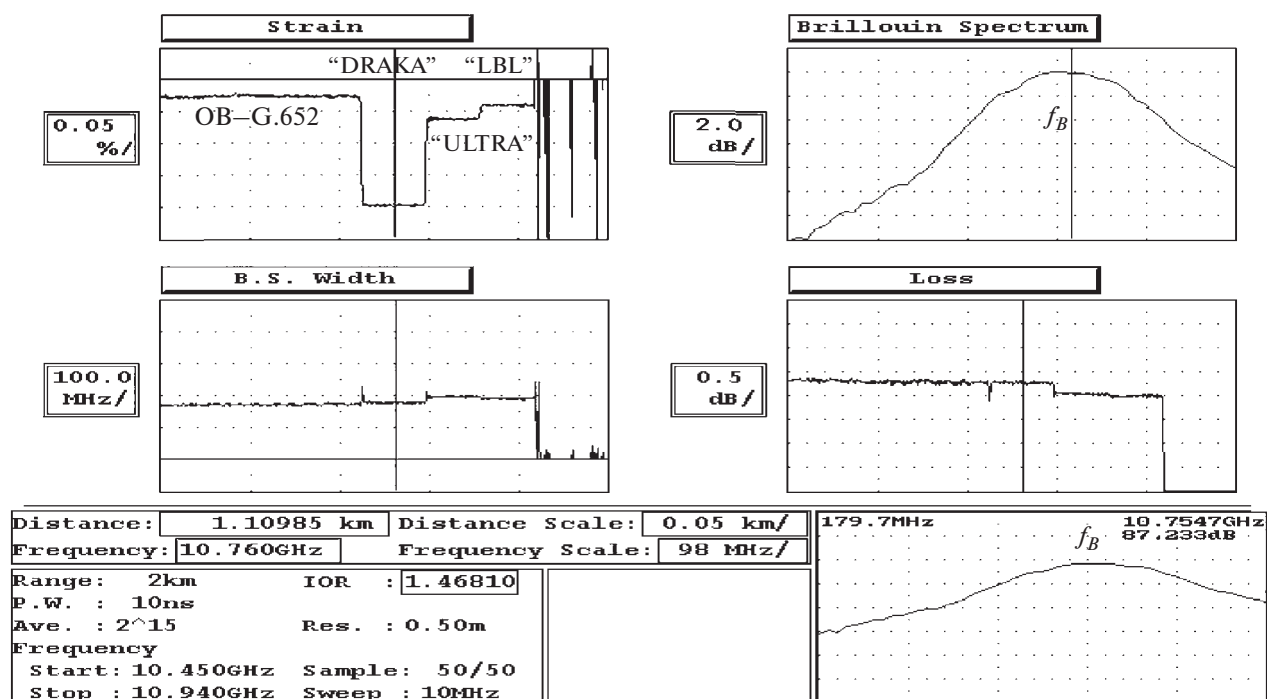


Рис. 2. Мультирефлектограмма для световода, составленного из OB G.652 + "DRAKA" + ULTRA + LBL.

Таблица 1

| Разновидность<br>ОВ | Значения $f_{B0}$ ,<br>ГГц | Рекомендуемые<br>значения $f_{B0}$ , ГГц |
|---------------------|----------------------------|------------------------------------------|
| G.652               | 10.82...10.86              | 10.84                                    |
| G.652 ("ULTRA")     | 10.82...10.83              | 10.82                                    |
| G.652 ("LBL")       | 10.84                      | 10.84                                    |
| G.652–200 мкм       | 10.76...10.78              | 10.77                                    |
| G.652 "H" (1235)    | 10.806...10.810            | 10.81                                    |
| G.652 "H" (1305)    | 10.778...10.820            | 10.78                                    |
| G.653 (DSF)         | 10.47...10.49              | 10.47                                    |
| G.654E "H"          | 11.021...11.025            | 11.02                                    |
| G.655 (NZDSF)       | 10.61...10.64              | 10.63                                    |
| G.655–2             | 10.47...10.48              | 10.48                                    |
| G.655 ("LEAF")      | 10.66...10.67              | 10.66                                    |
| G.657               | 10.77...10.80              | 10.79                                    |
| G.657 "H"           | 10.694                     | 10.69                                    |
| "DRAKA" "H"         | 10.754...10.755            | 10.75                                    |
| DCF                 | 9.77                       | 9.77                                     |
| EDF                 | 10.69...10.71              | 10.70                                    |
| EDF–2               | 10.95                      | 10.95                                    |
| ECDF                | 10.38...10.39              | 10.38                                    |
| "Panda"             | 10.40...10.43              | 10.42                                    |
| "Panda PS-887"      | 10.55...10.56              | 10.55                                    |

Примечание. G.653 (DSF) – ОВ со смещенной (нулевой) дисперсией, G.655 – ОВ с ненулевой смещенной дисперсией (NZDSF), "LEAF" – ОВ фирмы "Corning" (разновидность G.655) [1–6, 10], DCF – ОВ с компенсацией дисперсии; EDF – ОВ, легированное ионами эрбия, ECDF – ОВ, легированное ионами эрбия и церия, устойчивое к действию радиации [9, 16], "Panda" – ОВ, сохраняющие состояние поляризации (PMF) [9, 17–20].

Результаты экспериментальных исследований характеристик рассеяния МБ многих разновидностей одномодовых ОВ, проведенных авторами ранее, представлены в работах [1–5, 8, 9].

## 2. ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для изучения параметров рассеяния МБ (частотных характеристик рассеяния МБ, спектра рассеяния МБ) и оценки величин бриллюэновского частотного сдвига, (частоты главного максимума спектра рассеяния МБ) для всех анализируемых разновидностей одномодовых ОВ необходимо получить бриллюэновские рефлектограммы [1–17]. При длинах волн излучения лазеров, применяемых в телекоммуникационных системах, величины бриллюэновского частотного сдвига одномодовых ОВ относятся к диапазону СВЧ.

С этой целью были проведены экспериментальные исследования с бриллюэновским оптическим импульсным рефлектометром "Ando AQ 8603" при содействии ЗАО "Москабель-Фуджикура" (Москва).

По общим рефлектограммам, полученным с помощью бриллюэновского оптического импульсного рефлектометра, можно изучать профили спектров рассеяния МБ различных типов ОВ в составе общего световода, определять величины бриллюэновского частотного сдвига в них и наблюдать изменения спектров рассеяния МБ при изменении внешних воздействий на ОВ [1–6].

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В каждом эксперименте первым ОВ (нормализующая катушка длиной примерно 1 км) является ОВ G.652, а за ним присоединяются исследуемые разновидности ОВ.

На рис. 1 представлено пространственное распределение спектров рассеяния МБ для ОВ при соединении ОВ G.652 со световодом, составленным из соединений ОВ "DRAKA" + ОВ "ULTRA" + ОВ "LBL" (ОВ "ULTRA" и ОВ "LBL" – разновидности ОВ G.652 фирмы "Corning").

В правом нижнем углу всех представленных бриллюэновских рефлектограмм показаны частотные профили спектров рассеяния МБ и величины (бриллюэновский частотный сдвиг  $-f_B$ ) для исследуемых разновидностей ОВ [1–3].

Анализ характеристик спектров рассеяния МБ позволяет выделить участки с каждой разновидностью ОВ, которые входят в состав световода.

На рис. 2 для ОВ G.654E показана мультирефлектограмма, которая представляет пространственные зависимости (по всей длине световода) уровня обратно отраженного сигнала (Loss), на-

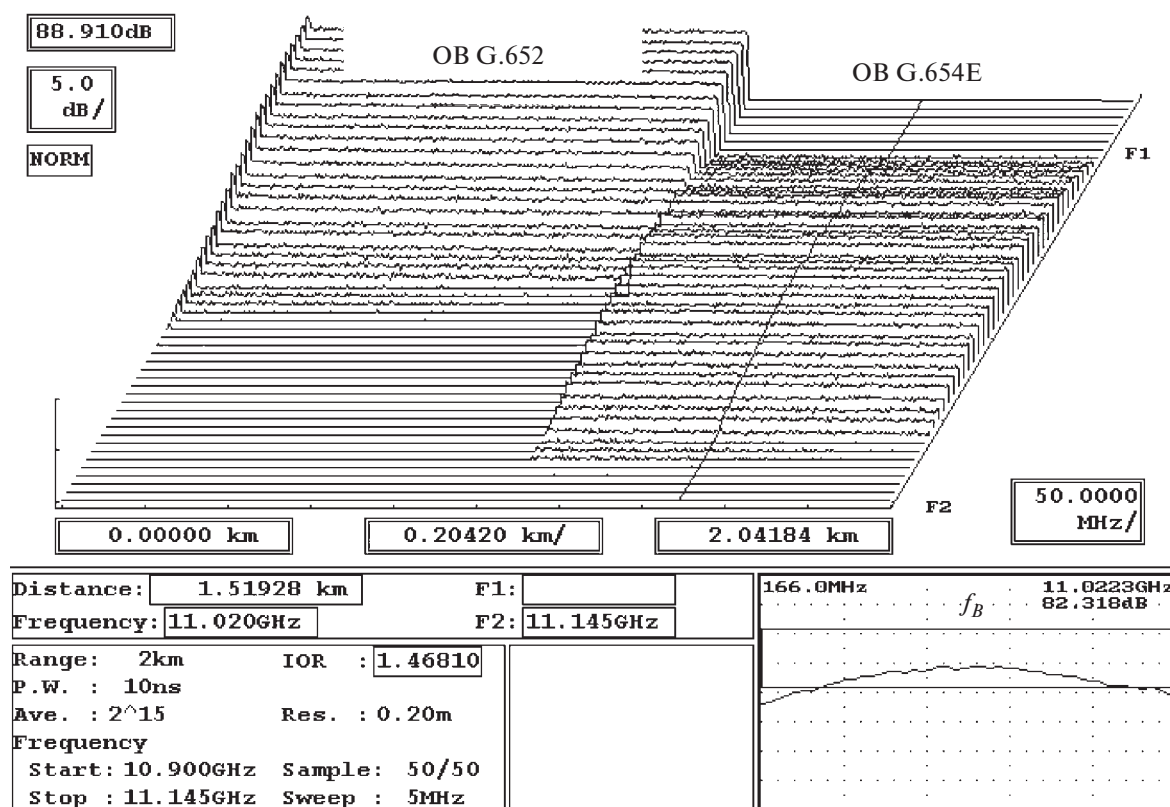


Рис. 3. Пространственное распределение спектров рассеяния МБ для OB G.654E.

тяжения (Strain), ширины спектров рассеяния МБ и профили спектров рассеяния МБ, соответствующие 3D-рефлектограмме (полученной с помощью бриллюэновского оптического импульсного рефлектометра) распределения спектров рассеяния МБ, показанной на рис. 1, с указанием характерных участков и положения бриллюэновского частотного сдвига ( $f_B$ ).

Величина бриллюэновского частотного сдвига у OB “DRAKA” составляет 10.75 ГГц (OB G.652, OB “ULTRA” и OB “LBL” были проанализированы в более ранних работах [2–4], данные о бриллюэновском частотном сдвиге для них приведены в табл. 1).

Согласно рекомендации МСЭ–Т, G.654 – OB со смещенной отсечкой (длины волны отсечки ( $\lambda_{cut}$ ), равной 1530 нм), оно предназначено для высокоскоростных наземных оптических сетей большой протяженности. Длина волны отсечки – это минимальная длина волны, устанавливающая границу для одномодового режима распространения световых волн (в OB распространяется только одна мода). Это OB имеет достаточно низкие потери на макроизгибе, улучшенные характеристики хроматической дисперсии для диапазона длин волн 1530–1625 нм, диапазон номинального диаметра модового поля и т. п.

На рис. 3 представлено пространственное распределение спектра рассеяния МБ для OB G.654E.

На рис. 4 для OB G.654E показана мультирефлектограмма, соответствующая зависимости пространственного распределения спектров рассеяния МБ на рис. 3.

Величина БЧС для G.654E при нормальных условиях оказалась выше всех исследованных ранее OB, она составляет 11.02 ГГц.

Пространственное распределение спектров рассеяния МБ для OB G.652 (1305), длина волны отсечки ( $\lambda_{cut}$ ) которого составляет 1305 нм, представлено на рис. 5.

Величина БЧС для OB G.652 (1305) при нормальных условиях равна 10.78 ГГц.

На рис. 6 приведена зависимость распределения спектров рассеяния МБ по длине световода для OB G.652 (1235) с длиной волны отсечки ( $\lambda_{cut}$ ), равной 1235 нм.

Для OB G.652 (1235) при нормальных условиях величина бриллюэновского частотного сдвига составляет 10.81 ГГц.

На рис. 7 представлено пространственное распределение спектра рассеяния МБ для OB G.657 (рекомендация МСЭ–Т G.657 – OB с повышен-

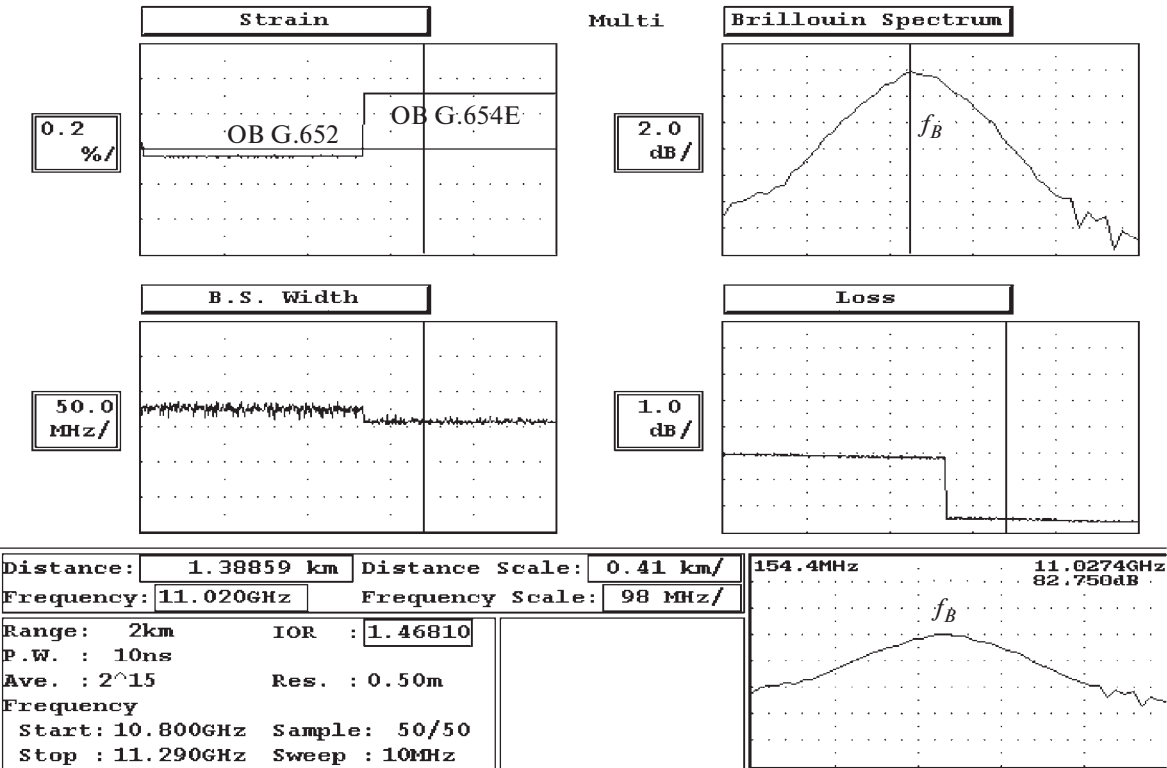


Рис. 4. Мультирефлектограмма для OB G.654E.

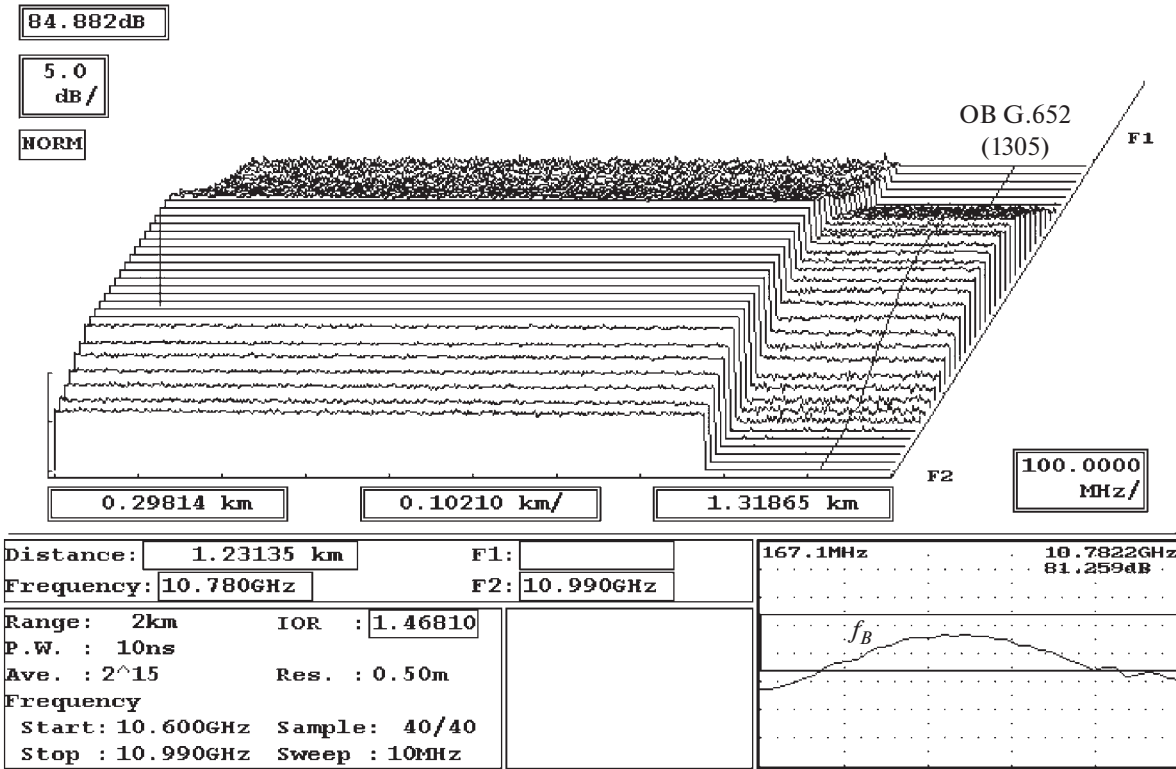


Рис. 5. Пространственное распределение спектров рассеяния МБ для OB G.652 ( $\lambda_{\text{cut}} = 1305$  nm).

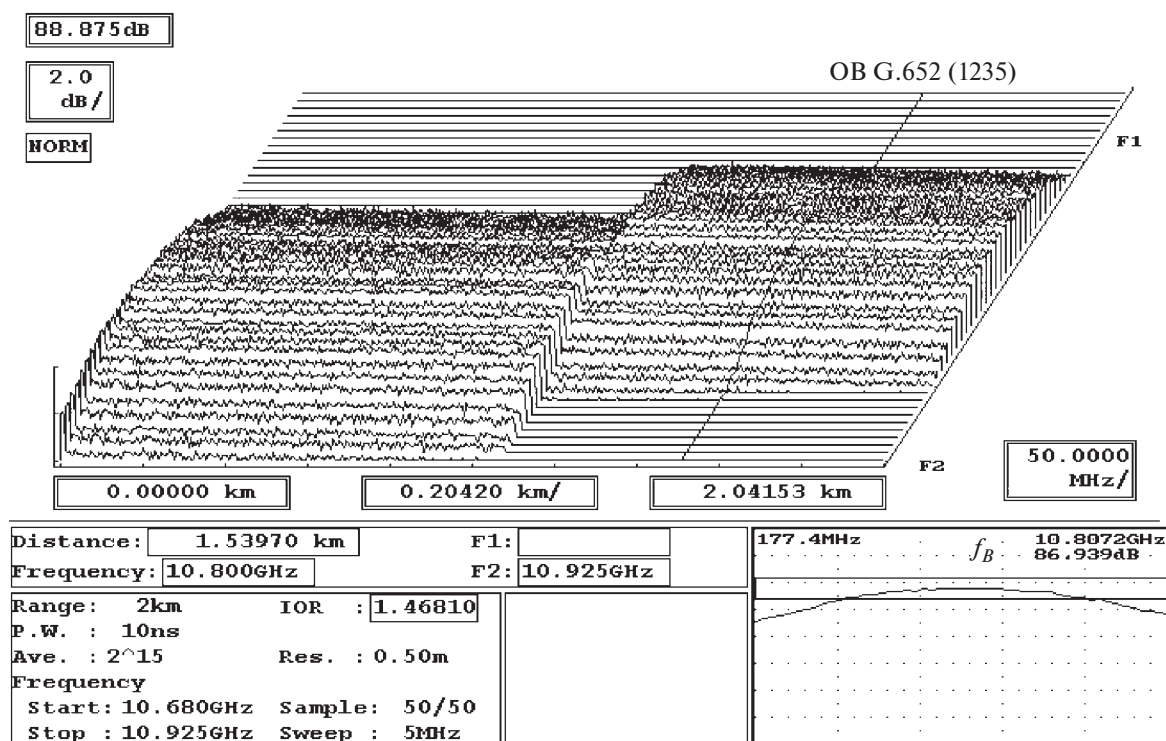


Рис. 6. Пространственное распределение спектров рассеяния МБ для ОВ G.652 ( $\lambda_{\text{cut}} = 1235$  nm).

ной устойчивостью к изгибам, т. е. не чувствительное к потерям на изгибе).

При нормальных условиях величина бриллюэновского частотного сдвига для ОВ G.657 оказалась равной 10.69 ГГц.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Соединение отрезков нескольких изучаемых разновидностей ОВ в единый световод существенно увеличивает скорость получения итоговых результатов измерений. По итоговым общим зависимостям, полученным с помощью бриллюэновского оптического импульсного рефлектометра, можно наблюдать изменения спектров рассеяния МБ, определять бриллюэновский частотный сдвиг и изучать профили спектров рассеяния МБ различных типов ОВ, входящих в световод.

Изучение с помощью бриллюэновского рефлектометра особенностей поведения спектров рассеяния МБ в ОВ различных видов и производителей позволило установить начальные значения БЧС ( $f_{B0}$ ) для всех исследованных разновидностях ОВ.

В табл. 1 сведены значения  $f_{B0}$  для проанализированных в этой работе типов ОВ (у них добавле-

на в обозначение буква “Н”), а также для многих других ранее проанализированных ОВ [1–20].

По рекомендуемым значениям БЧС из табл. 1 ( $f_{B0}$ ) можно по формуле (1) определить эффективную скорость гипер акустической волны ( $v_{A_{\text{eff}}}$ ) и эффективный показатель преломления среды распространения ( $n_{\text{eff}}$ ):

$$f_B = 2f_L v_{A_{\text{eff}}} n_{\text{eff}} / c = 2v_{A_{\text{eff}}} n_{\text{eff}} / \lambda_L, \quad (1)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме,  $f_L$  — частота, а  $\lambda_L$  — длина волны излучения лазера [1–4, 12–14].

Например, при  $\lambda_L = 1.55$  мкм для ОВ G.654Е получаем  $v_{A_{\text{eff}}} = 5.81$  км/с (при  $n_{\text{eff}} = 1.47$ ) или  $n_{\text{eff}} = 1.496$  (при  $v_{A_{\text{eff}}} = 5.71$  км/с); а ОВ “DRAKA” —  $v_{A_{\text{eff}}} = 5.67$  км/с (при  $n_{\text{eff}} = 1.47$ ) или  $n_{\text{eff}} = 1.459$  (при  $v_{A_{\text{eff}}} = 5.71$  км/с).

#### 5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при наличии бриллюэновских рефлектограмм по величине бриллюэновского частотного сдвига и характеристикам частотного профиля спектров рассеяния МБ можно классифицировать разновидности ОВ в составе световодов и проложенных ОК.

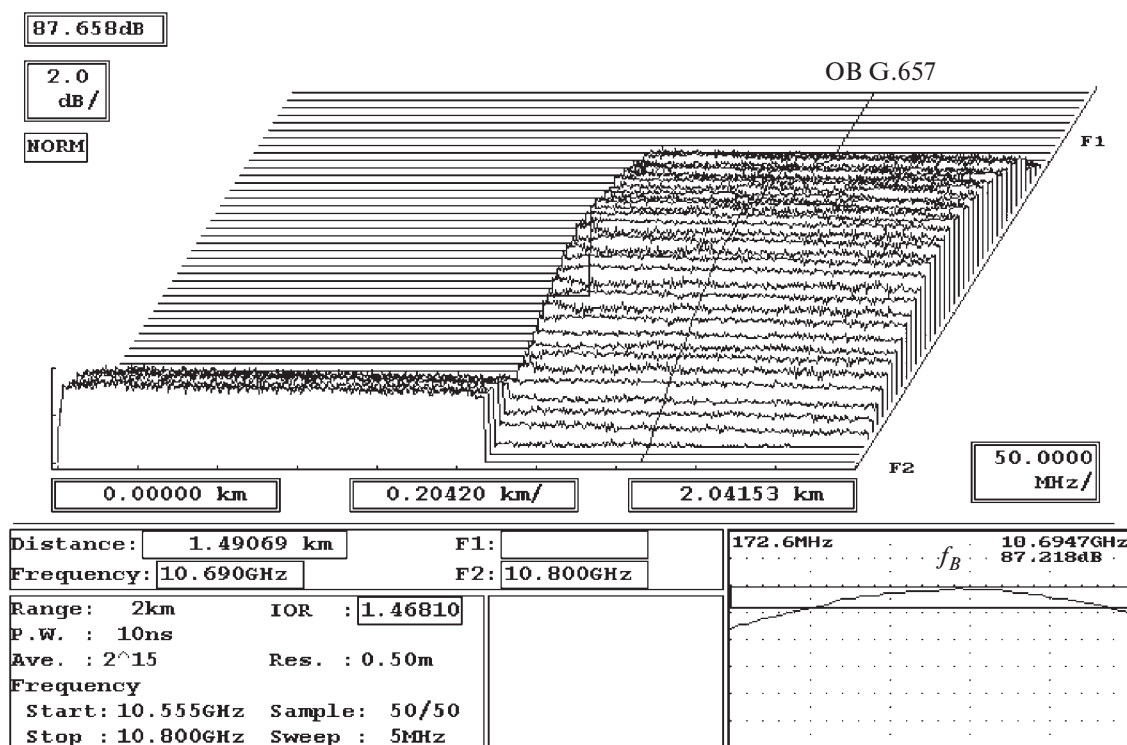


Рис. 7. Пространственное распределение спектров рассеяния МБ для OB G.657.

Различия в частотных характеристиках рассеяния МБ позволяют выявлять тип ОВ и классифицировать его разновидность.

Соединение в единый световод отрезков нескольких изучаемых ОВ позволяет по бриллюэновским рефлектограммам выделить различия характеристик рассеяния МБ и существенно повысить скорость получения итоговых результатов измерений.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят сотрудников ЗАО “Москабель–Фуджикура”, АО “Оптиковолокonné системы” (Саранск) и Пермского федерального исследовательского центра за проявленный интерес к настоящей работе, за предоставленные для исследования образцы ОВ и содействие в проведении экспериментов с помощью бриллюэновского оптического импульсного рефлектометра.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bogachkov I.V. // J. Phys. 2018. V. 1015. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1015/2/022004>
2. Bogachkov I.V., Gorlov N.I. // J. Phys. 2022. V. 2182. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2182/1/012089>
3. Bogachkov I.V. // T-comm, 2019. V. 13. № 1. P. 60.
4. Bogachkov I.V., Gorlov N.I. // J. Phys. 2021. V. 1791. P. 1. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1791/1/012039>
5. Bogachkov I.V., Trukhina A.I. Researches of Initial Value of the Brillouin Frequency Shift in Optical Fibers of Different Types // Systems of signals generating and processing in the field of onboard communications. Moscow. 2018. P. 1. <https://doi.org/10.1109/SOSG.2018.8350574>
6. Kobayakov A., Sauer M., Chowdhury D. // Adv. Optic. Photon. 2010. V. 2. P. 1.
7. Ruffin A.B., Li M.-J., Chen X., Kobayakov A., Annunziata F. // Opt. Lett., 2005. V. 30. P. 3123.
8. Gorlov N.I., Bogachkov I.V. An Analysis of the Influence of the Physical Layers Structure of Optical Fibers on the Mandelstam – Brillouin Scattering Characteristics // Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SINKHROINFO–2020). Kaliningrad. 2020. <https://doi.org/10.1109/SYNCHROINFO49631.2020.9166063>
9. Bogachkov I.V. Research Characteristics of the Mandelstam – Brillouin Scattering in Specialized Single-mode Optical Fibers // Dynamics of Systems, Mechanisms and Machines, Dynamics. Omsk. 2017. <https://doi.org/10.1109/Dynamics.2017.8239436>
10. Liu X. Characterization of Brillouin scattering spectrum in LEAF fiber. University of Ottawa, 2011. 102 p.
11. Koyamada Y., Sato S., Nakamura S., Sotobayashi H., Chujo W. // Lightwave Technol. 2004. V. 22. P. 631.
12. Dragic P.D. // J. Opt. Soc. Am. B. 2009. V. 26. P. 1614.
13. Law P.-C., Liu Y.-Sh., Croteau A., Dragic P.D. // Opt. Mater. Express. 2011. V. 1. P. 686.

14. *Zou W., He Z., Hotate K.* // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 18804.
15. *Sikali Mamdem Y., Pheron X., Taillade F.* Two-dimensional FEM Analysis of Brillouin gain spectra in acoustic guiding and antiguiding single mode optical fibers // COMSOL Conference. Proceedings. Paris. 2010.
16. *Belokrylov M.E., Konstantinov Y.A., Latkin K.P., Claude D., Seleznev D.A., Stepin A.A., Konin Y.A., Shcherbakova V.A., Kashina R.R.* // Instruments Exp. Tech. 2020. V. 63. P. 48.  
<https://doi.org/10.1134/S0020441220050012>
17. *Kim Y.H., Song K.Y.* // J. Lightwave Technol. 2015. V. 33. P. 4922.
18. *Yu Q., Bao X., Chen L.* // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 17.
19. *Burdin V.V., Konstantinov Y.A., Claude D., Latkin K.P., Belokrylov M.E., Krivosheev A.I., Tsibinogina M.K.* // Instruments Exp. Tech., 2021. V. 64. P. 768.  
<https://doi.org/10.1134/S0020441221050031>
20. *Burdin V.V., Konstantinov Y.A., Pervadchuk V.P., Smirnov A.S.* // Quantum Electron. 2013. V. 43. P. 531.  
<https://doi.org/10.1070/QE2013v043n06ABEH014995>

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 543.42

# МЕТОД УТОЧНЕНИЯ ЧАСТОТНОГО СДВИГА СПЕКТРА, ПОЛУЧЕННОГО ПРИ НИЗКОМ РАЗРЕШЕНИИ АНАЛИЗАТОРА<sup>1</sup>

© 2023 г. Б. И. Валеев<sup>а,\*</sup>, Т. А. Аглиуллин<sup>а</sup>, А. Ж. Сахабутдинов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева–КАИ  
Кафедра радиопотоники и микроволновых технологий  
Россия, 420111, Казань, ул. К. Маркса, 10

\*e-mail: kje.student@mail.ru

Поступила в редакцию 23.01.2022 г.

После доработки 21.04.2023 г.

Принята к публикации 21.04.2023 г.

Предлагается новый метод определения частотного сдвига спектра, полученного в условиях низкой разрешающей способности анализатора, позволяющий за счет математической обработки сигнала, описывающего спектр, определить его частотный сдвиг с разрешением, на два порядка превышающим приборное. Метод основан на представлении сигнала, описывающего частотно-сдвинутый спектр, в виде непрерывной функции, дифференцируемой всюду, разложении ее в ряд Тейлора, аппроксимации производных конечными разностями заданного порядка и определении частотного сдвига методом наименьших квадратов. Приведены математическое обоснование метода и результаты численных экспериментов. Обсуждаются перспективы применения предложенного метода.

DOI: 10.31857/S0032816223050154, EDN: ZKKPUZ

## ВВЕДЕНИЕ

Задача определения частотного сдвига спектра (ЧСС) отражения или пропускания, вызванного различного рода физическими воздействиями, актуальна во многих областях науки и техники [1]. Существующие приборы, например, оптоэлектронные анализаторы спектра, часто не обеспечивают требуемого разрешения для обеспечения необходимой точности определения ЧСС [2].

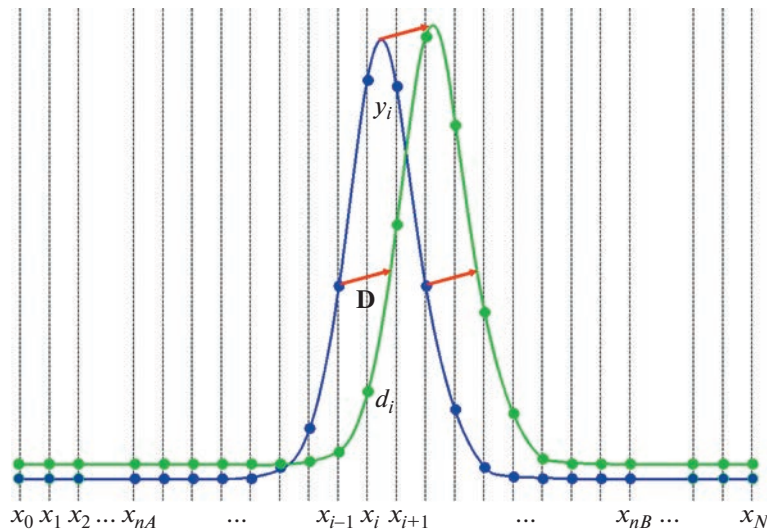
Ключевой задачей при проектировании волоконно-оптических измерительных систем является определение центральной длины волны (или ее сдвига) волоконной брэгговской решетки (ВБР), используемой в качестве чувствительного элемента волоконно-оптических датчиков. Для определения центральной длины волны ВБР используются классические оптоэлектронные интеррогаторы, включающие интерферометры Фабри–Перо, перестраиваемые лазеры, частотные фильтры или дифракционные решетки, спектральная характеристика которых определяется в виде дискретного набора данных пар значений длины волны и амплитуды [3]. Основной проблемой, с которой сталкиваются разработчики, является низкая точность определения частотного сдвига спектра ВБР и, как

следствие, низкая точность измерения внешнего физического воздействия.

В литературе известны различные методы уточнения определенного положения центральной длины волны ВБР в условиях низкого разрешения измерения спектра. Примером такого метода является метод обработки сигнала, который предполагает уточнение положения центральной длины волны по трем отдельным точкам путем построения через них полинома второй степени и определения его центра [4]. В дальнейшем этот подход был развит в метод, предполагающий построение полинома наименьшего среднеквадратического отклонения, проходящего через несколько отдельных точек спектра ВБР [5]. Другим подходом, позволяющим решить указанную проблему, является метод центра масс, который предполагает замену определения центральной длины волны ВБР на определение центра масс плоской фигуры, образованной огибающей спектра, первая и последняя точки которой соответствуют границам диапазона измерений и оси абсцисс [6]. Ранее авторами был рассмотрен метод интерполяции симметричного спектра ВБР с помощью гауссовой кривой [7] и определения положения его центра, который дает хороший результат, если спектр ВБР состоит из большого числа точек.

В то же время, методы [4–7] дают неудовлетворительные результаты, если к низкой разрешаю-

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).



**Рис. 1.** Спектр ВБР в невозмущенном (синяя линия,  $\{y_i\}$ ) состоянии и после воздействия (зеленая линия,  $\{d_i\}$ ).

щей способности анализатора добавляется флуктуация мощности оптического излучения и, кроме того, спектр ВБР состоит из небольшого числа точек (от 3 до 7), что часто встречается на практике.

Как было сказано выше, необходимость разработки новых методов уточнения частотного сдвига спектра ВБР возникает одновременно с требованием повышения точности определения внешнего физического воздействия. Проблема может быть решена непосредственно путем увеличения разрешения оптико-электронного анализатора спектра, цена которого растет экспоненциально с увеличением разрешения, поскольку она влечет за собой модернизацию элементной базы, а также использование более дорогих компонентов.

Второй подход заключается в переходе к радиофотонному опросу [1, 2], в частности, к системам с использованием адресных [3] и многоадресных [4, 5] волоконных брэгговских структур. Однако этот подход также требует замены оборудования и перехода на новые методики измерений.

Как потребители, так и производители оборудования ищут методы, которые позволили бы экстенсивно повысить точность приборов без замены компонентов и перехода на другую методику измерений. На такое решение проблемы направлены методы математической обработки ЧСС, которые сначала позволили увеличить разрешение на порядок (примерно до 15–17 пм) [6]. Затем с использованием особого учета нелинейных искажений спектра разрешение было увеличено еще на порядок, оно достигло в некоторых случаях почти 1.5 пм, но только для малых частотных сдвигов спектра [7] (до нескольких ГГц).

Таким образом, целью работы является разработка метода обработки сигнала, описывающего

спектр гауссовой ВБР, полученной в условиях низкого разрешения, который обеспечивал бы заданную точность определения ее центральной длины волны при возможном смещении спектра на  $\pm 0.5$  нм ( $\pm 60$  ГГц) в обе стороны от положения невозмущенной решетки.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ МЕТОДА

Исходный набор данных с невозмущенным спектром обозначается как  $\{x_i, y_i\}$ , а набор данных со сдвинутым по частоте спектром — как  $\{x_i, d_i\}$ ,  $i = 0, N$ . Считаем, что условия внешнего физического воздействия на ВБР таковы, что он обеспечивает только ЧСС и изменение его амплитуды без искажения гауссовой формы. Это предположение одновременно учитывает возможные флуктуации мощности источника излучения и вероятность динамических потерь. Предполагается, что ЧСС и изменение амплитуды происходят одновременно по двум осям (рис. 1).

На рис. 1 используются следующие обозначения:  $x_i$  — длина волны,  $y_i$  — амплитуды спектра в невозмущенном состоянии,  $d_i$  — амплитуды сдвинутого спектра,  $\mathbf{D}(\Delta x, \Delta y)$  — вектор сдвига, одинаковый для всех точек спектральной кривой. Функция  $f(x)$  произвольна по параметрам функции Гаусса, определена, непрерывна и бесконечно дифференцируема для всех  $x$  в диапазоне  $[x_0, x_N]$ , кроме того,  $\{y_i\}$  и  $\{d_i\}$  — значения этой функции  $f(x)$ , измеренные соответственно в невозмущенном и смещенном положениях.

Задача заключается в определении координат вектора сдвига  $\mathbf{D}$  по оси абсцисс ( $\Delta x$ ) и по оси ор-

динат ( $\Delta y$ ). Основной целью является нахождение ЧСС по оси абсцисс, но задача решается и в общем случае.

Учитывая, что исходный и сдвинутый по частоте спектры являются значениями одной и той же непрерывной и везде дифференцируемой функции  $f(x)$ , получаем, что

$$\begin{cases} y_i = f(x_i) \\ d_i = f(x_i + \Delta x) + \Delta y, \end{cases} \quad \forall i = \overline{1, N}. \quad (1)$$

Поскольку  $f(x)$  бесконечно дифференцируема в каждой точке, функцию  $f(x_i + \Delta x)$  можно представить в виде разложения Тейлора в окрестности  $x_i$ :

$$\begin{aligned} f(x_i + \Delta x) &= f(x_i) + \\ &+ \sum_{n=1}^{nD} \frac{f^{(n)}(x_i)}{n!} \Delta x^n + o(\Delta x^{nD+1}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\forall i = \overline{1, N},$$

где  $nD$  — число производных, используемых при аппроксимации разложения,  $o(\Delta x^{nD+1})$  — остаточный член ряда Тейлора, погрешность которого имеет порядок  $\Delta x^{nD+1}$ . В соотношении (2) мы пренебрегаем малым остаточным членом ряда Тейлора, далее мы подставляем выражение (2) в формулу (1):

$$d_i = y_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{f^{(n)}(x_i)}{n!} \Delta x^n + \Delta y, \quad \forall i = \overline{1, N}. \quad (3)$$

Получаем систему из  $N$  уравнений с  $2 + nD \cdot N$  неизвестными, а именно,  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  и  $nD$  производных от  $f^{(n)}(x_i)$  в каждой из точек  $x_i$  ( $n = \overline{1, nD}$ ,  $i = \overline{1, N}$ ).

Производная любого порядка может быть аппроксимирована конечно-разностными соотношениями с заданным порядком аппроксимации по заданной дискретной схеме точек. Для центральных (симметричных) конечных разностей по схеме из  $nP = 2nS + 1$  точек  $\{x_{i-nS}, \dots, x_i, \dots, x_{i+nS}\}$  производная любого порядка может быть представлена линейной комбинацией значений функции в точках схемы:

$$\begin{aligned} p_{i,n} = f^{(n)}(x_i) &= \sum_{k=-nS}^{+nS} C_{k+nS} f(x_{i+k}), \\ i &= \overline{nS, N - nS}, \quad n = \overline{1, nD}, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $C_k$  — коэффициенты линейной комбинации, а  $p_{i,n}$  обозначает  $n$ -ю производную в точке  $x_i$ . Центральные конечные разности не позволяют вычислить производную на концах всего интервала (в точках сетки с индексами  $i = 0$ ;  $nS - 1$  и  $i = N$ ;  $N - nS$ ). Для аппроксимации производной в крайних точках можно использовать асимметричные конечные разности, например, “конечные разности вперед” и “конечные разности назад”, но пока оставим этот вопрос за рамками обсуждения, полагая,

что интервал  $[x_{nA}, x_{nB}]$  находится строго внутри интервала  $[x_{nS}, x_{N-nS}]$ .

Коэффициенты  $C_k$  линейной комбинации (4) в случае симметричных конечных разностей для аппроксимации производной степени  $nD$  могут быть найдены как решение системы линейных уравнений

$$\mathbf{A} \times \mathbf{C} = \mathbf{B}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{A}$  — матрица системы линейных уравнений,  $\mathbf{B}$  — вектор свободных членов, и  $\mathbf{C}$  — вектор коэффициентов. Элементы матрицы  $\mathbf{A}$  определяются как

$$\mathbf{A} = \{A_{i,j}\} = (j - nS)^i, \quad \forall i, j = \overline{0, nP - 1}, \quad (6)$$

а векторы свободных членов задаются следующей формулой:

$$\mathbf{B} = \{B_i\} = nD! \cdot \delta(nD), \quad i = \overline{0, nP - 1}, \quad (7)$$

где  $nD$  — порядок производной,  $\delta(x)$  — дельта-функция. Все коэффициенты  $\mathbf{C}$  могут быть вычислены для произвольного порядка производной  $nD$  на произвольном эквидистантном симметричном шаблоне, содержащем  $nP$  точек, при условии, что  $nD \leq nP - 1$ , иначе вектор свободных членов  $\mathbf{B}$  (7) равен нулю, а система уравнений (5) имеет тривиальное решение. Порядок аппроксимации производной определяется величиной  $(nP - nD + 1)$ .

Таким образом, исходный набор данных  $\{x_i, y_i\}$  ( $i = \overline{0, nP - 1}$ ) позволяет определить производные  $p_{i,n}$  любого заданного максимального порядка  $nD$ , вычисленные как конечные разности на симметричном шаблоне из  $nP$  точек во всех внутренних точках  $x_i$  ( $i = \overline{nS, N - nS}$ ).

Поэтому, учитывая сделанные обозначения и предварительно вычисленные производные, соотношения (3) мы можем переписать следующим образом:

$$d_i = y_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} \Delta x^n + \Delta y, \quad \forall i = \overline{nA, nB}. \quad (8)$$

В формуле (8) по сравнению с формулой (3) не только использованы обозначения для вычисленных производных, но и заменены пределы изменения показателя  $i$ , поскольку смещение спектра отражения каждого датчика целесообразно определять только в конкретном соответствующем диапазоне длин волн. В результате соотношения (8) дают  $(nB - nA + 1)$  уравнений для определения только двух неизвестных  $\Delta x$  и  $\Delta y$  — координат вектора смещения  $\mathbf{D}(\Delta x, \Delta y)$ . Переопределенная система решается методом наименьших квадратов путем минимизации выпуклого положительно определенного функционала:

$$\Phi(\Delta x, \Delta y) = \sum_{i=nA}^{nB} \left( y_i - d_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} \Delta x^n + \Delta y \right)^2 \rightarrow \min \geq 0. \quad (9)$$

Требование (9) эквивалентно системе из двух уравнений, состоящей из частных производных  $\Phi(\Delta x, \Delta y)$  относительно  $\Delta x$  и  $\Delta y$ :

$$\begin{cases} \sum_{i=nA}^{nB} \left( \left( y_i - d_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} \Delta x^n + \Delta y \right) \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} n \Delta x^{n-1} \right) = 0, \\ \sum_{i=nA}^{nB} \left( y_i - d_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} \Delta x^n + \Delta y \right) = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Уравнения системы (10) могут быть разрешены относительно переменных и сведены к двум отдельным уравнениям. Более того, величина  $\Delta y$  может быть явно выражена из последнего уравнения:

$$\Delta y = \frac{1}{nB - nA + 1} \sum_{i=nA}^{nB} \left( y_i - d_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} \Delta x^n \right). \quad (11)$$

Подстановка  $\Delta y$  из формулы (11) в первое уравнение системы (10) дает алгебраическое уравнение одной переменной для определения  $\Delta x$ :

$$\begin{aligned} P(\Delta x) = \sum_{i=nA}^{nB} \left( y_i - d_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} \Delta x^n + \right. \\ \left. + \frac{\sum_{i=nA}^{nB} \left( y_i - d_i + \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} \Delta x^n \right)}{nB - nA + 1} \right) \sum_{n=1}^{nD} \frac{p_{i,n}}{n!} n \Delta x^{n-1} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

В этом случае уравнение (12) является полиномом степени  $2nD - 1$ , и решение этого уравнения эквивалентно нахождению всех корней полинома  $P(\Delta x)$ , который в общем случае имеет ровно  $2nD - 1$  корней. Нечетная степень многочлена гарантирует, что существует хотя бы один вещественный корень.

Общий алгоритм предлагаемого подхода разделен на две группы действий, первая из которых выполняется заранее и однократно, а вторая – во время каждого измерения.

Предварительная последовательность действий предполагает определение нечетного числа точек схемы  $nP$  и числа учитываемых производных разложения ряда Тейлора  $nD$ . Порядок ошибки при аппроксимации производной определяется величиной  $\Delta x^{n - nD + 1}$ , где  $\Delta x$  принимается за величину максимального смещения спектра от невозмущенного положения. Вычисляются все коэффициенты  $C$ , необходимые для аппроксима-

ции производной всех порядков (до  $nD$  включительно) по заданному числу точек схемы. Осуществляется одно контрольное измерение спектра через определение значений  $\{y_i\}$  в дискретных точках  $\{x_i\}$  для  $i = \overline{0, N}$ . На основе полученных значений спектра вычисляются производные  $p_{i,n}$  всех порядков ( $n = \overline{1, nD}$ ) во всех внутренних точках спектра ( $i = \overline{nS, N - nS}$ ).

После этого система готова к работе, и в процессе ее работы на каждом шаге осуществляется измерение спектра  $\{d_i\}$  для  $i = \overline{0, N}$  и решается уравнение (12) для определения  $\Delta x$ , т.е. сдвига спектра  $\{d_i\}$  относительно спектра  $\{y_i\}$ .

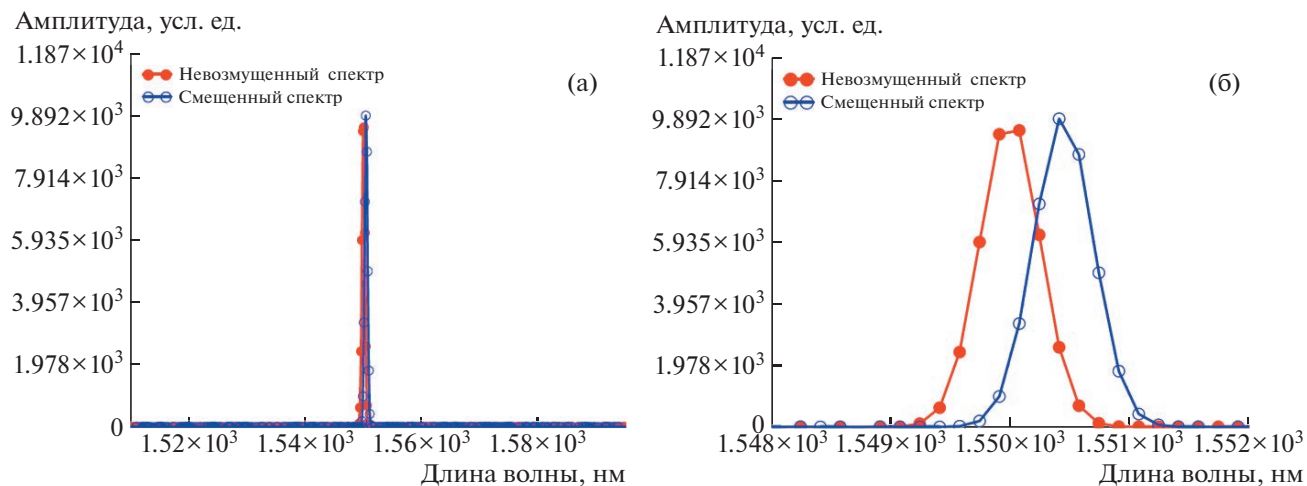
## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для тестирования предложенного алгоритма была разработана программа, реализующая представленный алгоритм для определения центральной длины волны модели ВБР с различными формами спектра отражения. В данном случае рассматривается форма профиля с нормальным (гауссовым) распределением

$$\begin{aligned} G(x, \mu, \sigma, y_S, a_N) = \\ = A \cdot \left[ \exp \left( -\frac{(x - \mu)^2}{2 \cdot \sigma^2} \right) + y_S + \left( \frac{1}{2} - \text{rnd}(1) \right) \cdot a_N \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где  $x$  – длина волны,  $\mu$  – центральная длина волны,  $\sigma$  – добротность контура,  $y_S$  – минимальное значение амплитуды спектра,  $a_N$  – амплитуда шумовой компоненты,  $A$  – максимальная амплитуда каждого из профилей. Моделирование показало, что ненулевая амплитуда может быть выбрана произвольно и не влияет на решение. Для того чтобы модель была максимально приближена к реальным физическим параметрам, амплитуда принята равной  $A = 10^4$ . Амплитуда шумовой составляющей  $a_N$  не превышает 0.1% от максимального значения амплитуды, а минимальное значение в спектре (“пьедестал”) в разных случаях моделирования варьировалось от 0 до 20% от максимального значения амплитуды. При этом, как показало моделирование, последний параметр также не влияет на решение.

Остальные параметры моделирования были выбраны максимально приближенными к условиям работы интеррогатора, собранного на базе анализатора спектра I-MON [7], а именно, количество спектральных точек  $N = 510$ , границы спектрального диапазона  $\lambda_{\min} = 1510$  нм и  $\lambda_{\max} = 1595$  нм, шаг дискретизации спектра  $h = (\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) / (N - 1) \approx 0.167$  нм. Центральная длина волны ВБР составляла  $\mu = 1550$  нм, с добротностью  $\sigma = 0.2$ . Максимальный диапазон ЧСС составил 4 нм ( $\mu \pm 2$  нм), а соответствующие индек-



**Рис. 2.** Спектр гауссовой ВБР: **а** — в полном спектральном диапазоне, **б** — в выбранном диапазоне длин волн датчика. Красная линия на рисунках обозначает невозмущенный спектр, синяя линия — спектр с максимальным ЧСС 0.5 нм.

сы диапазона в спектре  $nA = 227$ ,  $nB = 251$ . Число точек шаблона для аппроксимации производной  $nP$  принималось равным от 15 до 17, максимальное число членов  $nD = 14$ , что обеспечило аппроксимацию производной конечными разностями до третьего порядка малости в худшем случае.

Спектр отражения ВБР с гауссовым профилем для заданных параметров моделирования показан на рис. 2а, б. Красной линией на рисунках обозначен невозмущенный спектр, смоделированный для нормальных условий, синей линией обозначен спектр с максимальным ЧСС 0.5 нм.

Поскольку определенная всюду на отрезке функция  $P(\Delta x)$  имеет разные знаки на краях отрезка, ее корень на этом отрезке может быть найден итерационным методом половинного деления. В этом случае критерием остановки итераций является не близость к нулю значения функции, а величина сужающегося от итерации к итерации интервала.

Задаваясь требованием, чтобы абсолютная ошибка нахождения нуля уравнения (12) не превышала  $\epsilon = 10^{-14}$  м, зададим сдвиг в диапазоне от  $-0.5$  до  $+0.5$  нм, построим частотно-сдвинутый спектр, получим его значения в контрольных точках, на основе полученных данных сравним два спектра  $\{y_j\}$  и  $\{d_j\}$  и построим зависимость инструментального значения ЧСС от значения ЧСС, полученного на основе анализа спектров по предложенному алгоритму.

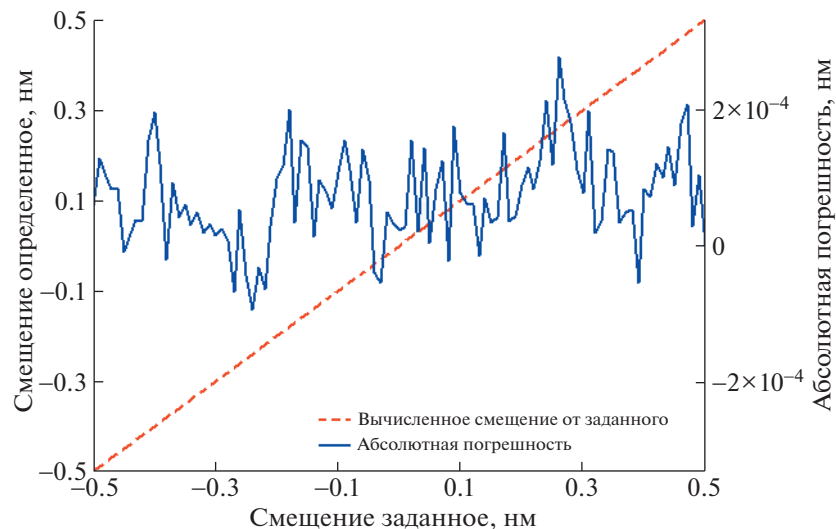
На рис. 3 показана зависимость реального и измеренного значений сдвига спектра относительно его невозмущенного состояния (красная линия, вдоль левой оси) и абсолютной ошибки в определении сдвига (синяя линия, вдоль правой оси) для различных значений сдвига. Как видно

на рис. 3, максимальная ошибка в определении ЧСС для ВБР с гауссовым профилем не превышает 0.3 пм, что на полтора порядка выше возможностей других методов уточнения положения центральной длины волны.

Численное моделирование показало, что чем меньше точек используется при описании спектра (т.е. чем уже спектральная характеристика), тем менее точным является расчет реального ЧСС из дискретно полученных значений. Наилучшие результаты получаются при использовании аппроксимирующих функций путем разложения в ряд Тейлора с производной до 13–15 порядка включительно с аппроксимацией производных 17-точечным шаблоном, что обеспечивает аппроксимацию конечными разностями с погрешностью от 2-го до 4-го порядков малости. Использование для аппроксимации 19 и более точечных шаблонов вызывает ряд трудностей, так как в этом случае матрица уравнения (5) слабо определена (определитель матрицы очень велик) и решение системы уравнений напрямую проблематично, что делает невозможным вычисление коэффициентов аппроксимации производных через такое большое количество точек. Использование конечных разностей до первого порядка аппроксимации не увеличивает точность аппроксимации спектрального сдвига.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ

Основное преимущество предложенного алгоритма заключается в том, что он не содержит сложных вычислений и может быть реализован даже на самом простом микроконтроллере. Вся основная относительная вычислительная сложность приходится на предварительную последовательность действий, выполняемых один раз, а в процессе каждого



**Рис. 3.** Зависимость реального и измеренного значений ЧСС относительно его невозмущенного состояния (красная линия, левая ось) и абсолютная ошибка в определении ЧСС (синяя линия, правая ось) при различных ее значениях для гауссовой ВБР.

измерения решается задача нахождения единственного существующего действительного корня многочлена. При этом для решения этой задачи может быть использован простой метод половинного деления, который обеспечивает нахождение корня не более чем за 30–35 итераций, в зависимости от требуемой точности. Несмотря на кажущуюся простоту математического аппарата, предложенный алгоритм позволяет уточнить значение ЧСС, полученное при низком разрешении анализатора спектра, почти на три порядка.

Применение метода значительно расширяет возможности оптико-электронных измерительных систем, основанных на анализе центральной длины волны ВБР. Другим преимуществом метода является его независимость от флуктуаций спектра и интенсивности.

К недостаткам предложенного алгоритма относится необходимость предварительного измерения огибающей спектра ВБР. Только в этом случае можно определить положение центральной длины волны огибающей спектра ВБР произвольной формы.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Данная работа была поддержана Министерством науки и высшего образования в рамках программы “Приоритет 2030”.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Capmany J., Novak D. // *Nature Photon.* 2007. V. 1. P. 319.  
<https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.89>
2. Jin Y., Dong X., Gong H., Shen C. // *Microwave Opt. Technol. Lett.* 2010. V. 52. P. 1375.  
<https://doi.org/10.1002/mop.25178>
3. Morozov O.G., Sakhabutdinov A.J. // *Computer Opt.* 2019. V. 43. P. 535.  
<https://doi.org/10.18287/2412-6179-2019-43-4-535-543>
4. Agliullin T.A., Anfinogentov V.I., Misbakhov R.Sh., Morozov O.G., Sakhabutdinov A.Zh. // *Proceed. Telecomm. Univers.* 2020. V. 6. P. 6.  
<https://doi.org/10.31854/1813-324X-2020-6-1-6-13>
5. Morozov O., Sakhabutdinov A., Anfinogentov V., Misbakhov R., Kuznetsov A., Agliullin T. // *Sensors* 2020. V. 20. P. 2693.  
<https://doi.org/10.3390/s20092693>
6. Сахабутдинов А.Ж., Нуреев И.И., Морозов О.Г. // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы.* 2015. Т. 18. № 3–2. С. 98.
7. Anfinogentov V., Karimov K., Kuznetsov A., Morozov O.G., Nureev I., Sakhabutdinov A., Lipatnikov K., Hussein S.M.R.H., Ali M.H. // *Sensors* 2021. V. 21. P. 2817.  
<https://doi.org/10.3390/s21082817>

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ВДОЛЬ  
КОНТУРА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА  
НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА<sup>1</sup>© 2023 г. Т. В. Гриценко<sup>а,\*</sup>, Н. В. Дьякова<sup>а</sup>, А. А. Жирнов<sup>а</sup>, К. В. Степанов<sup>а</sup>,  
Р. И. Хан<sup>а</sup>, К. И. Кошелев<sup>а</sup>, А. Б. Пнев<sup>а</sup>, В. Е. Карасик<sup>а</sup><sup>а</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 1

\*e-mail: chobantv@yandex.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 24.04.2023 г.

Принята к публикации 24.04.2023 г.

Проведено исследование чувствительности интерферометра Саньяка при различных координатах акустического воздействия. Получены и экспериментально подтверждены принципы формирования мертвой зоны в акустическом распределенном волоконно-оптическом датчике на основе интерферометра Саньяка. Исследован отклик интерферометра при разных типах акустического воздействия на контур: в виде прямоугольного импульса, синусоидального и в виде периодической треугольной функции; изучен характер изменения разности фаз на выходе интерферометра Саньяка для каждого из них. При найденном значении типовой частоты  $f_{i, \text{hit}} = 10.8$  кГц и длине контура 20 км проведены численное моделирование и экспериментальное исследование размаха разности фаз при акустическом воздействии через каждый 1 км петли в диапазоне от 0 до 10 км. Предложен метод устранения мертвой зоны для интеграции интерферометра Саньяка в состав комплексной системы мониторинга с использованием фазочувствительного оптического рефлектометра временной области.

DOI: 10.31857/S0032816223050105, EDN: ZJPJJP

## 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день распределенные акустические волоконно-оптические датчики (АВОД) широко распространены, так как они позволяют решать задачи удаленного мониторинга и обеспечения безопасности трубопроводов, железнодорожных путей, границ предприятий и других протяженных объектов [1]. В отличие от точечных датчиков распределенные позволяют измерять интенсивность и частоту внешних акустических воздействий на волоконно-оптический кабель на всем его протяжении и определять местоположение источника этих воздействий с высокой точностью [2]. Распределенные АВОД можно разделить на два основных вида: датчики на основе рефлектометров и датчики на основе интерферометров (Маха–Цандера, Майкельсона и Саньяка). Широко применяемые на сегодняшний день распределенные АВОД на основе фазочувствительного оптического рефлектометра (ф-OTDR) позволяют от-

дельно регистрировать воздействия с высоким разрешением (от 10 м) и контролировать объекты длиной до 80 км без усилителей сигнала в линии [3]. Однако для такой длины трассы и при дальнейшем ее увеличении, что зачастую требуется на практике, снижаются пространственное разрешение [4] и чувствительность [5, 6] на конце линии, что является существенным недостатком. Благодаря тому, что в интерферометрических АВОД сигнал формируется не обратно-рассеянным, а проходящим в прямом направлении излучением, в них в отличие от рефлектометров может быть легко реализовано сенсорное волокно длиной свыше 100 км без потери чувствительности при обеспечении погрешности определения координаты воздействия порядка десятков метров [7]. АВОД на основе интерферометра Саньяка обладают существенными преимуществами по сравнению с АВОД на основе интерферометров Майкельсона и Маха–Цандера, поэтому они привлекают высокий интерес. Прежде всего, к источнику излучения в интерферометре Саньяка не предъявляется строгих требований по ширине спектра [8–13] по сравнению как с интерферометрами Майкельсона и Маха–Цандера, так и с

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

ф-OTDR. Применение лазерных диодов с широким спектром в качестве источника излучения позволяет значительно снизить стоимость АВОД, а также увеличить допустимую длину сенсорного волокна, поскольку с увеличением ширины спектра излучения источника увеличивается пороговая мощность возникновения нелинейных эффектов, в частности вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна [14], что позволяет направлять в линию более мощное излучение. В результате в датчиках со схемой на основе интерферометра Саньяка длина сенсорного элемента может достигать 150 км [12] без повторителей и усилителей сигнала на протяжении волокна, и при такой протяженности трассы погрешность определения координаты воздействий составляет  $\pm 30$  м, т.е. менее 0.02% от указанной длины. Сигнал на выходе интерферометра Саньяка более стабилен по сравнению с интерферометром Маха–Цандера, и он мало зависит от изменений температуры и давления окружающей среды, что позволяет значительно проще обнаруживать воздействие с высокой точностью. При этом интерферометр Саньяка имеет более высокую чувствительность к высокочастотным акустическим воздействиям по сравнению с интерферометром Маха–Цандера [15].

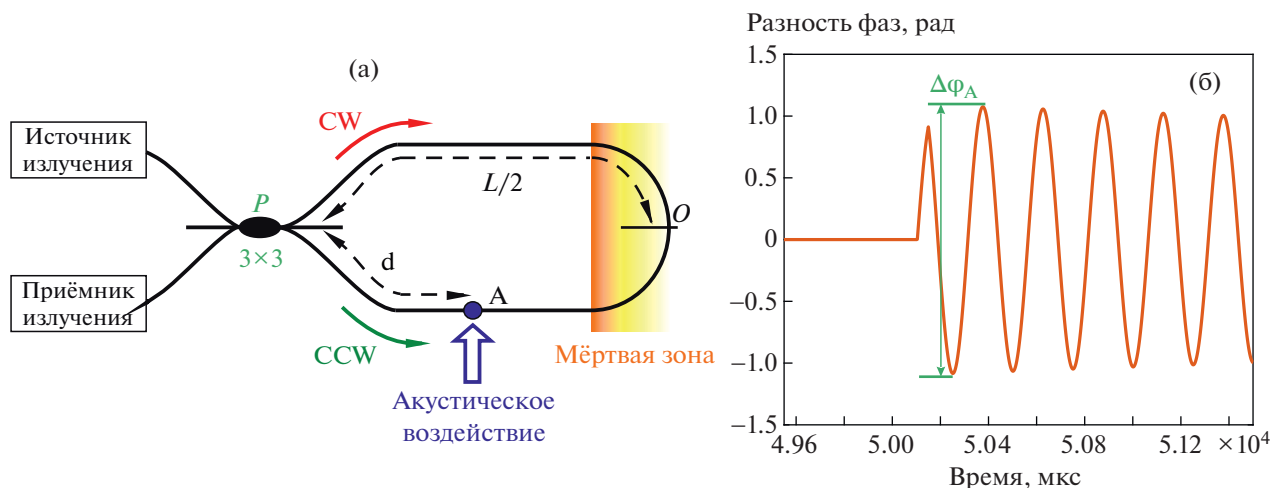
Ввиду своих преимуществ распределенные АВОД на основе интерферометра Саньяка являются весьма перспективными и быстро развиваются. На сегодняшний день распространены три основные группы схем на основе распределенных АВОД на основе интерферометра Саньяка: а) один или несколько сонаправленных контуров интерферометра Саньяка одинаковой длины с опросом по алгоритму нулевых частот, который заключается в анализе спектра интерференционного сигнала [16]; б) интерферометр Саньяка с двумя сонаправленными контурами одинаковой длины и опросом по алгоритму внесения временной задержки (time delay estimation, TDE), который основан на анализе восстановленных фаз сигналов [12]; в) два встречно направленных контура интерферометра Саньяка с вычислением координаты воздействия по временной задержке между сигналами [9, 17]. Помимо использования АВОД на основе интерферометра Саньяка в качестве самостоятельного устройства мониторинга перспективным является его применение в составе комплексной системы в качестве дополнения к ф-OTDR [18]. Такой подход позволит объединить преимущества этих двух типов датчиков и получить высокоточную и чувствительную систему с большой протяженностью контролируемой трассы. Однако для АВОД на основе интерферометра Саньяка характерен недостаток, отсутствующий для интерферометрических датчиков других типов. В силу особенностей формирования сигнала в контуре интерферометра Саньяка возникают

участки, в пределах которых воздействие не может быть зарегистрировано, — так называемые мертвые зоны [19]. Мертвые зоны могут приводить к возникновению ошибок при определении местоположения источника воздействия, что недопустимо для охранных систем. Для расширения возможностей АВОД на основе интерферометра Саньяка и для успешной его интеграции с ф-OTDR для создания высокоточной комплексной системы необходимо устранить этот недостаток. Поэтому актуальной остается проблема разработки методов устранения мертвых зон в интерферометре Саньяка или уменьшения их влияния на точность определения координаты воздействия. Для этого необходимо провести исследование чувствительности интерферометра Саньяка, что позволит определить причины возникновения мертвых зон, их протяженность и местоположение вдоль контура при различных акустических воздействиях.

## 2. ПРИНЦИПЫ ФОРМИРОВАНИЯ МЕРТВЫХ ЗОН В ДАТЧИКЕ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА

Интерферометр Саньяка, схема которого приведена на рис. 1, представляет собой контур оптического волокна, замкнутый на выходы Х-образного разветвителя Р. В петле излучение источника распространяется по общему пути в двух направлениях: по часовой стрелке (CW) и против часовой стрелки (CCW), и интерференционный сигнал регистрируется приемником излучения. Внешнее акустическое воздействие в точке, удаленной от начала петли длиной  $L$  на некоторое расстояние  $d$ , локально изменяет показатель преломления и длину оптического волокна, что приводит к возникновению дополнительного набега фазы  $\varphi(t)$ . Излучение в направлениях CW и CCW приобретает одинаковый набег фазы, но в разные моменты времени их разница  $\Delta t$  определяется как разница времени хода излучения от точки воздействия до разветвителя Р в двух направлениях, поэтому результирующая разность фаз на выходе петли  $\Delta\varphi(t, d)$  и, следовательно, интерференционный сигнал, зависят от координаты  $d$ . Приемник излучения регистрирует изменение интерференционного сигнала в течение времени  $I(t, d) \propto \cos(\Delta\varphi(t, d))$  и по известным алгоритмам [20, 21] вид разности фаз на выходе петли может быть восстановлен.

Чувствительность интерферометра Саньяка будем оценивать по формируемой на выходе петли разности фаз. Если формируемая на выходе петли разность фаз меньше пороговой, то интерферометр Саньяка нечувствителен, и воздействие не может быть зарегистрировано. Пороговая разность фаз — это минимальная разность фаз на вы-



**Рис. 1.** Конфигурации схемы распределенного волоконно-оптического микрофона на основе ф-OTDR без усиления излучения (а), с усилением обратно-рассеянного излучения предусилителем (б), с усилением направляемого в линию излучения бустером (в), с усилением излучения бустером и предусилителем совместно (г).

ходе петли интерферометра Саньяка при наличии акустического воздействия, которая приводит к формированию интерференционного сигнала, который может быть зарегистрирован при определенном отношении сигнал/шум на приемнике излучения. Если воздействие находится около середины петли, то разность фаз на ее выходе мала, поэтому из-за особенностей формирования сигнала мертвая зона возникает вблизи середины петли интерферометра Саньяка [22], как показано на рис. 1а. То, насколько большая разность фаз сформировалась на выходе петли, определяет чувствительность интерферометра Саньяка, и ее можно оценивать по амплитуде колебания разности фаз  $\varphi_A$  (рис. 1б), которую мы будем называть размахом разности фаз:

$$\varphi_A = \max \{ \Delta\varphi(t, \Delta t) \} - \min \{ \Delta\varphi(t, \Delta t) \}. \quad (1)$$

Таким образом, размах разности фаз на выходе петли зависит от координаты воздействия, поэтому чувствительность датчика также зависит от координаты  $d$ . Кроме того, на величину результирующей разности фаз влияют параметры акустического воздействия, так как от частоты и амплитуды воздействия зависит частота модуляции разности фаз. Функциональная зависимость разности фаз на выходе интерферометра Саньяка от координаты и частоты воздействия определяется выражением

$$\Delta\varphi(f_i, d) = A \cdot \sin\left(\pi f_i \frac{(L - 2d)n}{c}\right) \cdot \cos\left(2\pi f_i \left[t - \frac{(L - 2d)n}{2c}\right]\right), \quad (2)$$

$$d \leq \frac{L}{2},$$

где  $A$  — коэффициент, зависящий от амплитуды воздействия,  $f_i$  — частота колебания набега фазы, зависящая от частоты воздействия,  $n$  — показатель преломления сердцевины волокна,  $c$  — скорость света.

Как следует из анализа второго множителя в полученном выражении, разность фаз на выходе петли интерферометра Саньяка представляет собой функцию двух переменных: частоты  $f_i$  колебания набега фазы и координаты воздействия  $d$ . Минимумы  $f_{i,\min}$  и максимумы  $f_{i,\max}$  размаха разности фаз распределены согласно уравнению гиперболы:

$$f_{i,\min} = \frac{cN}{n(L - 2d)}, \quad N \in Z, \quad d \leq \frac{L}{2}, \quad (3)$$

$$f_{i,\max} = \frac{c(N + 1/2)}{n(L - 2d)}, \quad N \in Z, \quad d \leq \frac{L}{2}. \quad (4)$$

При координате воздействия  $d = L/2$  синус обращается в нуль при любой частоте колебания набега фазы, в результате чего в середине петли всегда присутствует мертвая зона.

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКЛИКА ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА ПРИ РАЗНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ НА КОНТУР

Поскольку процесс формирования мертвых зон зависит от частоты колебания разности фаз на выходе интерферометра Саньяка при акустических воздействиях на сенсорное волокно, необходимо проанализировать, какой отклик формируется в интерферометре Саньяка при различных типах воздействий. Были проведены экспери-

**Таблица 1.** Результаты изменения отклика интерферометра Саньяка при различных эталонных воздействиях

| Тип воздействия     | Параметры воздействия |                        | Параметры отклика                   |                          |
|---------------------|-----------------------|------------------------|-------------------------------------|--------------------------|
| Импульс             | Длительность, мкс     | Частота повторения, Гц | Частота колебания разности фаз, кГц | Размах разности фаз, рад |
|                     | 0.167                 | 60                     | 10.8                                | 1                        |
|                     | 0.500                 |                        | 10.8                                | 1.5                      |
|                     | 2                     |                        | 10.8                                | 7                        |
|                     | 5                     |                        | 10.8                                | 23                       |
|                     | 10                    |                        | 10.8                                | 35                       |
|                     | 400                   |                        | 10.8                                | 40                       |
| Тип воздействия     | Частота, кГц          |                        | Частота колебания разности фаз, кГц | Размах разности фаз, рад |
| Синусоида           | 4 кГц                 |                        | 4.0                                 | 12                       |
|                     | 8 кГц                 |                        | 8.0                                 | 50                       |
| Треугольная функция | 4 кГц                 |                        | 4.0                                 | 25                       |

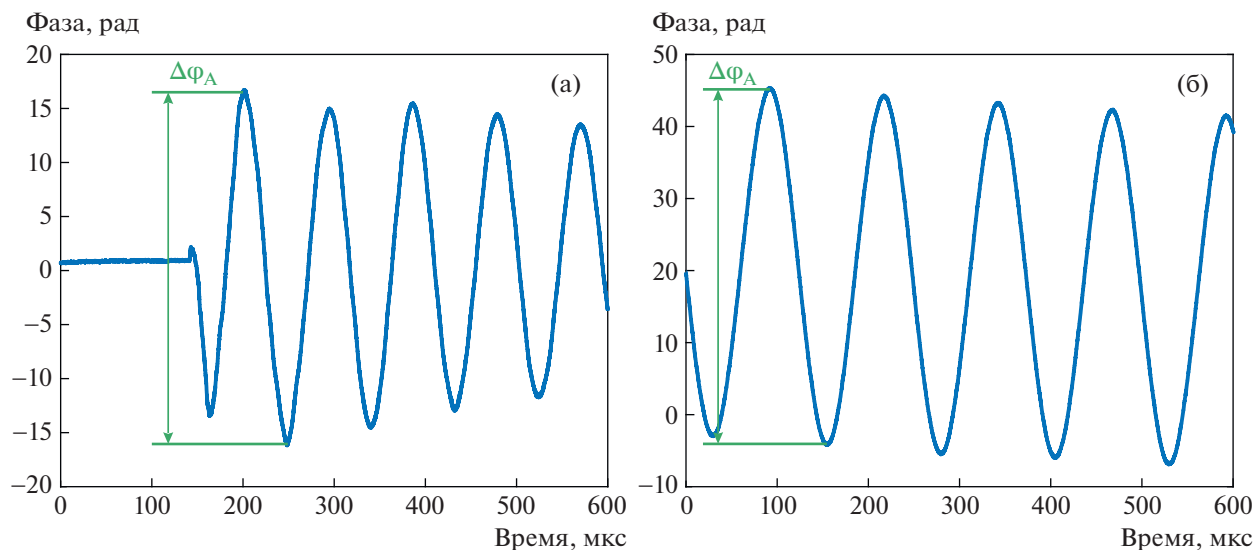
ментальные исследования, в ходе которых в петлю длиной 20 км в точке с координатой  $d = 8$  км был включен пьезоэлектрический преобразователь с намотанными на него 20 метрами волокна. На пьезоэлектрик подавались электрические сигналы генератора, таким образом, осуществлялись эталонные воздействия с разными параметрами. На выходе петли интерференционный сигнал регистрировался двумя приемниками излучения для восстановления его фазы. Были исследованы три типа воздействий: в виде прямоугольного импульса, синусоидальное, а также в виде периодической треугольной функции; у них варьировались основные параметры: для импульса изменялись длительность и частота повторения, а для синусоидального и периодического треугольного сигнала — частота. Во всех экспериментах амплитуда электрического сигнала, подаваемого на пьезоэлектрический преобразователь, составляла 4 В, а частота дискретизации АЦП, регистрирующего сигнал с приемников излучения и направляющего их на ПК для дальнейшей обработки и анализа, — 25 МГц. При отправке на пьезоэлектрик сигнала в виде импульса формируется эталонное воздействие, по своему характеру наиболее приближенное к реальным ударам по волокну, которые могут возникать при колебании конструкции, на которой установлен сенсор, или при непосредственном касании волокна. Синусоидальный сигнал применялся для определения отклика интерферометра Саньяка на одночастотные воздействия, а периодический треугольный — на длительные воздействия со сложным спектральным составом. Были выбраны шесть значений длительности импульса в диапазоне от 167 нс до 400 мкс при фиксированной частоте повторения 60 Гц и два значения частоты колебания си-

нусоидальной и периодической треугольной функций (4 и 8 кГц). При различных параметрах воздействия были измерены размах разности фаз на выходе контура интерферометра Саньяка и частота ее колебания. Результаты представлены в табл. 1. Пример разности фаз, формируемой на выходе петли при воздействии импульсами с длительностью 10 мкс и частотой повторения 60 Гц, представлен на рис. 2а, а при воздействии синусоидой с частотой 8 кГц — на рис. 2б. На обоих графиках отмечен также размах полученной разности фаз  $\varphi_d$ .

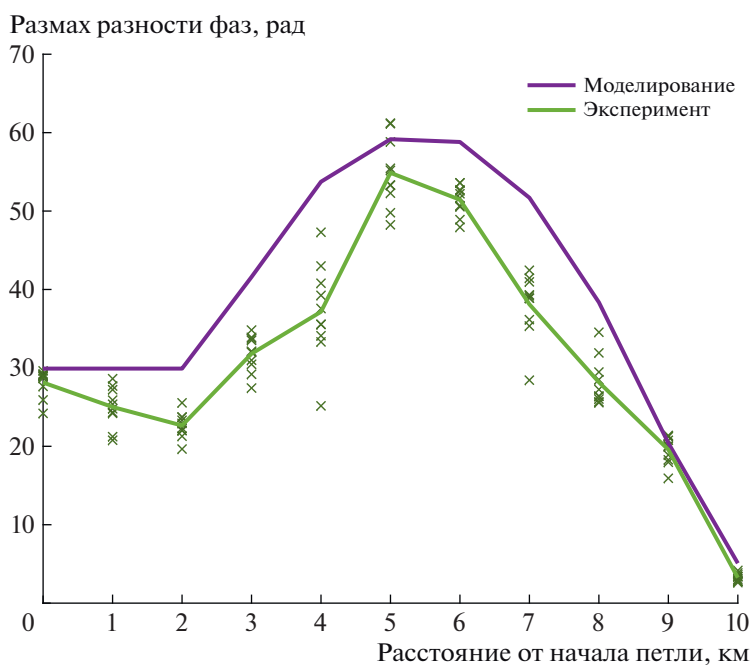
Из результатов, представленных в табл. 1 и в виде графиков на рис. 2, видно, что при ударах (которым эквивалентно воздействие на пьезоэлектрик в виде прямоугольного импульса) разность фаз на выходе интерферометра Саньяка можно описать гармонической функцией с частотой  $f_{t, \text{hit}} \approx 10.8$  кГц и огибающей, затухающей по экспоненте в зависимости от жесткости волоконно-оптического кабеля и способа его установки на периметре. Частота  $f_{t, \text{hit}}$  не зависит от длительности импульса, однако чем длиннее импульс, тем больший размах разности фаз формируется на выходе контура. При гармоническом воздействии частота колебания разности фаз  $f_{t, \text{harm}}$  совпадает с частотой самого воздействия, и с увеличением частоты размах разности фаз также увеличивается.

#### 4. ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА ВДОЛЬ КОНТУРА

Для исследования распределения чувствительности интерферометра Саньяка вдоль контура,



**Рис. 2.** Графики разности фаз на выходе контура интерферометр Саньяка при воздействии пьезоэлектриком, на который подавался электрический сигнал в виде импульса длительностью 10 мкс (а), синусоиды с частотой 8 кГц (б).

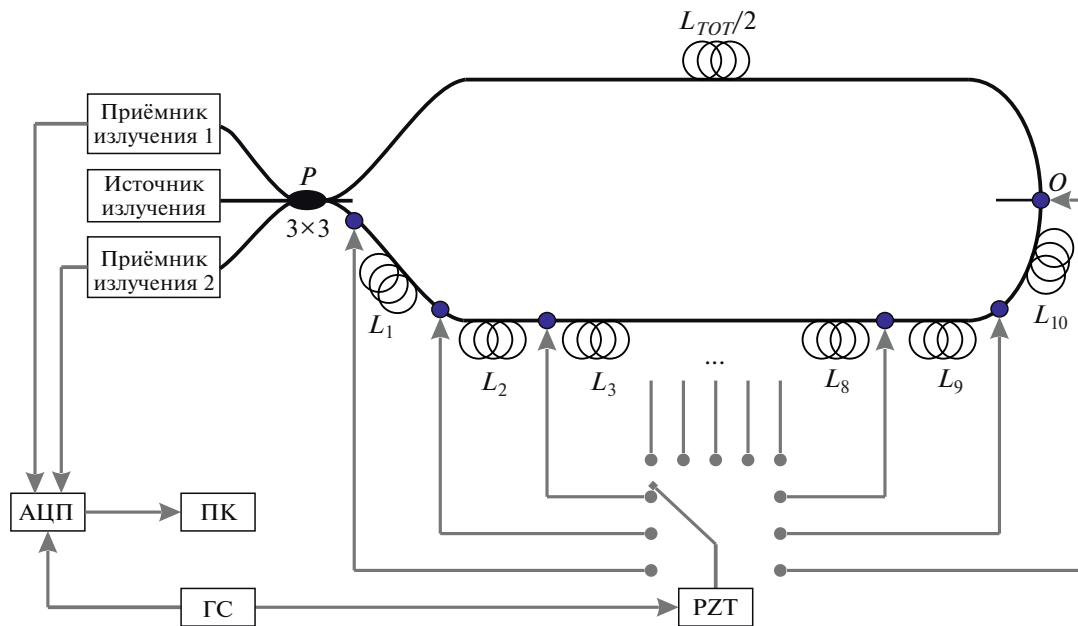


**Рис. 3.** Зависимость разности фаз от координаты воздействия с частотой  $f_{i,\text{hit}} = 10.8$  кГц; сравнение кривых, полученных в результате численного моделирования и измеренных экспериментально.

т.е. в зависимости от координаты воздействия, были проведены теоретические и экспериментальные исследования. Было проведено численное моделирование процесса формирования сигнала в интерферометре Саньяка с учетом найденной функциональной зависимости разности фаз на выходе интерферометра Саньяка от координаты и частоты воздействия, определяемой выраже-

нием (2). При заданной типовой частоте  $f_{i,\text{hit}} = 10.8$  кГц и длине контура 20 км был рассчитан размах разности фаз при воздействии, оказываемом на контур в диапазоне от нуля до 10 км через каждый 1 км. Результат представлен на рис. 3.

Максимальный размах разности фаз формируется при воздействии с координатами  $d = 5$  км и  $d = 6$  км, поскольку в этих случаях набег фазы в



**Рис. 4.** Схема установки для экспериментального исследования распределения чувствительности в контуре интерферометра Саньяка (PZT – преобразователь, ГС – генератор сигналов).

направлениях CW и CCW сдвинуты друг относительно друга на наибольшее время. При воздействии на координатах  $d = 9$  км и  $d = 10$  км формируемая разность фаз имеет размах менее 20 рад. Для системы с сенсорным элементом указанной длины в лабораторных и полевых условиях характерный уровень шума приводит к тому, что пороговая разность фаз на выходе датчика, как правило, выше указанного значения, поэтому можно говорить о формировании в этой области мертвой зоны.

Для экспериментального исследования распределения чувствительности в контуре интерферометра Саньяка была разработана и реализована экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 4. Она включает в себя петлю интерферометра Саньяка длиной  $L_{\text{ТОТ}} = 20$  км. Первая половина петли реализована в виде катушки длиной 10 км, а вторая половина разбита на десять участков, каждый из которых имел длину  $L_i = 1$  км,  $i = \overline{1, 10}$ . В качестве источника излучения применялся диодный лазер с резонатором на основе интерферометра Фабри–Перо и с центральной длиной волны  $\lambda = 1550$  нм. На выходе петли интерференционный сигнал регистрировался двумя приемниками излучения, после чего он преобразовывался АЦП с частотой дискретизации 25 МГц и передавался на ПК, где осуществлялись восстановление фазы сигнала и расчет размаха полученной разности фаз для каждого значения координаты.

Воздействие на петлю осуществлялось при помощи пьезоэлектрического преобразователя, на который подавались импульсы с генератора сигналов с амплитудой 4 В, длительностью 10 мкс и частотой повторения 60 Гц. Для создания акустического воздействия с координатой  $d_i$  пьезоэлектрический преобразователь устанавливался поочередно в одиннадцать точек: между разветвителем и первой катушкой  $L_1$ , между соседними катушками в контуре  $L_{i-1}$  и  $L_i$ ,  $i = \overline{3, 10}$ , а также между последней катушкой  $L_{10}$  и катушкой  $L_{\text{ТОТ}}/2$ , т.е. посередине петли. Для каждой координаты воздействия  $d_i$  были получены десять измерений и определен размах разности фаз  $\varphi_{A,i}$ . Результаты измерения разности фаз в зависимости от координаты точки воздействия вдоль контура интерферометра Саньяка для каждого из десяти циклов измерений, а также кривая усредненного по всем измерениям в цикле значения разности фаз представлены на рис. 3. На рис. 3 видно соответствие зависимости чувствительности интерферометра Саньяка от координаты воздействия, полученной экспериментально, графику значений, рассчитанных в результате численного моделирования. В результате экспериментов максимальная чувствительность продемонстрирована для координаты воздействия в области около четверти петли ( $d_6 = L_{\text{ТОТ}}/4 = 5$  км), в то время как в середине петли при  $d_{11} = L_{\text{ТОТ}}/2$  размах разности фаз составляет менее 5 рад, и поскольку пороговая разность фаз составляет 20 рад, в середине петли формируется мертвая зона. Исходя из этого, мож-

но предложить метод устранения мертвой зоны в середине контура, который заключается в том, что на расстоянии  $L_{\text{ТОТ}}/2$  относительно разветвителя устанавливается компенсационная катушка длиной 3 км. Такой длины катушки будет достаточно для контура любой протяженности для регистрации воздействий при среднем и высоком уровнях шума. В таком случае мертвая зона на расстоянии  $\pm 1.5$  км около середины петли окажется внутри катушки, а вдоль всего сенсорного волокна размах разности фаз будет составлять не менее 20 рад.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено исследование чувствительности интерферометра Саньяка в зависимости от координаты акустического воздействия вдоль контура. Представленная математическая зависимость, описывающая принципы формирования мертвых зон в АВОД на основе интерферометра Саньяка, позволила теоретически определить границы мертвой зоны, протяженность которой в контуре интерферометра Саньяка длиной 20 км составила 3 км. Для экспериментального подтверждения результатов, полученных по итогам численного моделирования, была разработана и реализована установка, включающая в себя контур интерферометра Саньяка длиной 20 км, на который в точках с разными координатами оказывалось эталонное акустическое воздействие пьезоэлектриком. Это позволило измерить разность фаз на выходе петли при акустическом воздействии с фиксированной частотой 10.8 кГц в разных точках, а также экспериментально получить зависимость чувствительности интерферометра Саньяка от координаты воздействия, характеристики которой совпадают с расчетными значениями. Значение типовой частоты колебания разности фаз при ударах по сенсорному волокну интерферометра Саньяка  $f_{\text{т.hit}} \approx 10.8$  кГц, найденное в результате проведенных экспериментов по исследованию отклика ИС на разные акустические воздействия, а также характер изменения разности фаз при длительных периодических воздействиях позволяют определить ограничения этого интерферометра при построении на его основе волоконно-оптических датчиков акустических воздействий, кроме того, они могут быть использованы для улучшения существующих алгоритмов распознавания разных типов акустических воздействий на контур и разработки новой методики классификации ударов, шагов и др. Полученные результаты демонстрируют перспективность дальнейших исследований.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-29-01577).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // *Sensors*. 2022. V. 22 (3). P. 1033. <https://doi.org/10.3390/s22031033>
2. Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Sazonkin S.G., Choban T.V., Koshelev K.I., Chernutsky A.O., Pnev A.B., Novikov A.O., Yagodnikov D.A. // *Sensors*. 2021. V. 21 (23). P. 7836. <https://doi.org/10.3390/s21237836>
3. Choban T.V., Zhirnov A.A., Chernutsky A.O., Stepanov K.V., Pnirov A.B., Galzerano G., Karasik V.E., Svelto C.J. // *Phys. Conf. Ser.* 2019. V. 1410 (1). P. 012108. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1410/1/012108>
4. Peng F., Wu H., Jia X.-H., Rao Y.-J., Wang Z.-N., Peng Z.-P. // *Opt. Express*, 2014. V. 22 (11). P. 13804. <https://doi.org/10.1364/OE.22.013804>
5. Stepanov K.V., Zhirnov A.A., Chernutsky A.O., Koshelev K.I., Pnev A.B., Lopunov A.I., Butov O.V. // *Sensors*, 2020. V. 20. P. 6431. <https://doi.org/10.3390/s20226431>
6. Stepanov K.V., Zhirnov A.A., Chernutsky A.O., Choban T.V., Pnev A.B., Lopunov A.I., Butov O.V. // *IEEE Proc. of International Conference Laser Optics* 2020. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285505>
7. Pi S., Wang B., Zhao J., Hong G., Zhao D., Jia B. // *Proc. of Interferometry XVII: Techniques and Analysis*. 2014. V. 9203. <https://doi.org/10.1117/12.2059925>
8. Liu K., Jin X., Jiang J., Xu T., Ding Z., Huang Y., Sun Z., Xue K., Li S., Liu T. // *IEEE Sens. J.* 2022. V. 22. P. 21428. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2022.3213036>
9. Zhirnov A.A., Choban T.V., Stepanov K.V., Koshelev K.I., Chernutsky A.O., Pnev A.B., Karasik V.E. // *Sensors*. 2022. V. 22(7). P. 2772. <https://doi.org/10.3390/s22072772>
10. Spammer J., Swart L., Chitchebakov A., Lightwave J. // *Technol*, 1997. V. 15 (6). P. 972. <https://doi.org/10.1109/50.588669>
11. Choban T.V., Zhirnov A.A., Tolstoguzov V.L., Tikhomirov S.V., Pnev A.B., Karasik V.E., Svelto C. // *IEEE Proc. of International Conference Laser Optics* 2020. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285542>
12. Huang J., Chen Y., Peng H., Zhou P., Song Q., Huang P., Xiao Q., Jia B. // *Opt. Commun.* 2021. V. 57 (2). P. 027104. <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2020.126420>
13. Choban T.V., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Khan R.I., Pnirov A.B., Svelto C., Lopunov A.I., Butov O.V. // *IEEE Proc. of International Conference Laser Optics*. 2022. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICLO54117.2022.9839786>
14. Shimizu T., Nakajima K., Shiraki K., Ieda K., Sankawa I. // *Opt. Fiber Technol.* 2008. V. 14. P. 10. <https://doi.org/10.1016/j.yofte.2007.04.004>

15. *Krakenes K., Blotekjaer K.* // Opt. Lett. 1989. V. 14 (20). P. 1152.  
<https://doi.org/10.1364/OL.14.001152>
16. *Zhang G., Xi C., Liang Y., Zuo H.* // IEEE Xplore Proc. of Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conf. 2011. V. 2. P. 1598.  
<https://doi.org/10.1109/CSQRWC.2011.6037279>
17. *Teng F., Yi D., Hong X., Li X.* // Opt. Express. 2021. V. 29 (9). P. 13696.  
<https://doi.org/10.1364/OE.421569>
18. *Ma P., Liu K., Sun Z., Jiang J., Wang S., Xu T., Xu Z., Liu T.* // Opt. Lasers Eng. 2020. V. 129. P. 106060.  
<https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2020.106060>
19. *Kondrat M., Szustakowski M., Patka N., Ciurapinski W., Zyczkowski M.* // Opto-Electron. Rev. 2007. V. 15 (3). P. 127.  
<https://doi.org/10.2478/s11772-007-0012-x>
20. *Mangmeng C., Ali M., Gilberto B.* // Opt. Express. 2019. V. 27 (7). P. 9684.  
<https://doi.org/10.1364/OE.27.009684>
21. *Wang B., Yu X., Wu H., Zhang J., Meng X.* // Opt. Commun. 2017. V. 382. P. 272.  
<https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.07.022>
22. *McAulay A., Wang J.* // Proc. of Enabling Photonic Technologies for Aerospace Applications VI. 2004. V. 5435.  
<https://doi.org/10.1117/12.542834>

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ  
ТЕХНИКА

УДК 535.3

РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК С ДАЛЬНОСТЬЮ РАБОТЫ 120 КМ НА БАЗЕ ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА И ЭРБИЕВОГО УСИЛИТЕЛЯ С УДАЛЕННОЙ НАКАЧКОЙ<sup>1</sup>

© 2023 г. А. С. Дудин<sup>a,b,\*</sup>, Д. Р. Харасов<sup>a</sup>, Э. А. Фомиряков<sup>a,b</sup>, С. П. Никитин<sup>a</sup>,  
О. Е. Наний<sup>a,b</sup>, В. Н. Трешиков<sup>a</sup>

<sup>a</sup>ООО “Т8”

Россия, 107076, Москва, Краснобогатырская ул., 44, стр. 1

<sup>b</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

\*e-mail: dudin.as@t8.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 23.04.2023 г.

Исследовано увеличение дальности работы распределенного акустического датчика на базе фазочувствительного когерентного импульсного рефлектометра с помощью эрбиевого волоконного усилителя с удаленной накачкой. Показано, что за счет установки одного сегмента эрбиевого волокна на 70 км и использования попутной односторонней накачки мощностью 500 мВт на длине волны 1480 нм можно увеличить дальность работы рефлектометра на 45 км и тем самым получить общую дальность работы до 120 км в стандартном одномодовом волокне.

DOI: 10.31857/S003281622305018X, EDN: ZVAZPO

ВВЕДЕНИЕ

Фазочувствительные когерентные импульсные рефлектометры (ф-OTDR), регистрирующие обратное рэлеевское рассеяние в волокне, используются в распределенных акустических датчиках (DAS) для охраны и мониторинга протяженных объектов [1], таких как трубопроводы [2], линии электропередач [3], железные [4, 5] и автомобильные дороги, нефтегазовые скважины [6], а также в распределенных датчиках изменения натяжения и температуры [7–9]. В последнее время DAS на базе ф-OTDR становится обязательным инструментом в геофизических и сейсмических исследованиях [10, 11].

Дальность работы датчиков на базе ф-OTDR ограничена затуханием в волокне и обычно составляет не более нескольких десятков километров. Увеличение дальности за счет повышения мощности зондирующего импульса ограничено из-за негативного воздействия нелинейных эффектов, таких как модуляционная неустойчивость [12] и фазовая самомодуляция [13], а также

вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [14]. Увеличение длительности импульса позволяет усилить мощность сигнала обратного рассеяния, но приводит к ухудшению пространственного разрешения, что во многих случаях непозволительно. Для увеличения дальности работы можно использовать распределенные рамановские усилители на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [15–20], распределенные бриллюэновские усилители на действии эффекта вынужденного рассеяния Манделштама–Бриллюэна [21], двунаправленные эрбиевые волоконные усилители [22, 23], эрбиевые волоконные усилители с удаленной накачкой (далее ROPA) [24, 25], специальные волокна с увеличенным коэффициентом обратного отражения [26–31] или их комбинации [32–34].

Самым практичным методом увеличения дальности работы ф-OTDR является использование рамановских усилителей [35], так как в этом случае не требуется модификации волоконной линии: усиление за счет ВКР происходит в обычном волокне при вводе в него дополнительного излучения накачки на длине волны 1.45 мкм. При такой длине волны разность частот между накачкой и импульсом на длине волны 1.55 мкм

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

составляет примерно 13 ТГц и соответствует максимуму спектра ВКР-усиления [35, 36]. Излучение накачки можно ввести вместе (сонаправленно) с зондирующим импульсом [18], во встречном направлении [19] с дальнего конца линии (с помощью дополнительного модуля) или с обеих сторон сразу. Последний вариант позволяет получить дальность более 100 км для многих исполнений  $\phi$ -OTDR [15–17, 19, 20]. Широкое применение распределенных рамановских усилителей в  $\phi$ -OTDR затруднено тем, что использующиеся в них лазеры накачки не являются массовым продуктом. В отличие от рамановского распределенный бриллюэновский усилитель обладает на порядок большим коэффициентом усиления, однако накачка в таких усилителях может быть только встречная, а спектр усиления зависит от натяжения и температуры волокна. Из-за данных ограничений распределенные бриллюэновские усилители не используются в коммерческих DAS.

В последние несколько лет активно продвигаются  $\phi$ -OTDR со специальными волокнами с увеличенным коэффициентом обратного рассеяния [26–32]. При установке такого волокна после стандартного одномодового волокна уровень обратного отражения/рассеяния с дальнего конца линии повышается, что и обеспечивает увеличение дальности. В работах [30–32] показана возможность работы  $\phi$ -OTDR со специальными волокнами, установленными на расстоянии более 100 км от начала линии. Из-за повышенного по сравнению со стандартными одномодовыми волокнами коэффициента затухания использование коммерческих специальных волокон (с затуханием менее 0.7 дБ/км [26]) позволяет увеличить дальность работы  $\phi$ -OTDR всего на величину порядка 10 км без промежуточных “слепых” зон [31].

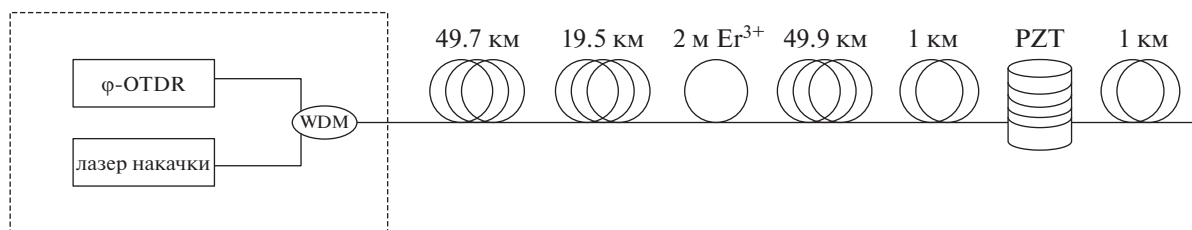
Самым простым методом увеличения дальности является использование двунаправленных эрбиевых усилителей [22], где для усиления зондирующего импульса и обратного рэлеевского рассеяния в линии используются отдельные эрбиевые усилители, соединенные между собой через оптические циркуляторы. За счет этого можно тонко настроить общий уровень коэффициента усиления. Однако такие усилители требуют электричество для работы. Если доступа к электричеству нет, то для увеличения дальности работы  $\phi$ -OTDR можно использовать эрбиевые усилители с удаленной накачкой (ROPA). При использовании ROPA в линию необходимо сварить один [24, 32] или несколько [22, 25] сегментов волокна, легированного ионами эрбия  $\text{Er}^{3+}$ , вдали от начала волоконной линии. Далее к этим сегментам необходимо подвести излучение накачки на длине волны 1.48 мкм по тому же самому [24, 25, 32] или дополнительным [22] волокнам. При прохождении зондирующего импульса и обрат-

ного рэлеевского рассеяния через данные эрбиевые волокна происходит их усиление. Также стоит отметить, что когда накачка и импульс распространяются по одному волокну, накачка ROPA усиливает импульс и обратное рассеяние за счет эффекта ВКР так же, как это происходит в распределенных рамановских усилителях [25], но с меньшим коэффициентом усиления [36]. В работе [24] с помощью односекционного ROPA была продемонстрирована работа DAS на базе  $\phi$ -OTDR на расстояниях до 75 км. В работе [25] была получена дальность работы DAS до 100 км: для этого потребовалось использовать ROPA с двумя сегментами эрбиевого волокна. В работе [22] было показано, что с помощью четырех сегментов эрбиевого волокна с накачкой по трем дополнительным волокнам можно получить дальность 123 км. Однако такая схема достаточно сложна, чтобы ее можно было использовать повсеместно. В работе [32] была предложена схема DAS на базе  $\phi$ -OTDR с использованием ROPA и специального волокна с увеличенным обратным отражением длиной около 1 км, установленного на 151 км, где и было продемонстрировано детектирование сигнала внешнего воздействия на специальные волокна. Однако ничего не сообщалось про то, есть ли “слепые зоны” на расстоянии 100–150 км, где не было установлено специальное волокно. Таким образом, ранее дальности работы  $\phi$ -OTDR с ROPA более 100 км без использования дополнительных волокон (специальных с увеличенным обратным отражением или волокон доставки излучения накачки) показано не было.

В данной работе нами исследована возможность увеличения дальности работы DAS “Дунай” компании Т8 Сенсор на базе  $\phi$ -OTDR до расстояний свыше 100 км за счет использования самого простого варианта ROPA: с одним сегментом эрбиевого волокна и попутной односторонней накачкой, распространяющейся по тому же волокну, что и импульс.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. В  $\phi$ -OTDR использовался лазер с центральной длиной волны  $\lambda = 1550$  нм. К нему была подключена линия из пяти катушек стандартного одномодового волокна общей длиной примерно 121.1 км: 49.7, 19.5, 49.9, 1 и 1 км. Коэффициент затухания на длине волны 1550 нм у всех волокон 0.17–0.18 дБ/км. После 69 км между второй и третьей катушками в линию было дополнительно сварено 2 м эрбиевого волокна с пиковым поглощением  $7 \pm 1$  дБ/км на 1530 нм. Примерно на 120.1 км между четвертой и последней катушками был установлен волоконный пьезомодулятор (PZT), состоящий из пьезоэлемента с намотанным на него стандартным одномодовым во-



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки. Выходы фазового когерентного импульсного рефлектометра и лазера накачки соединены в одно волокно с помощью спектрального объединителя. Тестируемая линия общей длиной 121.1 км состоит из 5 катушек обычного SMF-волокна длиной 49.7, 19.5, 49.9, 1 и 1 км, эрбиевого волокна ( $\text{Er}^{3+}$ ) длиной 2 м между 2-й и 3-й катушками. Между 4-й и 5-й катушками на расстоянии 120 км от начала волокна расположен пьезомодулятор (PZT), который создает воздействие.

локном длиной  $L_{\text{PZT}} \sim 30$  м. Для минимизации потерь первые три катушки и эрбиевое волокно были сварены между собой. Последние две катушки и PZT были соединены между собой и с остальной частью линии с помощью оптических розеток типа LC/APC. Для накачки эрбиевого волокна в ROPA использовался лазер на длине волны 1480 нм с выходной мощностью около 500 мВт. Накачка ROPA вводилась в линию через спектральный объединитель (WDM). Частота повторения зондирующего импульса ф-ОТДР равнялась 500 Гц, а длительность  $\tau \sim 200$  нс, что обеспечивает разрешающую способность прибора около 20 м. При выключенной накачке ROPA пиковая мощность зондирующего импульса ф-ОТДР на входе в линию устанавливалась на уровне 200 мВт, что является максимальным значением: при более высоком значении мощности в волокне начинает проявляться модуляционная неустойчивость, по причине которой уровень сигнала рефлектометра (рефлектограмма) дополнительно уменьшается с длиной [12]. При включенной накачке импульс усиливается при прохождении по волокну, поэтому чтобы мощность импульса в точке максимума в волокне не превышала порог модуляционной неустойчивости, необходимо, чтобы входная мощность импульса была гораздо ниже, чем 200 мВт. Кроме того, в каждом случае регулировался коэффициент усиления встроенного в ф-ОТДР усилителя, так чтобы уровень рефлектограммы не превышал верхней границы динамического диапазона аналого-цифрового преобразователя ф-ОТДР. Дополнительно после второй катушки до установки эрбиевого волокна были измерены с помощью фотоприемника и осциллографа профили мощности зондирующего импульса при выключенной и включенной накачке ROPA. PZT в конце линии был установлен для демонстрации работы DAS: частота воздействия была установлена 30 Гц, а амплитуда воздействия составляла  $\Delta\phi = 0.1$  рад или же в терминах растяжения  $\Delta\epsilon = \lambda \cdot (4\pi n L_{\text{PZT}} \xi)^{-1} \cdot \Delta\phi = 0.35$  нанострейнов (здесь  $n = 1.47$  — показатель преломления

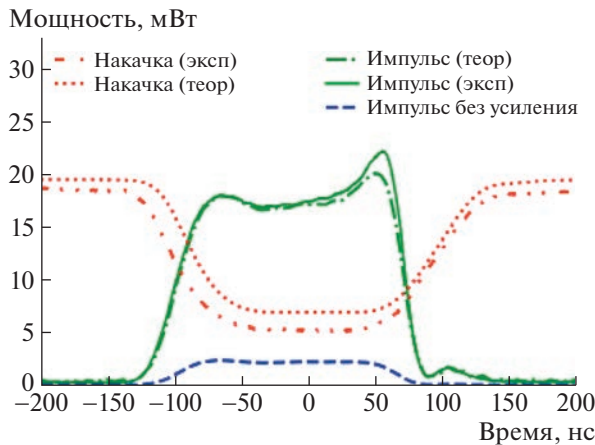
волокна,  $\xi = 0.78$  — коэффициент, учитывающий фотоупругий эффект [35]). Такой уровень воздействия примерно соответствует воздействию человеческих шагов на оптический кабель, закопанный на глубине полметра.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 показаны профили мощности зондирующего импульса под действием эффекта ВКР и без него. Видно, что за счет эффекта ВКР зондирующий импульс усиливается, а накачка в это же время сильно истощается. Коэффициент усиления передней и средней частей импульса составил примерно 8.5–9 дБ, однако задняя часть импульса усиливается примерно на 1 дБ больше, что можно объяснить разностью групповых скоростей импульса на длине волны 1550 нм и накачкой на длине волны 1480 нм: в стандартном одномодовом волокне накачка обгоняет импульс и поэтому задний фронт импульса усиливается за счет еще не истощенной накачки. Также было проведено численное моделирование системы уравнений, описывающей распространение импульса и накачки [35]:

$$\begin{cases} \frac{\partial P_s(z, t)}{\partial z} = -\alpha_s P_s(z, t) + g_R P_s(z, t) P_p(z, t), \\ \frac{\partial P_s(z, t)}{\partial z} = +d \frac{\partial P_p(z, t)}{\partial t} = \\ = -\alpha_p P_p(z, t) - \frac{\lambda_s}{\lambda_p} g_R P_p(z, t) P_s(z, t), \end{cases} \quad (1)$$

где индексы “p” и “s” соответствуют накачке и зондирующему импульсу,  $P(z, t)$  — профиль мощности,  $\alpha$  — затухание (0.17 дБ/км для импульса и 0.2 дБ/км для накачки),  $d = v_p^{-1} - v_s^{-1} \approx 1$  нс/км — параметр разбега, определяющийся разностью обратных значений групповых скоростей импульса и накачки (был подобран для хорошего соответствия с экспериментальными данными),  $\lambda$  — длина волны (1550 и 1480 нм),  $g_R = g_R(\lambda_s, \lambda_p) \approx$



**Рис. 2.** Сравнение экспериментальных и численно смоделированных профилей мощности зондирующего импульса и накачки на расстоянии 69 км под действием ВКР и без него. Синей штриховой линией показан экспериментально измеренный профиль зондирующего импульса длительностью около 200 нс в отсутствие накачки, зеленой сплошной линией — экспериментально измеренный профиль мощности импульса при наличии накачки мощностью 500 мВт, а зеленой штрихпунктирной линией — смоделированный профиль мощности импульса в отсутствие накачки. Красной штрихпунктирной линией с двумя точками показан экспериментально измеренный профиль мощности накачки, а красной штриховой линией — смоделированный.

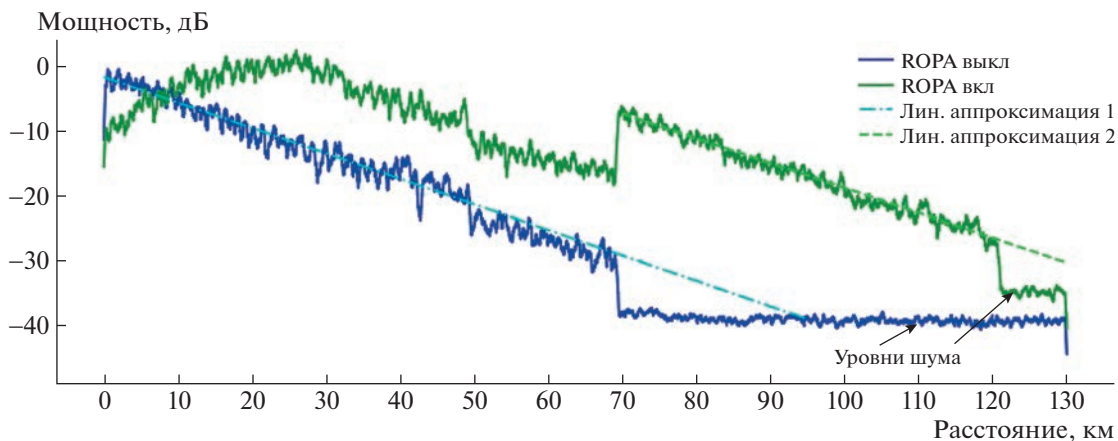
$\approx 0.3 \text{ (Вт} \cdot \text{км)}^{-1}$  — коэффициент ВКР-усиления для частотного сдвига 9 ТГц в стандартном одномодовом волокне [36]. В качестве начального профиля мощности импульса  $P_s(z=0, t)$  в моделировании был взят экспериментальный. Результаты численного моделирования показывают хорошее совпадение с экспериментальными дан-

ными. С помощью данного моделирования было определено, что оптимальная мощность импульса на входе в линии составляет примерно 30–40 мВт. При таком уровне входной мощности зондирующего импульса и мощности накачки 500 мВт мощность зондирующего импульса не будет превышать порога модуляционной неустойчивости вдоль первых 69 км.

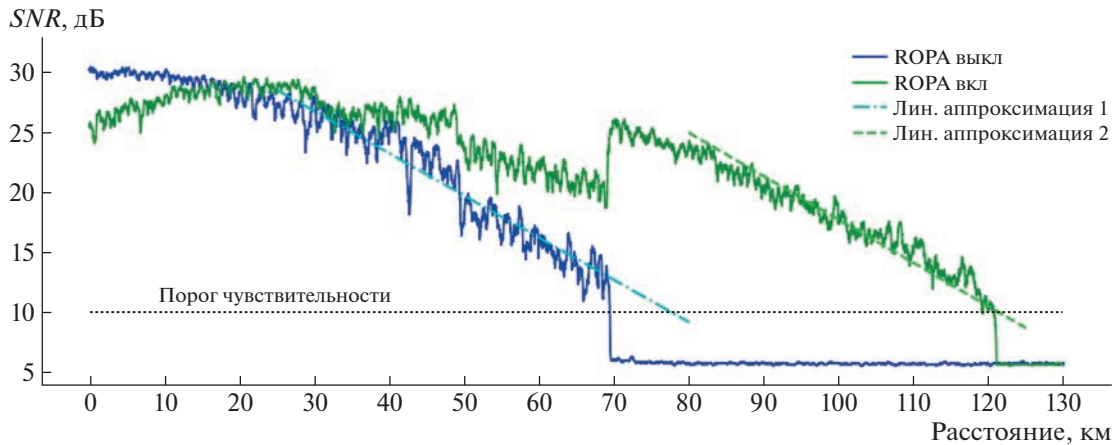
На рис. 3 изображены зависимости мощности сигнала обратного рассеяния от расстояния вдоль волокна, полученные из экспериментально измеренных рефлектограмм и усредненные по длине в скользящем окне длиной примерно 0.5 км. Первый случай соответствует выключенной накачке (мощность импульса 200 мВт), а второй — включенной накачке (мощность импульса 30 мВт). При выключенной накачке уровень обратного рассеяния убывает как  $\exp(-2\alpha_s z)$  до 69 км, а дальше падает ниже уровня шума, так как зондирующий импульс полностью поглощается в эрбиевом волокне. При включенной накачке за счет ВКР импульс и обратно рассеянный сигнал усиливаются: максимум мощности сигнала обратного рассеяния расположен примерно на 25 км, а усиление составило примерно 10 дБ. На расстоянии 69 км излучение накачки поглощается эрбиевым волокном, а импульс и сигнал обратного рассеяния при прохождении через него усиливаются. Общий для импульса и сигнала обратного рассеяния коэффициент усиления ROPA на расстоянии 69 км составил около 10 дБ.

Для оценки увеличения дальности работы ф-OTDR в работе измерялись продольные зависимости отношения сигнал/шум фототока  $SNR_f$  [38]:

$$SNR_f(z) = 10 \lg(S(z)/N(z)),$$



**Рис. 3.** Зависимость мощности обратного рассеяния от расстояния вдоль волокна, усредненной вдоль скользящего окна размером около 0.5 км, при выключенной (синяя линия) и включенной (зеленая линия) накачке ROPA в логарифмическом (дБ) масштабе. Линейные аппроксимации усредненной по длине мощности обратного рассеяния показаны наклонными штриховой и штрихпунктирной линиями для обоих случаев.



**Рис. 4.** Зависимость  $SNR_I$  от расстояния вдоль волокна при выключенной (синяя линия) и включенной (зеленая линия) накачке ROPA в логарифмическом (дБ) масштабе. Наклонные прямые штриховая и штрихпунктирные линии соответствуют линейным аппроксимациям  $SNR_I$  для обоих случаев. Горизонтальная штриховая линия соответствует пороговому уровню примерно 10 дБ.

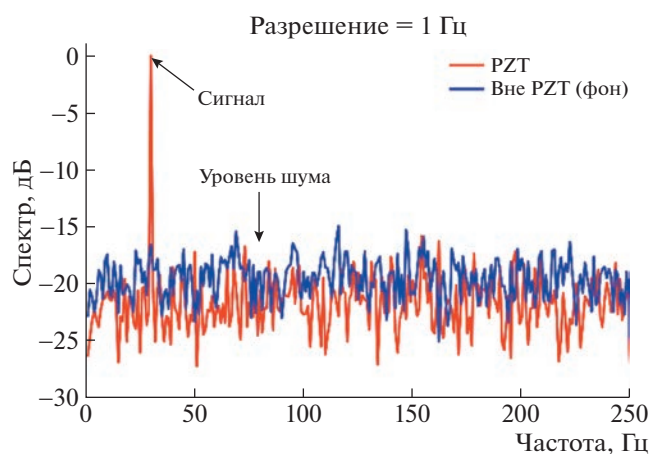
где под мощностями сигнала  $S(z)$  и шума  $N(z)$  подразумеваются квадрат среднего значения  $S(z) = \langle I(z)^2 \rangle$  и дисперсия  $N(z) = \langle \sigma_I^2(z) \rangle$  фототока в точке волокна  $z$ ,  $\bar{x}$  — по времени/номеру импульса, а  $\langle x \rangle$  — усреднение вдоль длины волокна в скользящем окне. В работе [39] было показано, что среднеквадратичная чувствительность интерферометрических датчиков  $\delta\phi$  ограничена  $SNR_I$ :  $\delta\phi \approx 2/\sqrt{SNR_I}$ . В данной работе  $SNR_I$  вычислялось по 100 последовательно измеренным рефлектограммам (общее время измерения  $t_{изм} = 200$  мс), также оно усреднялось в скользящем окне размером примерно 0.5 км. Сравнение  $SNR_I$  показано на рис. 4.

Когда уровень рефлектограммы достаточно высокий, шумами приемной части рефлектометра можно пренебречь, а определяющую роль начинает играть фазовый шум используемого лазера [38]. В данном случае использовался лазер с шириной линии  $\Delta\nu \sim 2$  кГц и уходами частоты менее 1 МГц/с. На временах  $t_{изм}$  уходами частоты можно пренебречь [40], а  $SNR_I$  будет ограничен только шириной линии  $SNR_I \leq \frac{3}{2\pi} \Delta\nu^{-1} \tau^{-1} \approx 30$  дБ. На расстоянии более 75 км от начала линии при работе без ROPA наблюдается низкий уровень мощности сигнала обратного рассеяния, уровень  $SNR_I$  уже определяется не уровнем фазовых шумов, а относительным уровнем шумов приемной части рефлектометра и, соответственно, он убывает с расстоянием как  $\exp(-2\alpha_s z)$ . На практике без ROPA со стандартным одномодовым волокном дальность работы DAS “Дунай” составляет около 70–75 км, этому расстоянию соответствует

уровень  $SNR_I$  примерно 10 дБ. При таком уровне можно регистрировать такие слабые воздействия, как шаги человека по закопанному оптическому кабелю на уровне 0.51 м. Более сильные воздействия (например, проезд поезда) можно обнаружить и при более низком  $SNR_I$ . В нашем случае уровень 10 дБ из линейной аппроксимации  $SNR_I$  соответствует расстоянию примерно 75 км. При использовании ROPA уровень  $SNR_I$  практически не падает ниже 25 дБ на расстоянии до 50 км, а на 70 км вырастает до 20 примерно до 25 дБ и снова опускается до порогового значения 10 дБ только на расстоянии примерно 120 км, что на 45 км дальше, чем без использования ROPA.

Из последовательности записанных рефлектограмм были посчитаны разностные фазы с базой измерения длиной около 20 м. Далее были рассчитаны спектр сигнала разностной фазы на расстоянии 120 км, усредненный по пространственным каналам, где располагался PZT, и спектр шума, усредненный по пространственным каналам, где модулятора не было (см. рис. 5).

Видно, что уровень сигнала на частоте 30 Гц превышает уровень шума на 20 дБ в полосе 1 Гц. Из практики нам известно, что такое отношение сигнал/шум разностной фазы достаточно для определения таких воздействий на закопанный кабель, как шаги человека, копка земли лопатой, проезд автомобиля и др. В качестве примера на рис. 6 показана временная пространственная диаграмма разностной фазы после фильтрации с помощью полосового фильтра Баттерворта 3-го порядка в полосе 25–35 Гц. На ней хорошо виден отклик на воздействие PZT на длине примерно 120 км.



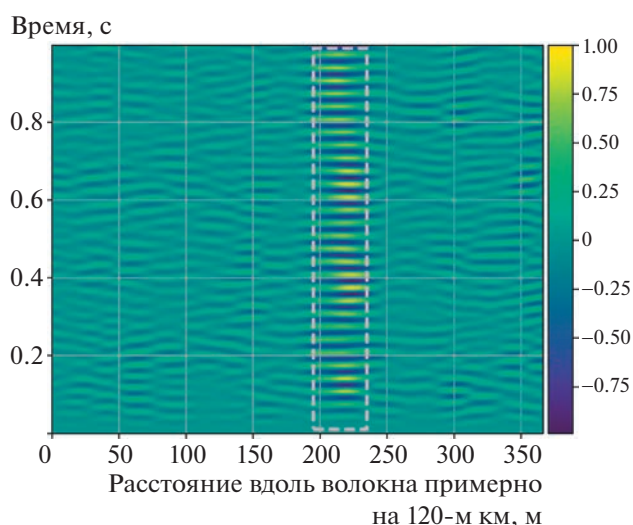
**Рис. 5.** Спектр сигнала разностной фазы на расстоянии примерно 120 км: в месте, где располагался PZT-модулятор (красная линия), и вне его (фон — синяя линия). Измерения проходили при включенной накачке ROPA.

## ВЫВОДЫ

В данной работе продемонстрировано увеличение дальности работы DAS “Дунай” на расстоянии 45 км за счет использования самой простой схемы ROPA с попутной накачкой 500 мВт и всего с одним сегментом эрбиевого волокна. Воздействие с амплитудой 0.35 наносекунд уверенно детектировалось на расстоянии 120 км, при этом отношение сигнал/шум составило 20 дБ в полосе 1 Гц. Общая дальность работы DAS составила не менее 120 км в стандартном одномодовом волокне без промежуточных “слепых зон” (общее затухание в линии не менее 20 дБ).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Муратов Э.М. Подготовка профессиональных кадров в магистратуре для цифровой экономики (ПКМ-2020). 2021. С. 201.
2. Stajanca P., Chruscicki S., Homann T., Seifert S., Schmidt D., Habib A. // Sensors. 2018. V. 18. P. 2841. <https://doi.org/10.3390/s18092841>
3. Wu H.Y., Qian H.Li, Xiao S., Fu Z., Rao Y. //CLEO: Applications and Technology. 2015. P. ATu1M. 4. [https://doi.org/10.1364/CLEO\\_AT.2015.ATu1M.4](https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2015.ATu1M.4)
4. Бухарин М.А., Шишков К.В. // Железнодорожный транспорт. 2020. № 4. С. 58.
5. Бухарин М.А., Прокопенко С.В., Гуртовой К.В., Скубченко С.А., Трещиков В.Н. // Автоматика, связь, информатика. 2019. № 9. С. 8.
6. Mateeva A., Mestayer J., Cox B., Kiyashchenko D., Wills P., Lopez J., Roy J. // SEG Technical Program Expanded Abstracts 2012. Society of Exploration Geophysicists. 2012. P. 1.
7. Nikitin S.P., Kuzmenkov A.I., Gorbulev V.V., Nanii O.E., Treshchikov V.N. // Laser Phys. 2018. V. 28. P. 085107. <https://doi.org/10.1088/1555-6611/aac714>



**Рис. 6.** Пространственно-временная диаграмма разностной фазы после фильтрации в каждом пространственном канале с помощью полосового фильтра Баттерворта третьего порядка в полосе 25–35 Гц. Розовым прямоугольником с шириной 40 м показана граница отклика на воздействие модулятора PZT с длиной намотанного волокна около 30 м. Цветом отображается значение разностной фазы после фильтрации относительно своего максимума.

8. Бухарин М.А., Спиридонов Е.П., Филютин Е.А., Остапенко Д.А., Нуруллин А.А., Трещиков В.Н. // Фотон-экспресс. 2021. № 6 (174). С. 249.
9. Shatalin S.V., Treshchikov V.N., Rogers A.J. // Appl. Opt. 1998. V. 37. P. 5600.
10. Parker T., Shatalin S., Farhadiroushan M. // First Break. 2014. V. 32. P. 63. <https://doi.org/10.3997/1365-2397.2013034>
11. Mestayer J., Cox B., Wills P., Kiyashchenko D., Lopez J., Costello M., Bourne S., Ugueto G., Lupton R., Solano G., Hill D., Lewis A. // SEG technical program expanded abstracts 2011. Society of Exploration Geophysicists. 2011. P. 4253. <https://doi.org/10.1190/1.3628095>
12. Nikitin S.P., Ulanovskiy P.I., Kuzmenkov A.I., Nanii O.E., Treshchikov V.N. // Laser Physics. 2016. V. 26. P. 105106. <https://doi.org/10.1088/1054-660X/26/10/105106>
13. Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E. // Laser Physics. 2016. V. 26. P. 035101. <https://doi.org/10.1088/1054-660X/26/3/035101>
14. Харасов Д.Р., Чурилин И.А., Никитин С.П., Наний О.Е., Трещиков В.Н. // 8-й Российский семинар по волоконным лазерам. 2018. P. 208. <https://doi.org/10.31868/RFL2018.208-210>
15. Martins H.F., Martin-Lopez S., Corredera P., Filograno M.L., Frazao O., Gonzalez-Herraez M. // J. Lightwave Technol. 2014. V. 32. P. 1510. <https://doi.org/10.1109/JLT.2014.2308354>
16. Martins H.F., Martin-Lopez S., Corredera P., Filograno M.L., Frazao O., Gonzalez-Herraez M. // J. Lightwave Technol.

- nol. 2015. V. 33. P. 2628.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2396359>
17. Peng F., Peng Z.P., Jia X.H., Rao Y.J., Wang Z.N., Wu H. // Optical Fiber Communication Conference. 2014. P. M3J. 4.  
<https://doi.org/10.1364/OFC.2014.M3J.4>
  18. Kharasov D.R., Naniy O.E., Nikitin S.P., Treshchikov V.N. // IEEE. 2018. P. 285.  
<https://doi.org/10.1109/LO.2018.8435872>
  19. Kharasov D.R., Fomiryakov E.A., Nikitin S.P., Naniy O.E., Treshchikov V.N. // IEEE. 2020. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285481>
  20. Kharasov D.R., Fomiryakov E.A., Bengalskii D.M., Nikitin S.P., Naniy O.E., Treshchikov V.N. // IEEE. 2022. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/ICLO54117.2022.9840022>
  21. Wang Z.N., Li J., Fan M.Q., Zhang L., Peng F., Wu H., Zeng J.J., Zhou Y., Rao Y.J. // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 4313.  
<https://doi.org/10.1364/OL.39.004313>
  22. Arioka T., Nakamura K. // Opt. Continuum. 2022. V. 1. P. 1375.  
<https://doi.org/10.1364/OPTCON.460475>
  23. Tian X., Dang R., Tan D., Liu L., & Wang H. // Opt. Communication. Optical Fiber Sensors, and Optical Memories for Big Data Storage. SPIE. 2016. V. 10158. P. 191.  
<https://doi.org/10.1117/12.2246763>
  24. Sha Z., Feng H., Shi Y., Zhang W., Zeng Z. // IEEE Photonics Technol. Lett. 2017. V. 29. № 16. P. 1308.  
<https://doi.org/10.1109/LPT.2017.2721963>
  25. Van Putten L.D., Masoudi A., Brambilla G. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 5925.  
<https://doi.org/10.1364/OL.44.005925>
  26. Официальное описание волокна OFS AcoustiSens URL:  
<https://www.ofsoptics.com/wp-content/uploads/AcoustiSens-Wideband-GS86545-web.pdf> (дата обращения: 23.01.2023).
  27. Kharasov D.R., Bengalskii D.M., Fomiryakov E.A., Naniy O.E., Bukharin M.A., Nikitin S.P., Treshchikov V.N. // Moscow University Physics Bulletin. 2021. V. 76. № 3. P. 167.  
<https://doi.org/10.3103/S0027134921030048>
  28. Farhadiroushan M. // 80th EAGE Conference & Exhibition 2018 Workshop Programme. European Association of Geoscientists & Engineers. 2018. P. cp-556-00043.  
<https://doi.org/10.3997/2214-4609.201801921>
  29. Lalam N., Lu P., Buric M., Ohodnicki P.R. // Photonic Instrumentation Engineering VII. SPIE. 2020. V. 11287. P. 165.  
<https://doi.org/10.1117/12.2545089>
  30. Kharasov D.R., Bengalskii D.M., Vyatkin M.Yu., Naniy O.E., Fomiryakov E.A., Nikitin S.P., Popov S.M., Chamorovsky Yu.K., Treshchikov V.N. // Quantum Electron. 2020. V. 50. P. 510.  
<https://doi.org/10.1070/QEL17232>
  31. Cedilnik G., Lees G., Schmidt P.E., Herstrøm S., Geisler T. // IEEE Sensors Lett. 2019. V. 3. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/LESENS.2019.2895249>
  32. Masoudi A., Beresna M., Brambilla G. // Opt. Lett. 2021. V. 46. P. 552.  
<https://doi.org/10.1364/OL.413206>
  33. Yu J., Liu J., Hu Q., Xu J., Nie M., Chen X., Wu J., Zhang X., Liu H., Yu S., Li G., Qin X. // Opt. Fiber Sensors. 2022. P. Th4. 11.  
<https://doi.org/10.1364/OFS.2022.Th4.11>
  34. Wang Z.N., Zeng J.J., Li J., Fan M.Q., Wu H., Peng F., Zhang L., Zhou Y., Rao Y.J. // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 5866.  
<https://doi.org/10.1364/OL.39.005866>
  35. Headley C., Agrawal G.P. Raman amplification in fiber optical communication systems. Elsevier Academic Press. USA. 2005.
  36. Shikhaliev I.I., Gainov V.V., Dorozhkin A.N., Naniy O.E.E., Konyshov V.A., Treshchikov V.N. // Quantum Electron. 2017. V. 47. P. 906.  
<https://doi.org/10.1070/QEL16405>
  37. Bertholds A., Dandliker R. // J. Lightwave Technol. 1988. V. 6. P. 17.  
<https://doi.org/10.1109/50.3956>
  38. Nikitin S., Fomiryakov E., Kharasov D., Naniy O., Treshchikov V. // J. Lightwave Technol. 2019. V. 38. P. 1446.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2952688>
  39. Gabai H., Eyal A. // IEEE. 2017. P. 1.  
<https://doi.org/10.1117/12.2265527>
  40. Фомиряков Э.А., Харасов Д.Р., Никитин С.П., Наний О.Е., Трещиков В.Н. // Фотон-экспресс. 2021. № 6 (174). P. 252.  
<https://doi.org/10.24412/2308-6920-2021-6-252-253>

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПРИЕМА-ПЕРЕДАЧИ СИГНАЛА В РАСПРЕДЕЛЕННОМ АКУСТИЧЕСКОМ ДАТЧИКЕ<sup>1</sup>

© 2023 г. А. Т. Туров<sup>a,b,\*</sup>, Ф. Л. Барков<sup>a</sup>, М. Е. Белокрылов<sup>a,c</sup>,  
Д. Клод<sup>a</sup>, Ю. А. Константинов<sup>a</sup>

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

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

<sup>c</sup>Пермский государственный национальный исследовательский университет  
Россия, 614068, Пермь, ул. Букирева, 15

\*e-mail: artemtur442@gmail.com

Поступила в редакцию 21.01.2023 г.

После доработки 30.03.2023 г.

Принята к публикации 01.05.2023 г.

Проводится анализ спектральных, пространственных и временных характеристик зондирующего импульса в опытном образце волоконно-оптического распределенного акустического датчика. Получены зависимости спектрального распределения сигнала, среднего уровня сигнала и видности интерференционной картины от длительности импульса источника излучения и величины тока накачки оптического усилителя. Предложены направления дальнейших исследований в этой области. Собранные данные позволили сделать выводы о возможностях снижения стоимости подобных установок и пригодности предлагаемой конструкции к эксплуатации.

DOI: 10.31857/S0032816223050269, EDN: ZWPVJ1

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Мониторинг вибрационной (акустической) обстановки на сегодняшний день является жизненно важным во многих областях человеческой деятельности — разведке месторождений полезных ископаемых [1, 2], нефте- и газодобыче, переработке [3] и транспортировке [4–6], эксплуатации инженерных сооружений [7, 8] и транспорта [9], охране территорий [10]. Появляются новые потенциальные области применения, например, сельское хозяйство [11, 12]. Зачастую такой вид мониторинга осуществляется при помощи волоконно-оптического распределенного акустического датчика (distributed acoustic sensor, DAS). Интеграция технологии в новые отрасли зачастую ограничивается в том числе высокой стоимостью подобных устройств. Снижение стоимости подобных устройств может быть достигнуто как за счет избавления от некоторых составляющих, допустимого для конкретного применения [13, 14], так и за счёт подбора оборудования с наиболее подходящими для определенных целей па-

раметрами. Последнее позволит избежать включения в установку продуктов с высокой стоимостью и избыточными для данного измерения характеристиками.

DAS, в свою очередь, нередко используют технологию оптической рефлектометрии с разрешением во времени (optical time domain reflectometer, OTDR). В ней пространственное разрешение зависит от длительности импульса. Такая же зависимость связывает отношение сигнал/шум и протяженность датчика. Уменьшение длительности импульса в подобных установках невозможно постоянно компенсировать увеличением его пиковой мощности ввиду того, что при превышении определенного предела в волоконно-оптическом чувствительном элементе помимо используемого технологией упругого, рэлеевского, рассеяния начинает проявляться неупругое, например, бриллюэновское, а также другие нелинейные эффекты. Поэтому одним из наиболее важных компромиссов в DAS и OTDR является соотношение между длительностью импульса (длиной чувствительного элемента, контрастностью получаемых данных) и пространственным разрешением [15].

Зачастую мощности источника излучения в DAS и OTDR оказывается недостаточно для до-

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

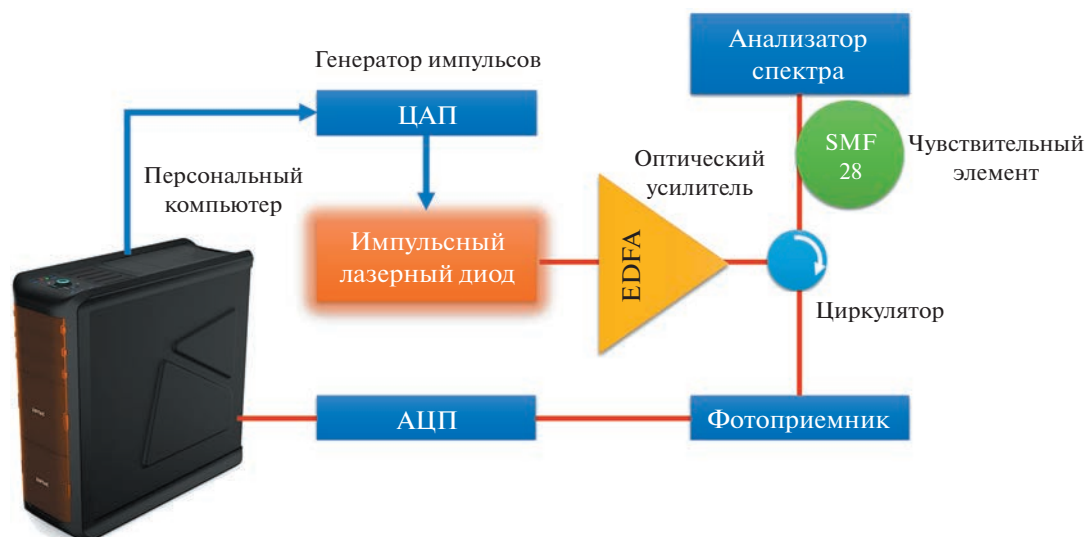


Рис. 1. Схематическое изображение установки, использованной для исследования.

стижения требуемых рабочих параметров, и перед запуском в волоконно-оптический чувствительный элемент импульс пропускается через оптический усилитель. В качестве последнего обычно используется оптический усилитель на волокне, легированном ионами эрбия (EDFA). EDFA также составляет немалую часть конечной стоимости установки, поэтому исследование его влияния на характеристики сигнала в спектральной и пространственной областях является неотъемлемой частью на пути к оптимизации и удешевлению DAS. Однако в большинстве таких исследований [16–21] изучается лишь часть связанных параметров, и восстановить полную картину по экспериментам, выполненным на разных установках, довольно сложно.

В настоящей работе изучаются зависимости пространственных и спектральных характеристик DAS от параметров работы источника излучения и оптического усилителя, связанного с ним. Получение характерных зависимостей для одной и той же “классической” реализации датчика с прямым детектированием, сравнение с теоретическими оценками и объяснение отклонений могут оказаться чрезвычайно полезными при дальнейшем создании простых и доступных устройств подобного рода, а также адаптации их под требования новых заинтересованных отраслей. Данное исследование в отрыве от запланированных будущих работ, конечно же, не претендует на заявленную полноту, а является лишь стартом цикла эмпирического исследования, направленного на проведение экспериментов на единственной “классической” установке DAS прямого детектирования и получение важных для разработчиков DAS зависимостей, ранее описанных теоретически, с учетом различных допущений.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для изучения зависимости характеристик сигнала обратного рэлеевского рассеяния, несущего информацию о внешних воздействиях на чувствительный элемент, от характеристик зондирующего сигнала и параметров работы источника излучения и усилителя использовалась установка, представленная на рис. 1. Она представляет из себя DAS, основывающийся на технологии когерентной оптической рефлектометрии. Более подробное описание представлено в работе [14]. Источник излучения “DenseLight DL-B12-CLSwwB-Sxxxx-yy-zz” генерировал импульсы с шириной полосы 5 кГц, длиной волны 1550 нм и мощностью 10 мВт, которые затем усиливались “Amonics AEDFA-23” и запускались в чувствительный элемент, состоящий из 1 км оптического волокна “SMF-28”, через циркулятор. В конце линии импульсы попадали в анализатор спектра “Yokogawa”. Сигнал обратного рэлеевского рассеяния из чувствительного элемента записывался ПК через АЦП “la-nlusb” и фотоприемник “Femto HCA-S-200M” на основе InGaAs, настроенный на 1550 нм, как функция времени.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТ И ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучение обозначенных ранее зависимостей было решено сосредоточить на исследовании характера зависимости среднего уровня обратно-рассеиваемого сигнала (рефлектограммы, рис. 2) от тока усиления EDFA и длительности импульса, а также ширины на половине максимума (FWHM) спектра зондирующего сигнала от тех же параметров. В первой серии экспериментов величина тока накачки второго каскада эрбиево-

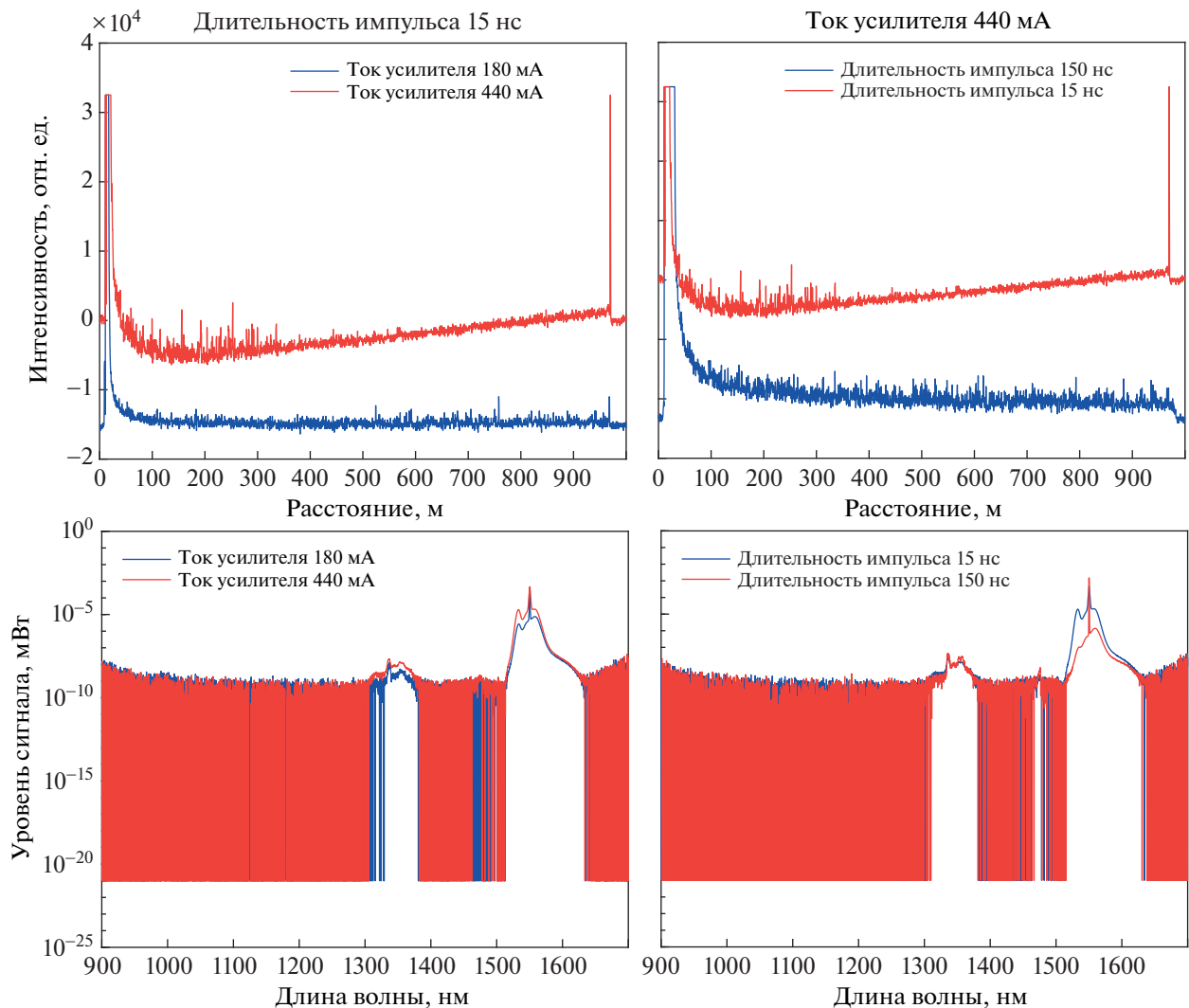


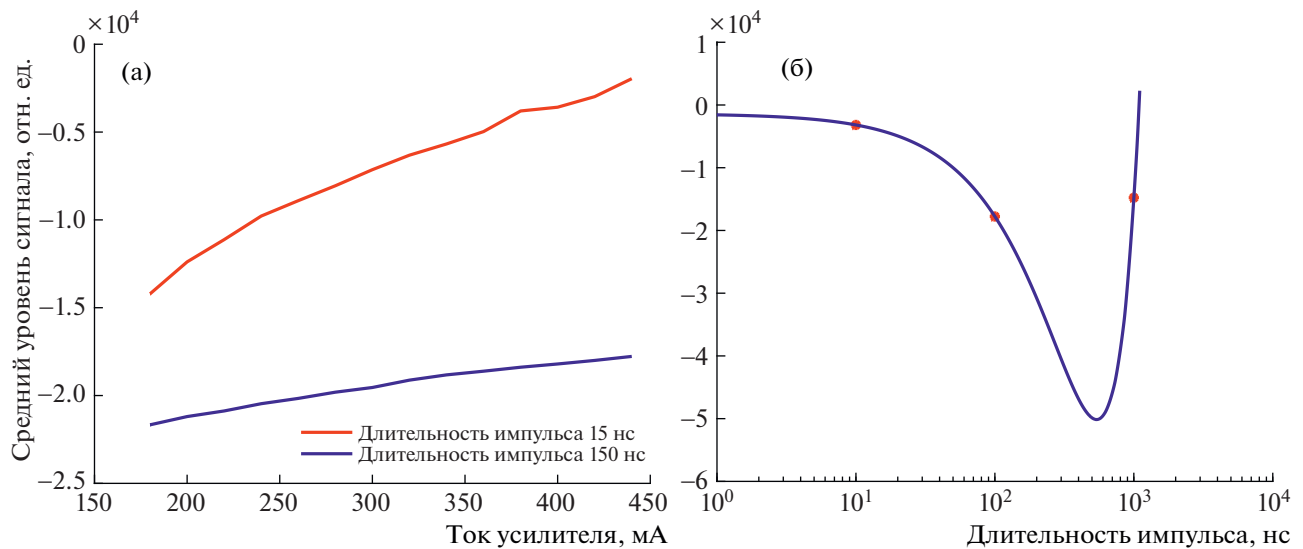
Рис. 2. Спектры и рефлектограммы при различных величинах тока усиления и длительности импульса.

го усилителя изменялась от 180 мА до 440 мА с шагом 20 мА при длительности импульса 15 нс. Ток накачки первого каскада оставался неизменным (70 мА) и был выбран, исходя из минимального значения, при котором наблюдался интерференционный паттерн надлежащего качества. Для каждой величины тока записывались рефлектограмма и спектр зондирующего импульса в конце линии. Затем то же повторялось для длительности импульса в 150 нс.

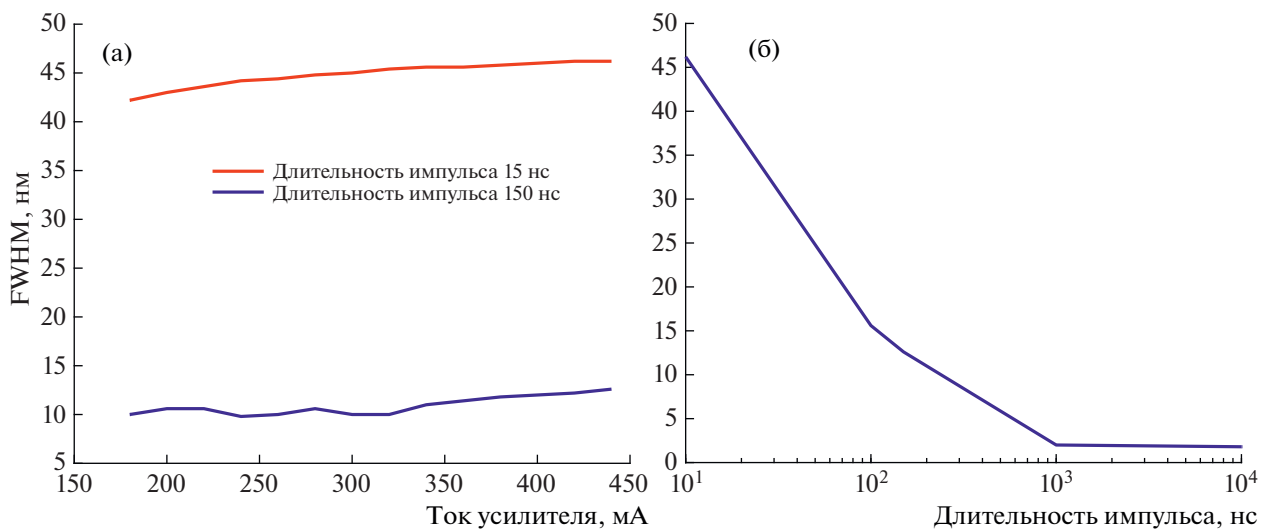
Во второй серии экспериментов ток накачки второго каскада равнялся 440 мА, для длительностей импульса 10 нс, 100 нс, 1000 нс также записывались рефлектограмма и спектр.

Значительный подъем уровня сигнала к концу линии при короткой длительности импульса и большом токе усиления можно объяснить увеличенной долей спонтанной эмиссии EDFA в сигнале: такой длительности импульса оказывается

недостаточно для существенного усиления. Рефлектограмма представляет собой интерференционную картину. В данном случае интерференция происходит между составляющими сигнала обратного рассеяния в пределах длительности импульса. Излучение спонтанной эмиссией в оптическом усилителе не обладает достаточной для образования интерференционной картины когерентностью. При небольших длительностях импульса не вся энергия накачки успевает реализоваться в виде вынужденного излучения, в связи с чем довольно быстро начинает подниматься уровень непрерывного спонтанного излучения. В этих условиях при определенном токе усиления спонтанная эмиссия начинает преобладать над обратным рассеянием от импульса полезного сигнала раньше, чем фотоприемник успевает получить информацию о рассеянии в конце чувствительного элемента. Таким образом можно



**Рис. 3.** Зависимость среднего уровня сигнала от тока усиления (а) и длительности импульса (б), красным отмечены точки, полученные в ходе эксперимента.



**Рис. 4.** Зависимость FWHM от тока усиления (а) и длительности импульса (б).

объяснить наклон рефлектограммы при определенных значениях длительности импульса и тока усиления. При больших длительностях импульса этот процесс смещается во времени так, что сигнал обратного рассеяния от конца чувствительного элемента доходит до фотоприемника раньше, чем спонтанная эмиссия поднимается до его уровня. Это, однако, лишь означает, что явление может наблюдаться при большей длине чувствительного элемента. Вид спектров, полученных с конца чувствительного элемента при различных величинах тока и длительности импульса, подтверждает это предположение (рис. 2, нижний ряд).

Для каждой рефлектограммы рассчитан средний уровень сигнала и построены его зависимости от тока усиления (рис. 3) и длительности импульса. Для каждого спектра рассчитана FWHM и построены ее зависимости от тока усиления и длительности импульса (рис. 4).

В то время как зависимости для FWHM не представляют особого интереса, поскольку сходятся с ожиданиями (спектр тем шире, чем меньше длительность импульса, из-за преобладания широкополосной спонтанной эмиссии EDFA и чирпа импульса, вносимого импульсным лазером с управлением по току), зависимости среднего уровня сигнала несколько отклоняются от изначальных

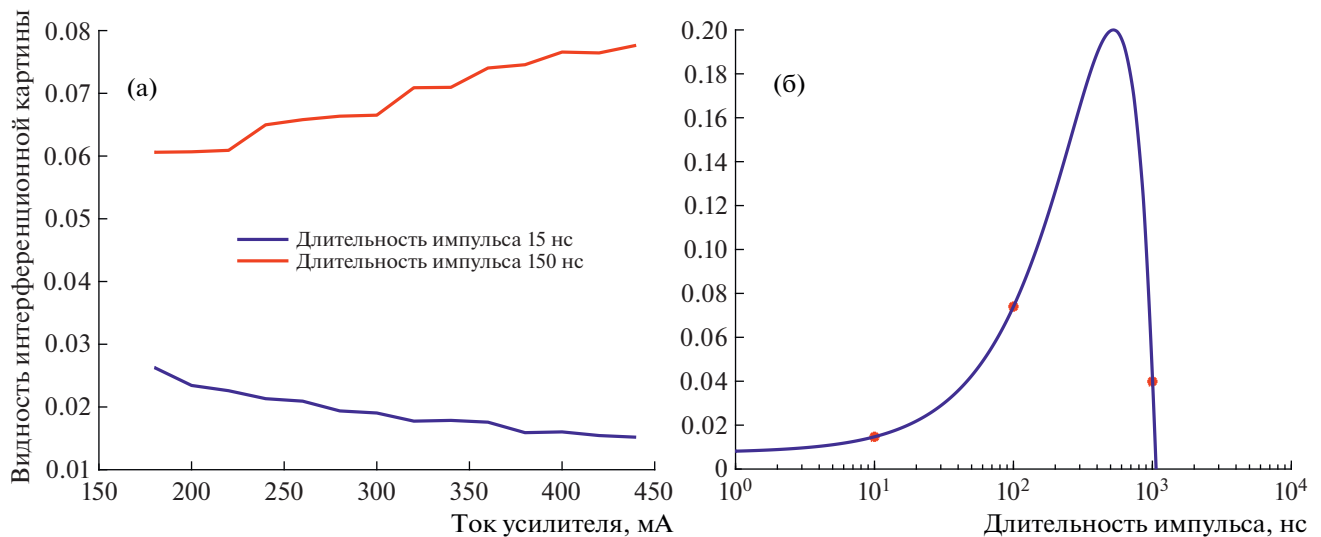


Рис. 5. Зависимость видности интерференционной картины от тока усиления (а) и длительности импульса (б).

теоретических предположений. При длительности импульса в 150 нс, которой должно быть достаточно для хорошего усиления полезного сигнала (рис. 2), его средний уровень оказывается ниже при всех величинах тока усиления, чем для импульса длительностью в 15 нс. Более того, зависимость среднего уровня сигнала от длительности импульса обнаруживает некоторый его рост при больших длительностях (в районе 1000 нс).

Было выдвинуто предположение, что при длительности импульса порядка 100 нс из-за достаточного усиления увеличивается контрастность интерференционной картины (рефлектограммы) — уровень сигнала становится больше в максимумах, но меньше в минимумах. Вероятно, на понижении уровня сигнала из-за этого может сказываться в общем довольно сложный вид получаемой картины интерференции. При больших длительностях импульса на ухудшении контрастности сказывается многолучевая интерференция.

Для подтверждения этой гипотезы было решено рассчитать для каждой рефлектограммы видимость интерференционной картины (рис. 5), а для каждого спектра — отношение спектральной плотности мощности полезного сигнала (узкий пик в окрестностях 1550 нм) и спонтанной эмиссии (рис. 6), для чего были построены зависимости от тока усиления и длительности импульса.

Видность интерференционной картины (контрастность рефлектограммы) вычислялась по формуле

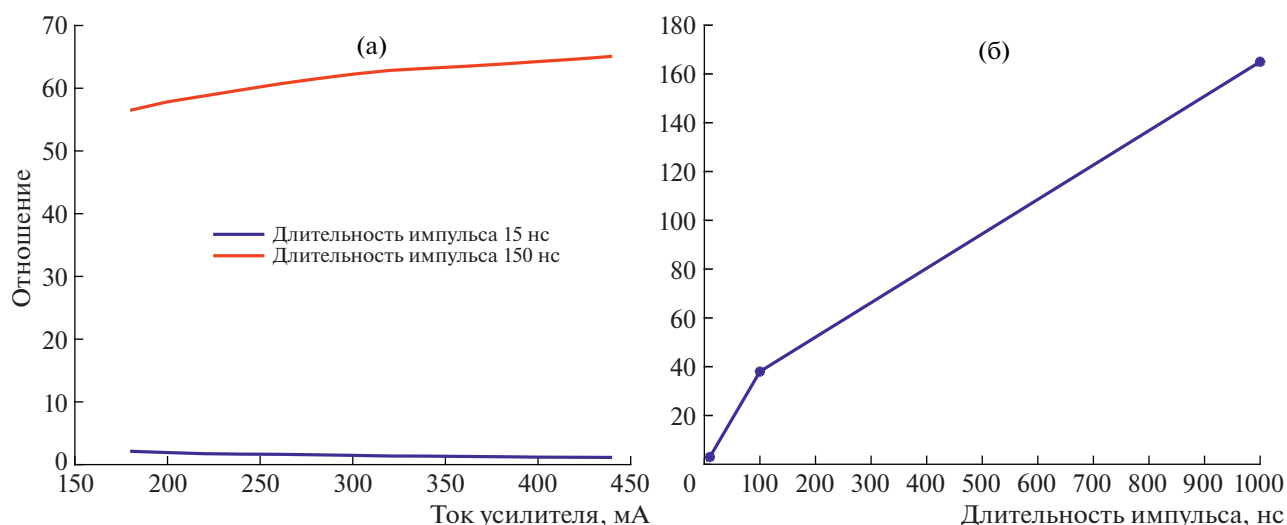
$$V = \frac{\max - \min}{\max + \min},$$

где  $\max$  — среднее значение уровня сигнала в пиках рефлектограммы,  $\min$  — среднее значение уровня сигнала во впадинах рефлектограммы.

Для расчета использовалась область рефлектограммы от 200 до 960 м.

Полученные зависимости подтверждают предположение: при малых длительностях импульса и при увеличении тока усиления и без того малая видность ухудшается из-за усиления спонтанной эмиссии. При оптимальных для этой длины чувствительного элемента длительностях импульса видность лучше и она увеличивается с увеличением тока усиления. При слишком больших длинах импульса видность снова несколько ухудшается, но в этом случае, вероятно, из-за многолучевой интерференции.

Ни при какой длительности импульса не наблюдается существенных изменений соотношения между спектральной плотностью полезного сигнала и спонтанной эмиссии при изменении тока усиления. При малой длительности импульса наблюдается небольшое уменьшение отношения полезного сигнала к спонтанной эмиссии, что согласуется с предположениями и соответствующей зависимостью для видности. При длительности импульса в 150 нс и увеличении тока усиливается и доля полезного сигнала в общем, что также соотносится с теоретическим предсказанием и функцией видности. Наблюдается ожидаемое значительное увеличение доли полезного сигнала относительно спонтанной эмиссии при увеличении длительности импульса. В исследованном диапазоне длительностей импульса наблюдается лишь рост доли полезного сигнала в общем, что также хорошо согласуется с ожиданиями.



**Рис. 6.** Зависимость отношения спектральных плотностей полезного сигнала и спонтанной эмиссии от тока усиления (а) и длительности импульса (б).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение стоит отметить, что в данной работе были исследованы зависимости пространственных и спектральных характеристик выходного сигнала DAS от параметров зондирующего импульса и, в свою очередь, параметров генерирующего и усиливающего оборудования. Выявлено и объяснено влияние длительности импульса лазера и тока усиления EDFA на средний уровень выходного сигнала и его контрастность, ширину и вид спектра зондирующего сигнала. Ни при каких исследованных значениях параметров в спектре не обнаруживалось посторонних компонент, отвечающих нелинейным эффектам, либо используемое оборудование не позволяло их разрешить (разрешение анализатора спектра составляло 0.2 нм). Не вполне линейный характер зависимостей среднего уровня сигнала для 1550 нм от тока усиления и длительности импульса с учетом имеющейся спектральной информации остается объяснимым и не предполагает перекачки энергии из основной длины волны в те, что соответствуют нелинейным эффектам. Дальнейшая работа в этой области может быть направлена на получение спектральной информации с большим разрешением и получение большего количества промежуточных точек для расчета зависимостей, связанных с длительностью импульса. Кроме того, точность получаемых данных может быть увеличена звукоизоляцией чувствительного элемента, использованием лазера с непрерывным излучением и оптическим модулятором, фильтрацией излучения на выходе оптического усилителя (например, при помощи ВБР). Тем не менее, стоит отметить, что предыдущие работы [12, 14] демонстрируют возможность применения DAS в новых

отраслях и без использования упомянутых выше элементов, что позволяет снизить стоимость и чувствительность к условиям внешней среды при сохранении производительности в допустимых пределах. В данной работе исследовались спектральные характеристики проходящего излучения — анализатор спектра устанавливался в конце чувствительного элемента. Однако также остается немаловажным изучение спектральных характеристик обратно-рассеянного излучения, поступающего на входной конец чувствительного элемента и формирующего рефлектограмму.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания с номером государственной регистрации темы 122031100058-3.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотруднику Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, В.Н. Сорокину.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hartog A., Frignet B., Mackie D., Clark M. // *Geophys. Prosp.* 2014. V. 62. P. 693. <https://doi.org/10.1111/1365-2478.12141>
2. Parker T.R., Shatalin S.V., Farhadiroushan M., Miller D. In *Second EAGE Workshop on Permanent Reservoir Monitoring 2013. Current and Future Trends*, 2013. P. 351. <https://doi.org/10.3997/2214-4609.20131303>

3. Liu Q., Liu T., He T., Li H., Yan Z., Zhang L., Sun Q. // Opt. Express. 2021. V. 29. P. 11538. <https://doi.org/10.1364/OE.412935>
4. Ren L., Jiang T., Jia Z.G., Li D.S., Yuan C.L., Li H.N. // Measurement. 2018. V. 122. P. 57. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2018.03.018>
5. Peng Z., Jian J., Wen H., Gribok A., Wang M., Liu H., Huang S., Mao Z.-H., Chen K.P. // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 27277. <https://doi.org/10.1364/OE.397509>
6. MacLean A., Moran C., Johnstone W., Culshaw B., Marsh D., Parker P. // Sensors. Actuators A: Phys. 2003. V. 109. P. 60. <https://doi.org/10.1016/j.sna.2003.09.007>
7. Bakhout E.G., Zhang C., Cheng M.H. // Aerospace. 2020. V. 7. P. 125. <https://doi.org/10.3390/aerospace7090125>
8. Chen M., Li B., Masoudi A., Bull D., Barton J.M. In 2020 International Conference on Intelligent Transportation, Big Data & Smart City (ICITBS). 2020. P. 102. <https://doi.org/10.1109/ICITBS49701.2020.00030>
9. Li Z., Zhang J., Wang M., Zhong Y., Peng F. // Opt. Express. 2020. V. 28. P. 2925. <https://doi.org/10.1364/OE.28.002925>
10. Taylor H.F., Lee C.E. U.S. Patent No. 5,194,847. Washington DC: U.S. Patent and Trademark Office. 1993.
11. Wang B., Mao Y., Ashry I., Al-Fehaid Y., Al-Shawaf A., Ng T.K., Yu C., Ooi B.S. // Sensors. 2021. V. 21. P. 1592. <https://doi.org/10.3390/s21051592>
12. Туров А.Т., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Максимов А.Ю. // Фотон-экспресс. 2021. Т. 6. С. 383. <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2021-6-383-384>
13. Белокрылов М.Е., Константинов Ю.А., Кривошеев А.И., Туров А.Т. // Фотон-экспресс. 2021. Т. 7. С. 16. <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2021-7-16-18>
14. Туров А.Т., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Максимов А.Ю. // Прикладная фотоника. 2021. Т. 8. С. 33.
15. Lu P., Lalam N., Badar M., Liu B., Chorpening B.T., Buric M.P., Ohodnicki P.R. // Appl. Phys. Rev. 2019. V. 6. P. 041302. <https://doi.org/10.1063/1.5113955>
16. Muanenda Y., Oton C.J., Faralli S., Di Pasquale F. // IEEE Photonics J. 2015. V. 8. P. 1. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2015.2508427>
17. Fernández-Ruiz M.R., Costa L., Martins H.F. // Sensors. 2019. V. 19. P. 4368. <https://doi.org/10.3390/s19204368>
18. Jia Z., Campos L.A., Xu M., Zhang H., Gonzalez-Herandez M., Martins H.F., Zhan Z. In Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC). 2021. P. 1.
19. Nesterov E.T., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Pnev A.B., Karasik V.E., Tezadov Y.A., Kondrashin E.V., Ushakov A.B. // J. Phys.: Conference Series. 2015. V. 584. P. 012028. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/584/1/012028>
20. Zhou J., Pan Z., Ye Q., Cai H., Qu R., Fang Z. // J. Lightwave Technol. 2013. V. 31. P. 2947. <https://doi.org/10.1109/JLT.2013.2275179>
21. Chernutsky A.O., Zhirnov A.A., Fedorov A.K., Nesterov E.T., Stepanov K.V., Tezadov Y.A., Kondrashin E.V., Karasik V.E., Pnev A.B. In Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS). 2017. P. 2231. <https://doi.org/10.1109/PIERS.2017.8262121>

## СРАВНЕНИЕ ВРЕМЕННОГО И ЧАСТОТНОГО ПОДХОДОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ СИГНАЛОВ ОПТИЧЕСКИХ РЭЛЕЕВСКИХ РЕФЛЕКТОМЕТРОВ<sup>1</sup>

© 2023 г. Н. А. Ушаков<sup>а,\*</sup>, Л. Б. Лиокумович<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

\*e-mail: n.ushakoff@spbstu.ru

Поступила в редакцию 21.01.2023 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 20.04.2023 г.

Спектр применений распределенных волоконно-оптических датчиков постоянно расширяется как в связи с растущими потребностями промышленности, так и благодаря развитию измерительных возможностей самих датчиков. В связи с необходимостью развития методов интерпретации сигналов датчиков крайне актуально формирование наборов тестовых сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков, полученных при известных условиях и воздействиях на волокно. При наличии достоверных аналитических моделей сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков тестовые сигналы крайне удобно получать в ходе численных экспериментов. В работе будут рассмотрены процессы формирования сигналов обратного рассеяния в рэлеевских рефлектометрических системах и описаны физико-математические модели, позволяющие проводить расчеты сигналов в разных условиях работы. Предложены два подхода подсчета результирующего сигнала обратного рассеяния: на основе временного представления зондирующего сигнала и импульсного отклика чувствительного волокна и альтернативный, основывающийся на спектральном представлении зондирующего сигнала и передаточной функции волокна. Изложенные результаты могут быть использованы как для непосредственного моделирования работы рефлектометрических систем, использующих рэлеевское рассеяние, так и для анализа существующих ограничений и специфики их работы.

DOI: 10.31857/S0032816223050142, EDN: ZKDBJO

### ВВЕДЕНИЕ

Распределенные волоконно-оптические измерения на основе методов рефлектометрии развиваются и применяются уже многие десятилетия [1, 2]. В такой технике применяется обратное рассеяние в оптическом волокне при распространении в нем коротких импульсов. Рассеянное излучение несет информацию об измеряемом воздействии, а задержка поступления рассеянного сигнала позволяет локализовать место рассеяния. Широко распространены системы на базе одноканального оптического рефлектометра (OTDR, Optical Time-Domain Reflectometer) для диагностики параметров оптоволоконных трактов — фактически измеряются потери в линиях и их изменение во времени, наличие и позиции неоднородностей и т.п. Также имеют распространение распределенные системы измерения температуры.

В последние десятилетия такие системы развиваются с точки зрения их строения и возможностей, спектр возможного применения таких технологий расширяется. Одно из направлений, которое активно осваивается, — измерение переменных внешних воздействий на волокно вибрационного и акустического типов. Есть большое число примеров успешного применения OTDR-датчиков в системах охраны периметров, когда регистрируются наличие источников звука и вибраций вблизи проложенного, например, в земле волоконного тракта и пересечение источниками этого тракта [3]. Также показаны геофизические применения [4, 5], когда регистрируются вибрации от специального источника, поступающие на волоконный кабель в измерительных скважинах или волоконный кабель, погруженный в воду, если испытания проводились в водной акватории. Такие системы имеют ряд сложностей и проблем, но эти системы активно развиваются и совершенствуются.

Отдельной важной задачей является интерпретация отклика датчиков на сложные воздействия,

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

а также разработка эффективных алгоритмов обработки сигналов, устойчивых к федингу, нелинейностям отклика и обеспечивающих высокое соответствие выходного сигнала воздействию [6]. В связи с этим крайне актуально формирование наборов тестовых сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков, полученных при известных условиях и воздействиях на волокно. Одним из наиболее удобных способов формирования таких наборов сигналов является расчет сигналов распределенных волоконно-оптических датчиков при помощи специально разработанных аналитических или численных моделей.

Существующие модели, описывающие формирование обратно-рассеянных сигналов в системах временной рефлектометрии, можно разделить на два достаточно широких класса:

- интегральные модели [7–10], в которых предполагается, что процесс рассеяния происходит непрерывно по всей длине волокна;
- дискретные модели [11–17], предполагающие расчет обратно-рассеянной волны как суперпозиции волн, рассеянных отдельными рассеивателями, расположенными в конкретных точках волокна.

Основное применение интегральных моделей сводится к анализу общих статистических свойств обратно-рассеянных сигналов, их типовых уровней, а также влияния на них свойств волокна. К их плюсам можно отнести аналитическую строгость, а также относительную простоту расчетов. С другой стороны, далеко не все варианты волоконных линий могут быть легко описаны аналитическими выражениями, кроме того, при проведении численных расчетов обратно-рассеянных сигналов при помощи интегральных моделей необходимо делать ряд предположений и упрощений для проведения численного интегрирования [10]. Поэтому дискретные модели получили большее распространение и довольно активно применяются для анализа сигналов обратного рассеяния в системах временной рефлектометрии, использующих рэлеевское рассеяние. Тем не менее, в известной литературе отсутствует описание примеров расчета сигналов обратного рассеяния при помощи данных моделей. Данная работа посвящена рассмотрению процессов формирования сигналов обратного рассеяния в рэлеевских рефлектометрических системах и описанию физико-математических моделей, позволяющих проводить расчеты этих сигналов в разных условиях работы.

## МОДЕЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ СВОЙСТВ ВОЛОКНА

В предлагаемой модели предполагается, что обратно-рассеянный сигнал формируется набором дискретных рассеивателей, равномерно рас-

пределенных вдоль длины моделируемого волокна. Для возможности учета интерференционных эффектов в модели рассматривается напряженность электрического поля рассеянного излучения. Обратно-рассеянный сигнал будет рассматриваться как набор волн, отраженных от некоторого рассеивающего сектора волокна, длина которого  $\Delta z$  связана с длительностью зондирующего импульса  $T_p$  формулой  $\Delta z = cT_p/(2n)$ , где  $c$  – скорость света в вакууме,  $n$  – показатель преломления волокна.

В таком случае, моделируемое обратно-рассеянное излучение определяется свойствами волокна, для описания которого в модели будет использоваться набор амплитуд и координат рассеивателей  $\{a_m, z_m\}$ . Необходимо отметить, что стохастичность координат рассеивателей обуславливает случайный характер фазовых задержек обратно-рассеянных волн.

Для большей наглядности рассмотрим последовательную нумерацию рассеивателей с возрастающими координатами ( $z_m > z_{m-1}$ ), хотя основные обобщенные выражения, связанные с рассеянной волной, останутся правильными, даже если это условие не будет выполнено. Также значения шага между рассеивателями  $\langle z_m - z_{m-1} \rangle$  и разности между позициями соседних рассеивающих секторов  $(\tau_i - \tau_{i-1})c/n$ , определяемой временами дискретизации обратно-рассеянного сигнала  $\tau_i$ , должны быть не кратными.

Следует отметить, что концепция локальных рассеивателей с размерами, значительно меньшими, чем длина волны, традиционно используется при анализе свойств рэлеевского рассеяния. Но при этом расстояния между рассеивателями также должны были быть намного меньше длины волны. В рассматриваемой модели предположение о малости  $\langle z_m - z_{m-1} \rangle$  не требуется, более того, для практической реализации численных выкладок предпочтительнее работа в условиях  $\langle z_m - z_{m-1} \rangle \gg \lambda$ . В контексте традиционного физического представления каждый рассеиватель с амплитудой  $a_m$  и положением  $z_m$  во введенной модели выглядит как комплекс многочисленных “классических” рассеивателей вокруг положения  $z_m$ , когда когерентная оптическая волна, рассеиваемая комплексом, соответствует волне, обусловленной этим эквивалентным рассеивателем.

Можно предположить использование некоторых случайных фаз  $\phi_m$  вместо размещения эквивалентных рассеивателей в локальных координатах  $z_m$  для последующего расчета интенсивности полной волны обратного рассеяния. Однако отметим, что именно предложенный подход с координатами в качестве источника случайных фаз позволяет обеспечить четкое рассмотрение возмущений внешнего волокна. С точки зрения выполнения условий соответствия модели физиче-

скому смыслу рэлеевского рассеяния необходимо, чтобы внутри рассеивающей зоны попадало достаточно большое количество рассеивателей, в связи с чем условие для среднего расстояния между рассеивателями можно сформулировать следующим образом:

$$\delta = \langle z_m - z_{m-1} \rangle \ll cT_p/(2n), \quad (1)$$

при этом предполагается, что вариации показателя преломления волокна достаточно малы и в формуле (1) ими можно пренебречь. Помимо координат и амплитуд рассеивателей для описания волокна необходимо также задать распределение показателя преломления вдоль волокна, а также определить правила пересчета свойств рассеивателей и распределения показателя преломления.

Строго говоря, при рассмотрении макрорассеивателей их амплитуды  $a_m$  должны иметь рэлеевское распределение, поскольку отраженное ими излучение формируется большим количеством микрорассеивателей [18]. Тем не менее, поскольку основной интерес представляют свойства обратно-рассеянных сигналов, амплитуды рассеивателей можно считать фиксированными. При этом за счет случайности фаз обратно-рассеянных волн, отраженных от отдельных элементарных макро-рассеивателей, интенсивность суммарной обратной волны, отраженной от рассеивающего сектора, образованного зондирующим импульсом, будет иметь рэлеевское распределение и в случае одинаковых интенсивностей волн отдельных рассеивателей.

При этом нормировка набора  $\{a_m\}$  может проводиться различными способами в зависимости от целей проводимого анализа. При условии одинакового количества рассеивателей в рассеивающем секторе, а также относительно короткой волоконной линии с малыми потерями можно считать амплитуды всех рассеивателей в линии одинаковыми, выбирая их уровень исключительно исходя из ожидаемого уровня рэлеевского рассеяния следующим образом:

$$a_m^2 = P_p a_R \delta \frac{4\pi}{c n A_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

здесь предполагается, что волокно зондируется оптическим импульсом с энергией  $E = P_p T_p$ , мощностью  $P_p$  и длительностью  $T_p$ ,  $A_{\text{eff}}$  — эффективная площадь поперечного сечения волоконной моды, в которой распространяется зондирующее излучение,  $\alpha_R$  — коэффициент рэлеевского рассеяния, имеющий порядок  $10^{-7} \text{ м}^{-1}$  на длине волны  $\lambda_0 \approx 1.55 \text{ мкм}$ .

В случае, если соответствия уровня полученных сигналов значениям для конкретных параметров экспериментальной установки не требуется, можно использовать более простое и наглядное выражение для расчета амплитуд рассеивателей:

$$a_m^2 = \frac{2n\delta}{cT_p}. \quad (3)$$

В этом случае осцилляции полученной рефлектограммы будут иметь средний уровень порядка единицы вне зависимости от параметров моделирования (числа рассеивателей в секторе, длительности зондирующего импульса и т.д.), что удобно для сравнения результатов обработки рефлектограмм, полученных в разных условиях.

Что касается координат рассеивателей, то можно отталкиваться от следующих предпосылок: мы предполагаем параметры волокна, такие как коэффициент рэлеевского рассеяния, площадь поперечного сечения моды и коэффициент затухания, постоянными вдоль волокна; тогда наиболее простым и логичным правилом, согласно которому рассеиватели распределяются вдоль волокна, будет формула

$$z_m = m\delta + \delta z_m, \quad (4)$$

где  $m$  — номер рассеивателя, а  $\delta z_m$  — случайная компонента координаты, имеющая равномерное распределение на интервале  $[0, \delta]$ . При этом фазовые задержки волн, отраженных разными рассеивателями, будут равны  $4\pi n z_m / \lambda$ . Тогда с учетом случайности координат  $z_m$  и того факта, что средний шаг между рассеивателями  $\delta$  намного больше длины волны рассеиваемого света, начальные фазы отраженных рассеивателями волн будут случайны и независимы.

Равномерное распределение рассеивателей по длине волокна будет обеспечивать простоту реализации численных расчетов, а случайность положений индивидуальных рассеивателей — соответствие физическим свойствам рэлеевского рассеяния.

## УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ВНЕШНИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ ВОЛОКНА

В данном рассмотрении мы будем предполагать, что внешние условия (температура, сжатие, растяжение волокна и т.д.) фиксированы и не меняются во время измерения обратно-рассеянного сигнала. Таким образом, при рассмотрении воздействия на волокно оно полагается ступенчатым, изменяющимся от одной рефлектограммы к другой. Это вносит некоторые ограничения на характер воздействий, которые могут быть промоделированы, но это адекватно в большинстве практических ситуаций. Также предполагается, что волокно изотропно, такое упрощение справедливо в случае, если длина биения поляризационных мод волокна значительно превышает длину рассеивающего сектора, а на приемной стороне отсутствуют поляризационно-селективные компоненты. Также не будут учитываться потери света при распространении в оптическом волокне,

что справедливо для относительно коротких чувствительных волокон. С другой стороны, учет затухания в волокне не меняет рассматриваемые модели принципиальным образом и может быть сделан на этапе проведения численных расчетов.

В ходе воздействия внешних возмущений на волокно, в первую очередь, происходит изменение таких параметров модели, как координаты рассеивателей и распределение показателя преломления. Ниже мы рассмотрим, как можно ввести в модель обратно-рассеянного сигнала влияние внешних воздействий.

В общем случае, при воздействии внешнего возмущения, рассеиватели сдвигаются относительно начала волокна; в результате их обновленные координаты могут быть записаны следующим образом:

$$z'_m = z_m + \int_0^{z_m} K_{V_z} V(x) dx = \int_0^{z_m} (1 + K_{V_z} V(x)) dx, \quad (5)$$

где  $K_{V_z}$  — коэффициент, описывающий связь между относительным удлинением волокна  $\epsilon$  и воздействием  $V$  (в первую очередь в данном рассмотрении нас будут интересовать натяжение волокна и изменение температуры) в предположении малой величины воздействия и возможности аппроксимации этой связи линейной зависимостью.

Учет влияния внешних воздействий на показатель преломления волокна в общем случае нетривиален и должен включать как собственно пересчет самих значений показателя преломления, так и пересчет всего его пространственного распределения с учетом сдвига координат точек волокна. Однако в приближении относительно малых и локальных воздействий может успешно применяться следующее простое выражение:

$$n'(z) = n(z) + K_{V_n} V(z). \quad (6)$$

Для получения относительно простых выражений, удобных для анализа, предположим, что возмущение имеет равномерное распределение в интервале  $[z_b; z_e]$ . В этом случае выражения (5) и (6) могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} z'_m = z_m, & \text{если } z_m \leq z_b, \\ z'_m = z_m + K_{V_z} V(z_m - z_b), & \text{если } z_b < z_m < z_e, \\ z'_m = z_m + K_{V_z} V(z_e - z_b), & \text{если } z_m \geq z_e. \end{cases} \quad (7)$$

$$\begin{cases} n'(z) = n(z), & \text{если } z \notin [z_b; z_e], \\ n'(z) = n(z) + K_{V_n} V, & \text{если } z \in [z_b; z_e]. \end{cases} \quad (8)$$

В более общем случае пространственного распределения воздействия для проведения численных расчетов представляется наиболее удобным аппроксимировать истинное пространственное

распределение воздействия кусочно-заданной функцией, имеющей постоянные уровни. В таком случае пересчет координат рассеивателей и показателя преломления может быть проведен для каждого отрезка по отдельности.

## РАСЧЕТ ОБРАТНО-РАССЕЯННОГО ПОЛЯ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

Обратно-рассеянная волна, принимаемая фотодетектором, представляет собой суперпозицию волн, отраженных отдельными элементарными рассеивателями. В предположении, что в момент времени  $\tau_i$  детектируется излучение, рассеянное в ограниченном секторе волокна с координатами  $z_{i1}$  и  $z_{i2}$ , поле обратно-рассеянной волны может быть записано в виде [13]

$$\dot{E}_i = \sum_{z_{i1} < z_m < z_{i2}} a_m \exp \left( j \frac{4\pi}{\lambda} \int_0^{z_m} n(x) dx \right). \quad (9)$$

Поскольку фактором, определяющим границы рассеивающего сектора, является дискретизация обратно-рассеянного сигнала по времени, в общем случае границы  $z_{i1}$  и  $z_{i2}$  необходимо находить, решая следующее интегральное уравнение:

$$\tau_{i1,2} = \frac{2}{c} \int_0^{z_{i1,2}} n_g(x) dx, \quad (10)$$

где  $\tau_{i1} = \tau_i - T_p/2$  и  $\tau_{i2} = \tau_i + T_p/2$ .

Однако в ряде случаев выражения (9) и (10) могут быть заменены на более простые для численных вычислений. Предполагая изменения показателя преломления медленными относительно продольной координаты  $z$  и вводя допущение о том, что в каждый рассеивающий сектор входит строго определенное целое число элементарных рассеивателей  $M$ , выражение (9) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \dot{E}_i = & \left[ \sum_{m=M_i-M/2}^{M_i+M/2} w_{m-M_i} a_m \exp \left( j \frac{4\pi}{\lambda} \int_{z_i}^{z_m} n(x) dx \right) \right] \times \\ & \times \exp \left( j \frac{4\pi}{\lambda} \int_0^{z_i} n(x) dx \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где  $M_i$  — номер элементарного рассеивателя, ближайшего к центру рассеивающего сектора  $z_i$ , а коэффициенты  $w_m$  введены для учета огибающей зондирующего импульса (в случае наличия внутриимпульсной фазовой модуляции [19, 20] значения  $w_m$  будут комплексными). Необходимость вычисления границ рассеивающего сектора в данном случае отпадает, поскольку в каждом секторе в суммирование в формуле (11) включается одно и то же число рассеивателей вокруг центрального.

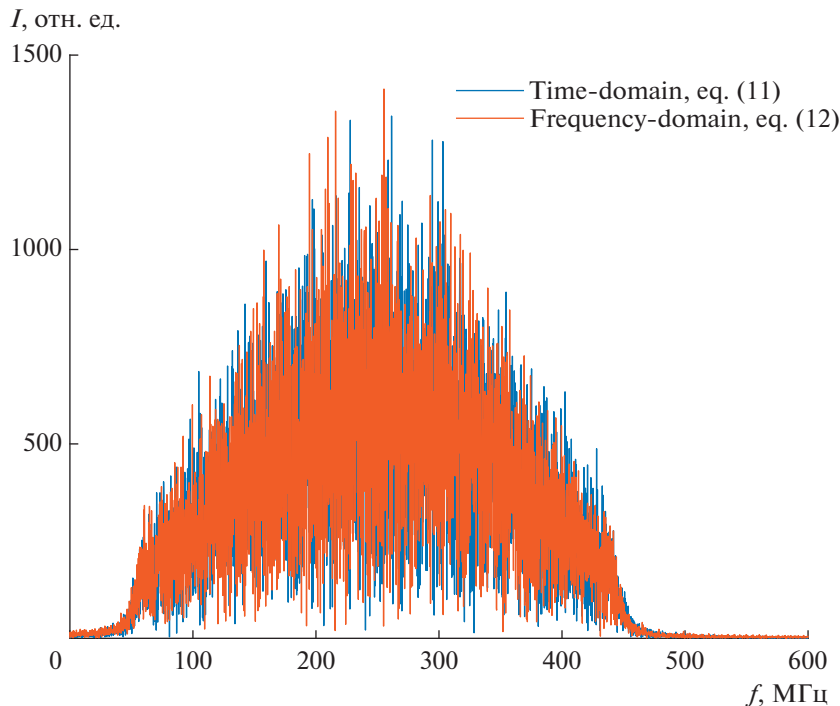


Рис. 1. Спектры рефлектограмм, рассчитанных по формулам (11) и (12).

При этом одним из ключевых вопросов является количество рассеивателей в рассеивающем секторе. В ходе моделирования в работе [13] было показано, что уже при  $M \approx 1000$  статистические свойства моделированного сигнала соответствуют теоретически ожидаемым и подтверждаются в ходе экспериментальных исследований.

### РАСЧЕТ ОБРАТНО-РАССЕЯННОГО ПОЛЯ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

Подход расчета обратно-рассеянных сигналов на основе выражений (9)–(11) аналогичен нахождению импульсной характеристики волокна и ее свертке с зондирующим импульсом. Согласно теории линейных систем, аналогичный результат можно получить, перемножая спектр зондирующего импульса на спектральную передаточную функцию волокна и применяя к результату перемножения обратное преобразование Фурье. В таком случае спектр обратно-рассеянного поля можно получить по аналогии с выражением (9):

$$\dot{E}_l = \sum_{m=1}^{M_H+M/2} W_l a_m \exp \left( j \frac{4\pi}{\lambda_l} \int_0^{z_m} n(x) dx \right), \quad (12)$$

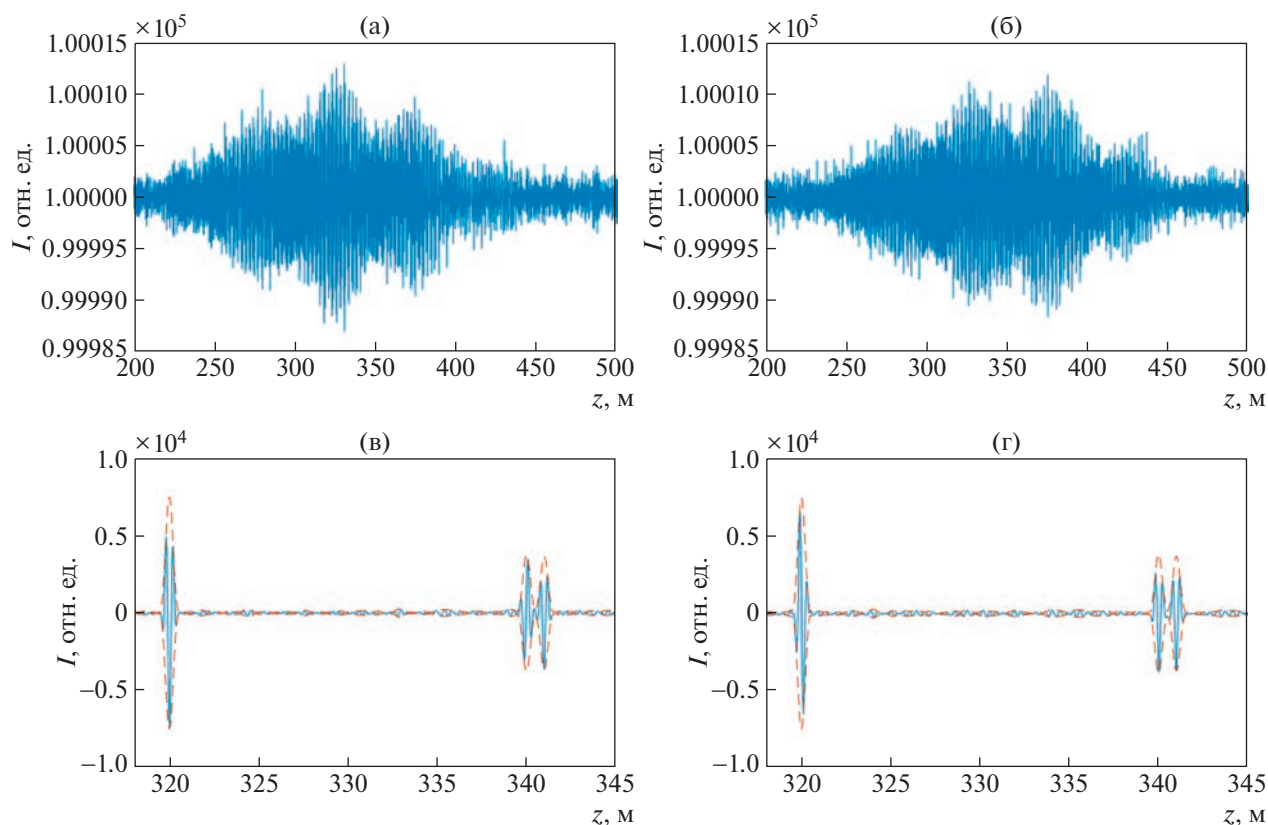
где  $H$  — количество рассеивающих секторов, укладываемых в волокне (суммирование проводится по всем рассеивателям), индекс  $l$  отвечает за дискретизацию спектра зондирующего импульса и спектральной передаточной функции

волокна по частоте. Необходимо отметить, что выбор шкалы частот (длин волн), на которой происходят вычисления, будет определять частоту дискретизации и длительность временного представления обратно-рассеянного сигнала, вычисляемого при помощи обратного преобразования Фурье.

При вычислении обратно-рассеянного сигнала при помощи выражения (12) все еще остается действующим предположение о неизменности свойств волокна во время распространения по нему каждого отдельно взятого зондирующего импульса. Моделирование внешних воздействий должно предполагать ступенчатый характер изменения внешних воздействий во времени.

Тем не менее, при сложной форме пространственного распределения показателя преломления волокна выражение (12) представляет большее удобство, чем формула (9), поскольку не требует учета вхождения и выхода отдельных рассеивателей в рассеивающий сектор и из него. С другой стороны, в выражении (12) не используется предположение о фиксированном количестве рассеивателей в рассеивающем секторе, что делает его более точным при значительных величинах и протяженностях изменения показателя преломления волокна.

Необходимо отметить, что выражения (9), (11) и (12) позволяют оценивать напряженность электрического поля рассеянной волны. Для получения физически измеряемого фотоприемником



**Рис. 2.** а) Исходная рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (11), б) исходная рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (12), в) рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (11) после применения согласованного фильтра, г) рефлектограмма, рассчитанная при помощи выражения (12) после применения согласованного фильтра.

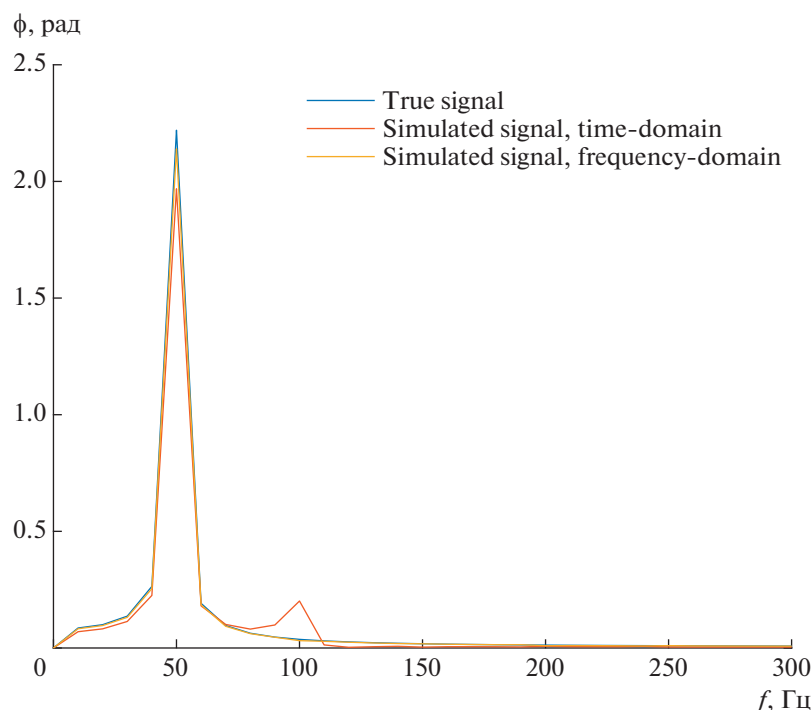
электрического сигнала к полученным зависимостям необходимо применить соответствующие операции:

- вычисление квадрата модуля для прямого детектирования интенсивности,
- сложение обратно-рассеянной волны с самой собой со сдвигом по времени с последующим вычислением квадрата модуля для двухимпульсной схемы,
- сложение обратно-рассеянной волны с опорной когерентной волной значительно большей интенсивности с последующим вычислением квадрата модуля для гетеродинной схемы.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕСТОВЫХ СИГНАЛОВ

Согласно разработанной модели, был проведен расчет тестовых сигналов для двух ситуаций: локализации отражателей в статическом случае и измерения динамического натяжения волокна. Были использованы следующие параметры моделирования: длина волокна 800 м, количество рассеивателей в рассеивающем секторе  $M = 5000$ , центральная длина волны зондирующего излуче-

ния 1.55 мкм, частота дискретизации обратно-рассеянного сигнала 2.5 ГГц, гетеродинное детектирование с амплитудой опорной волны, в  $10^5$  раз превышающей амплитуду обратно-рассеянного поля. Для случая локализации отражателей длительность зондирующего импульса равнялась 2 мкс (длина рассеивающего сектора  $\Delta z = 200$  м), использовалась внутриимпульсная линейная частотная модуляция в диапазоне от 50 МГц до 450 МГц относительно частоты опорной волны, позиции отражателей были заданы следующими – 320 м, 340 м и 342 м от начала волокна, коэффициент отражения по мощности первого отражателя составлял около 0.015%, второго и третьего – около 0.0075%. В случае измерения динамического натяжения волокна длительность зондирующего импульса равнялась 50 нс (длина рассеивающего сектора  $\Delta z = 5$  м), к участку волокна с границами от 150 до 155 м прикладывалось периодическое натяжение с амплитудой 200 нм (относительное удлинение  $4 \cdot 10^{-8}$ ) и частотой 49 Гц, частота повторения зондирующих импульсов составляла 1 кГц. Для обоих случаев обратно-рассеянные сигналы рассчитывались при помощи временного и частотного подходов соответственно по формулам



**Рис. 3.** Сравнение спектров сигнала, заложенного в модель, и результатов фазовой демодуляции сигналов, рассчитанных при помощи временного (выражение (11)) и частотного (выражение (12)) подходов.

(11) и (12). При этом координаты и амплитуды рассеивателей задавались одинаковыми в обоих случаях. Коэффициенты, связывающие величину воздействия с изменением параметров волокна, составляли  $K_{Vz} = 1$  и  $K_{Vn} = 0.7$ .

Спектры рефлектограмм для тракта с локальными отражателями при расчете по формулам (11) и (12) показаны на рис. 1. Из-за аподизации зондирующего импульса доля краевых спектральных компонент в спектре снижается, что видно на графиках. Рефлектограммы, полученные для тракта с локальными отражателями при расчете по формулам (11) и (12) до и после применения согласованного фильтра, показаны на рис. 2. На них наглядно видно улучшение пространственной разрешающей способности после согласованной фильтрации рефлектограммы. Также из рефлектограмм после согласованной фильтрации, показанных на рис. 2в, г, видно, что наблюдаемая позиция отражателя соответствует заданной.

Для нахождения интенсивности и фазы обратно-рассеянной волны для сигналов при динамическом натяжении волокна к рассчитанным по формулам (11) и (12) трейсам применялось преобразование Гильберта, после чего находились аналитические сигналы и их огибающие и аргументы. Для локализации фазового сигнала к аргументу аналитического сигнала применялась операция дифференцирования с интервалом вычитания

20 м. На рис. 3 приведено сравнение спектров оценки фазового приращения обратно-рассеянной волны и фазовых сигналов, демодулированных из моделированных сигналов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен подход, позволяющий численно находить обратно-рассеянные сигналы для заданных параметров волокна и свойств опросной системы. Следует отметить, что предложенный подход не является абсолютно точным, поскольку предположение о ступенчатом характере возмущений может привести к ошибкам при быстро меняющемся возмущении волокна. Тем не менее, предложенный метод удобен для проведения расчетов и анализа благодаря относительной простоте и адекватности допущенных приближений для относительно низкочастотных воздействий разумной амплитуды.

Хотя в основном рассмотрение направлено на моделирование сигналов временной рефлектометрии, оба подхода могут применяться и для расчета сигналов частотной рефлектометрии при соответствующих незначительных модификациях.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках

программы стратегического академического лидерства “Приоритет 2030” (Соглашение 075-15-2021-1333 от 30 сентября 2021).

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Н. А. Ушаков и Л. Б. Ликумович являются авторами программ ЭВМ “Программа расчета отклика распределенного волоконно-оптического рефлектометрического датчика на сосредоточенное воздействие” и “Программа расчета отклика распределенного волоконно-оптического рефлектометрического датчика на распределенное воздействие”.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hartog A.H. An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors. CRC Press. 2017. <https://doi.org/10.1201/9781315119014>
2. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1033. <https://doi.org/10.3390/s22031033>
3. Juarez J.C., Maier E.W., Choi K.N., Taylor H.F. // J. Light Technol. 2005. V. 23. P. 2081. <https://doi.org/10.1109/JLT.2005.849924>
4. Lellouch A., Biondi B.L. // Sensors. 2021. V. 21. P. 2897. <https://doi.org/10.3390/s21092897>
5. Lindsey N.J., Martin E., Dreger D.S., Freifeld B., Cole S., James S.R., Biondi B., Ajo-Franklin J.B. // Geophys. Res. Lett. 2017. V. 44. P. 11. <https://doi.org/10.1002/2017gl075722>
6. Titov A., Kazei V., AlDawood A., Alfataierge E., Bakulin A., Osypov K. // Sensors. 2022. V. 22. P. 1027. <https://doi.org/10.3390/s22031027>
7. Brinkmeyer E. // Electron. Lett. 1977. V. 16. P. 329. <https://doi.org/10.1049/el:19800235>
8. Brinkmeyer E. // J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. P. 1010. <https://doi.org/10.1364/JOSA.70.001010>
9. Hartog A.H., Gold M. // J. Light. Technol. 1984. V. 2. P. 76. <https://doi.org/10.1109/JLT.1984.1073598>
10. Feigel B., Erps J.V., Khoder M., Beri S., Jeuris K., Goid-senhoven D.V., Watte J., Thienpont H. // J. Light. Technol. 2014. V. 32. P. 3008. <https://doi.org/10.1109/JLT.2014.2330693>
11. Healey P. // Electron. Lett. 1985. V. 21. P. 226. <https://doi.org/10.1049/EL:19850161>
12. Mermelstein M., Posey R., Johnson G.A., Vohra S.T. // Opt. Lett. 2001. V. 26. P. 58. <https://doi.org/10.1364/OL.26.000058>
13. Liokumovich L.B., Ushakov N.A., Kotov O.I., Bisyarin M.A., Hartog A.H. // J. Light. Technol. 2015. V. 33. P. 3660. <https://doi.org/10.1109/JLT.2015.2449085>
14. Zhou J., Pan Z., Ye Q., Cai H., Qu R., Fang Z. // J. Light. Technol. 2013. V. 31. P. 2947. <https://doi.org/10.1109/JLT.2013.2275179>
15. Lu X., Thomas P. // J. Light. Technol. 2020. V. 38. P. 974. <https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2949624>
16. Liehr S., Münzenberger S., Krebber K. // Opt. Express. 2018. V. 26. P. 10573. <https://doi.org/10.1364/oe.26.010573>
17. Tovar P., Lima B.C., von der Weid J.P. // J. Light. Technol. 2022. V. 40. P. 4765. <https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3164793>
18. Chen D., Liu Q., He Z. // Opt. Express. 2017. V. 25. P. 8315. <https://doi.org/10.1364/oe.25.008315>
19. Pastor-Graells J., Martins H.F., Garcia-Ruiz A., Martin-Lopez S., Gonzalez-Herraez M. // Opt. Express. 2016. V. 24. P. 13121. <https://doi.org/10.1364/OE.24.013121>
20. Marcon L., Soto M.A., Soriano-Amat M., Costa L., Fernandez-Ruiz M.R., Martins H.F., Palmieri L., Gonzalez-Herraez M. // J. Light. Technol. 2020. V. 38. P. 4142. <https://doi.org/10.1109/JLT.2020.2981741>

## ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН В РЭЛЕЕВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ<sup>1</sup>

© 2023 г. И. В. Фролов<sup>а,\*</sup>

<sup>а</sup>ООО “Саранскабель-Оптика”

Россия, Республика Мордовия, 430001, Саранск, ул. Строительная, 3Г, стр. 1

\*e-mail: frolov@sarko.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 31.03.2023 г.

Принята к публикации 24.04.2023 г.

Представлены результаты исследования влияния флуктуаций амплитуд сигнала на погрешность измерения коэффициента затухания оптических волокон небольшой длины, выполненных рэлеевскими некогерентными рефлектометрами. На основе анализа обработки сигнала в рефлектометре с использованием методов статистической радиотехники и с привлечением экспериментальных данных и эмпирических методик показано, что величина погрешности измерения коэффициента затухания определяется числом некоррелированных отсчетов рефлектограммы, используемых для усреднения, с учетом характера флуктуаций, при ограничениях, наложенных на отношение сигнал/шум на входе приемника. Предложена методика учета влияния замираний при флуктуациях двулучепреломления на основе аналогии с задачей радиолокации об оценке параметров обнаружения флуктуирующей цели.

DOI: 10.31857/S0032816223050099, EDN: ZJFVDX

### ВВЕДЕНИЕ

Общепринятым считается, что измерение коэффициента затухания оптических волокон (ОВ) методом обратного рэлеевского рассеяния проводится на достаточно протяженных участках ОВ (не менее нескольких километров), при этом погрешность измерения коэффициента затухания определяется систематической ошибкой, обусловленной нелинейностью шкалы рефлектометра [1]. Дополнительно, среди иных составляющих погрешности имеются шумовая, поляризационная, интерференционная [1].

Однако погрешность измерения при небольших измеряемых участках ОВ (1 км и менее) может быть существенно больше указанной, что обусловлено влиянием составляющих погрешности на точность измерений коэффициента затухания ОВ [2–4].

В работах [2, 3] даются оценки шумовой составляющей погрешности измерения в виде прямой зависимости погрешности измерения коэффициента затухания от ширины шумовой дорожки рефлектограммы или связанной с ней величиной

среднеквадратического отклонения мощности шума для методов измерения по двум точкам и наименьших квадратов (МНК) в предположении независимости отсчетов рефлектограммы.

В работах [1, 2, 4] приводятся оценки интерференционной составляющей погрешности рефлектометра (шумы когерентности) как определяющей при измерении малых длин ОВ, при этом отсчеты рассматриваются как частично коррелированные с интервалом корреляции, определяемым длиной когерентности лазерного излучения.

На практике же погрешности измерения коэффициента затухания могут не иметь строгой связи с величиной шумов [3, 5] и применение рефлектометров с большим динамическим диапазоном, а также использование произвольного изменения состояния поляризации хоть обычно и уменьшает флуктуации [1, 3, 4], однако может кардинально не улучшать ситуацию.

Согласно работе [2] ошибка измерения на участке ОВ зависит от длины измеряемого участка и снижается при увеличении длины участка с показателем степени 1.5, ошибка измерения зависит также от длины волны и ширины спектра импульса и ведет себя монотонно.

Все указанные выше результаты получены, главным образом, методами статистической фи-

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

зики и экспериментально, они не используют понятие случайного сигнала и его статистические свойства.

Нормативная документация [6] при определении методов испытаний предписывает проводить измерения коэффициента затухания при длине ОВ не менее 1 км. На практике минимальная длина ОВ для достоверных (но не вполне точных) измерений представляется равной ориентировочно 0,6 км. При меньших длинах участков ошибка не представляется монотонной функцией, а имеет значительные флуктуации. Кроме того, на рефлектограммах наблюдаются участки с интервалом корреляции, сопоставимым с пространственной длительностью излучаемого импульса (10–30 м).

В данной работе рассмотрено влияние флуктуаций на основе их статистических свойств на основании оценок, полученных в теории радиотехнических систем, исходя из аналогии имеющейся задачи обработки импульсного сигнала в рефлектометре с задачей обработки сигнала импульсного радиолокатора от движущейся цели. При этом аналогия проводится на основании общности как статистических свойств сигнала на входе устройства обработки, так и структурной схемы устройства его обработки. Для получения точечных оценок погрешности измерения коэффициента затухания использовались как значимые только статистически независимые отсчеты рефлектограммы с учетом экспериментальных данных о длине интервала корреляции. Для оценки влияния поляризационных флуктуаций сигнала, обусловленных двулучепреломлением, использовались аналогия с “медленными” флуктуациями радиолокационного сигнала от движущейся цели и эмпирическая методика Бартонна [8] учета этих флуктуаций.

## ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ

Все виды погрешностей измерения коэффициента затухания рефлектометра обусловлены флуктуациями амплитуд отсчетов рефлектограммы, образующих так называемую “шумовую дорожку”, статистические свойства которой и определяют погрешность. Согласно работе [1], ширина шумовой дорожки зависит от отношения сигнал/шум и определяет погрешность измерения величин точечных неоднородностей и в результате их усреднения по длине – коэффициента затухания.

Полуширина шумовой дорожки  $\Delta B$  связана с отношением сигнал/шум  $B = 5 \lg(P_s/P_n)$  при достаточно большом его значении ( $B > 5$ ) простым соотношением (здесь и далее жирным шрифтом выделены величины, выраженные в децибелах):

$$\Delta B = 5 \lg \left( \frac{P_s + P_n}{P_n} \right) \approx 2.17 \frac{P_s}{P_n} \approx 2 \cdot 10^{-B/5}, \quad (1)$$

где  $P_s$  и  $P_n$  – мощности сигнала и шума соответственно, в абсолютных единицах. При этом, в предположении нормального закона распределения шума ширина шумовой дорожки с вероятностью 98% составляет  $4.6\sigma_R$ , где  $\sigma_R$  – среднеквадратическое отклонение шума.

Далее, отношение сигнал/шум  $B(z)$  в точке рефлектограммы с продольной координатой  $z$  и коэффициентом затухания  $\alpha$  зависит от динамического диапазона рефлектометра  $D_{rms}$  (индекс rms указывает на определение относительно среднеквадратического значения шума) как

$$B(z) = D_{rms} - \alpha \cdot z. \quad (2)$$

Динамический диапазон для заданной длительности импульса  $\tau$  и времени усреднения  $t$  определяется мощностью передатчика в импульсе  $p_p$ , пороговой чувствительностью приемника  $p_r$ , потерями в ответвителе  $\eta$ , коэффициентом обратного рэлеевского рассеяния  $q$  и выигрышем в отношении сигнал/шум  $b$  при некогерентном усреднении отраженных импульсов в точке отсчета рефлектограммы при периоде их следования  $T$  соотношением

$$D_{rms} = (p_p - \eta + q - p_r + b) / 2 = (p_l + b) / 2, \quad (3)$$

где  $p_l$  – отношение сигнал/шум для одного отсчета (импульса) в одной точке рефлектограммы без накопления:

$$b = 10 \lg \sqrt{N} = 5 \lg \left( 0.9 \frac{t}{T} \right); \quad T = 2 \frac{L_R}{v_r}, \quad (4)$$

где  $N$  – количество отсчетов за время усреднения  $t$  при периоде следования зондирующих импульсов  $T$ ,  $L_R$  – верхняя граница диапазона измеряемой длины,  $v_r$  – скорость распространения света в волокне.

Для коэффициента рэлеевского рассеяния обычно используется оценка

$$q = -80 \text{ дБ} + 10 \lg \left( \frac{\tau [\text{нс}]}{1 [\text{нс}]} \right). \quad (5)$$

При этом с учетом формул (2)–(4) динамический диапазон будет определяться через максимальный динамический диапазон рефлектометра, являющийся его паспортным параметром, по формуле

$$D_{rms} = D_{rms \max} - 5 \lg \left( \frac{\tau_{\max}}{\tau} \right) - 2.5 \lg \left( \frac{t_{\max}}{t} \right), \quad (6)$$

где  $\tau_{\max}$  и  $t_{\max}$  – максимальные значения длительности импульса и времени усреднения соответ-

ственно, при которых обычно специфицировано  $D_{\text{rms max}}$ .

Пользователю доступен только выбор длительности импульса, времени усреднения и длины измеряемого участка, что меняет период следования импульсов, при этом считается, что соотношение (5) не зависит от  $L_R$ , поскольку считается, что число точек пространственной выборки за период  $T$  не меняется за счет изменения шага выборки.

Далее, при вычислении на основании данных отсчетов рефлектограммы значений коэффициента затухания его среднеквадратического отклонения будут определяться для методов двух точек (2PA) и наименьших квадратов (LSA) следующими формулами [2]:

$$\sigma_{2\text{PA}} = \frac{\sigma_R \sqrt{2}}{L}; \quad \sigma_{\text{LSA}} = \frac{\sigma_R 2\sqrt{3}}{L\sqrt{N_L}}, \quad (7)$$

где  $N_L$  — число пространственных точек отсчета рефлектограммы, участвующих в усреднении на измеряемом участке трассы длиной  $L$ .

Ввиду малости отношения  $\Delta B/B$ , с учетом близкого к нормальному распределению шума, равенство (6) можно записать в виде

$$\Delta \alpha_{2\text{PA}} = \frac{2\Delta B \sqrt{2}}{L}; \quad \Delta \alpha_{\text{LSA}} = \frac{2\Delta B 2\sqrt{3}}{L\sqrt{N_L}}. \quad (8)$$

Таким образом, формулы (1), (2), (6), (8), используемые в совокупности, позволяют определить шумовую погрешность измерения коэффициента затухания по заданным параметрам измерения.

Кроме шумовой погрешности необходимо рассмотреть иные составляющие погрешности, в частности, шумы когерентности, которые, согласно работе [1], определяются как результат взаимодействия импульса рефлектометра с неоднородностями волокна.

Длина когерентности лазерного излучения определяется через длину волны излучения  $\lambda$  и ширину спектральной линии  $\Delta\lambda$  с учетом показателя преломления  $n$  формулой  $L_c = \lambda^2 / \Delta\lambda n$ . Число некогерентных центров рассеяния в волокне для одномодового лазера для импульса света с длительностью  $\tau$  равно отношению полуширины длительности импульса в волокне  $l_p/2 = \tau v_r/2$  к длине когерентности  $L_c$  излучения лазера. Для многомодового лазера Фабри–Перо, излучающего на  $m$  продольных модах, число таких центров будет в  $m$  раз больше:  $N = m\tau v_r/2L_c$ . При относительной флуктуации мощности порядка  $1/\sqrt{N}$  амплитуда когерентных шумов по шкале рефлектометра будет равна

$$\Delta B = 5 \lg \left( \frac{P_s + P_n}{P_s} \right) = 5 \lg \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{N}} \right) \approx \frac{2}{\sqrt{N}}. \quad (9)$$

Заметим, что данное соотношение также выполняется для достаточной величины отношения сигнал/шум.

Обозначая через  $\Delta B_1$  спонтанные шумы и через  $\Delta B_2$  когерентные шумы, в предположениях, предваряющих равенства (8), получим результирующую полуширину шумовой дорожки:

$$\Delta B = \sqrt{\Delta B_1^2 + \Delta B_2^2}. \quad (10)$$

Далее используем формулу (8) для нахождения общей погрешности.

### УТОЧНЕНИЕ ОЦЕНОК ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЙ. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Рассмотрим суть используемых формул, условия их применения и ограничения, которые действуют при измерении, на основании теории оптимального приема радиосигналов.

Начнем с самого важного: число точек  $N_L$ , участвующих в усреднении и улучшающих погрешность измерения, по сути — число статистически независимых отсчетов рефлектограммы. Это является прямым следствием свойства стационарных эргодических процессов [7], согласно которому дисперсия среднего значения процесса за период наблюдения (усреднения)  $\sigma^2(T)$  определяется в общем случае характером корреляции между отсчетами. При продолжительном времени наблюдения  $T \gg \tau_c$ , где  $\tau_c$  — интервал корреляции, зависимость выражается оценкой

$$\sigma^2(T) \leq \sigma_R^2 \frac{2\tau_c}{T} = \frac{\sigma_R^2}{N_e}, \quad (11)$$

где  $N_e = T/2\tau_c$  — число некоррелированных отсчетов случайного процесса, интервал корреляции определяется как

$$\tau_c = \int_0^\infty |\rho(\tau)| d\tau,$$

где  $\rho(\tau)$  — коэффициент автокорреляции.

При этом, если  $T \ll \tau_c$ , то  $\sigma^2(T) \approx \sigma_R^2$ , т.е. усредненная оценка равна точечной и усреднения на коррелированном отрезке за время наблюдения не происходит. При промежуточных значениях в соотношении интервала корреляции и интервала наблюдения дисперсия оценки при усреднении зависит от характера корреляционной функции.

Что касается числа некоррелированных отсчетов, то, как следует из построенных по экспериментальным данным значений коэффициентов



**Рис. 1.** Коэффициенты автокорреляции рефлектограмм в зависимости от относительного расстояния, нормированного к пространственной длительности зондирующего импульса, для значений длительности импульса 30 нс, 100 нс, 275 нс.

автокорреляции рефлектограмм  $\rho(x)$ , где  $x = L/l_p$ ,  $l_p$  — пространственная длительность импульса, для  $\tau$  равных 30 нс, 100 нс, 275 нс (рис. 1) пространственный интервал корреляции  $l_c$  близок к  $l_p$ , при этом выполняется соотношение  $l_c = (0.5 - 2)l_p$  для разных длительностей импульсов. Число независимых отсчетов рефлектограммы при усреднении

$$N_e = \frac{L}{2l_c}, \quad (12)$$

где  $l_c \approx l_p$  (интервал корреляции принят равным длительности импульса), при этом корректное вычисление погрешности требует подстановки в формулу (8)  $N_L = N_e$ , что существенно увеличивает погрешность оценки коэффициента затухания с учетом уменьшения количества отсчетов.

Согласно теории оптимального приема [7], взаимодействие двух и более гармонических сигналов со случайными фазами порождает узкополосный случайный процесс, флуктуирующий по амплитуде и фазе, с огибающей, амплитуда которой распределена по закону Рэлея–Райса [7], с параметром сигнал/шум, при больших значениях последнего переходящему в нормальный закон. Амплитудное детектирование такого сигнала является эффективным при значении сигнал/шум (по амплитуде) больше 3, т.е. минимальное значение  $\rho_1 \approx 10$  дБ.

Оптимальной оценкой амплитуды такого сигнала при его измерении является оценка, полученная на основании максимума функции правдоподобия для сигнала со случайной начальной фазой [7]:

$$\alpha^* = \frac{2Z}{\alpha} \frac{I_1(2a^*Z/N_0)}{I_0(2a^*Z/N_0)}, \quad (13)$$

где  $Z$  — значение огибающей,

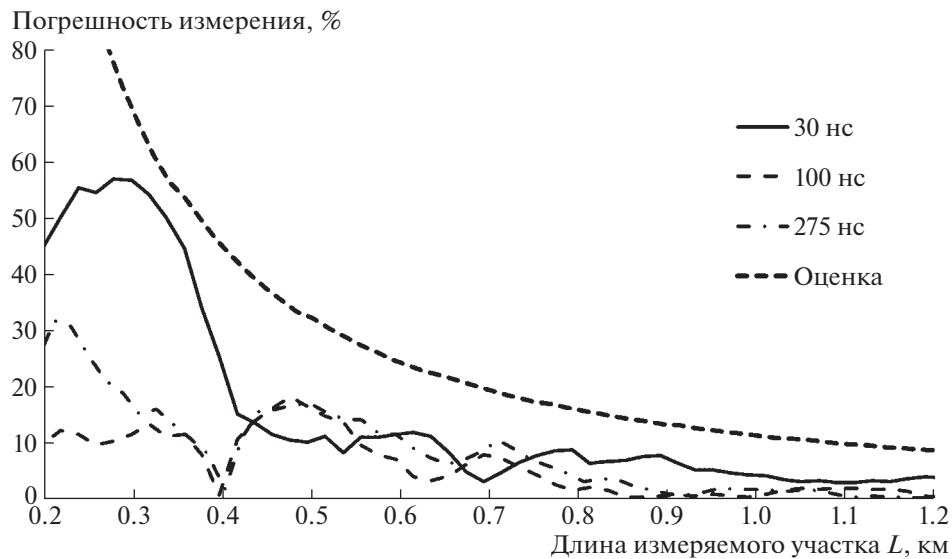
$$\alpha = \int_0^T S_1^2(t) dt$$

— удвоенная энергия сигнала с единичной амплитудой,  $I_0(x)$  и  $I_1(x)$  — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно, а  $2a^*Z/N_0 = \rho$  — отношение сигнал/шум. Множитель  $k = I_1(x)/I_0(x)$  нелинейно зависит от аргумента и изменяется от 0 до  $\infty$ , причем при  $x \gg 1$  мы имеем  $k \approx 1$ , а при значениях  $x < 1$  имеем  $k \approx x/2$ . Таким образом, при больших отношениях сигнал/шум для оценки справедливо равенство  $a^* \approx 2Z/\alpha$ , при этом оценка совпадает с оценкой нефлуктуирующего сигнала. Это, собственно, позволяет предполагать коррелированность отсчетов рефлектограммы в пределах импульса при достаточных отношениях сигнал/шум. При небольших отношениях сигнал/шум оценка зависит от самого параметра, а при  $x < 1$  она полностью теряет достоверность и смысл. Границей приближения множителя к единице можно считать значение  $x = \rho > 10$  ( $k \approx 0.95$ ), что для отношения сигнал/шум приводит к следующему требованию превышения сигнала над шумом:  $\rho_1 \geq 10$  дБ. Важно также отметить и зависимость характера корреляции от отношения сигнал/шум.

Рассмотрим типовые параметры рефлектометра, входящие в указанные выше формулы, и ограничения, которые действуют при измерении на коротких длинах волокон на основании теории оптимального приема. Типовыми параметрами для рефлектометра с максимальным динамическим диапазоном 42 дБ являются  $p_p = 20$  дБм;  $\eta = 6$  дБ;  $p_r = -80$  дБм [1], при этом для непротяженных трасс (без учета затухания) превышение сигнала над шумом для единичного импульса (без учета накопления) согласно формуле (3) составит

$$\rho_1 = 14 \text{ дБ} + 10 \lg \left( \frac{\tau [\text{нс}]}{1 [\text{нс}]} \right), \quad (14)$$

что даже для коротких импульсов соответствует оптимальным условиям приема таких сигналов. При этом, например, для типично применяемого импульса  $\tau = 100$  нс и времени усреднения  $t = 15$  с для указанных значений с учетом того, что максимальный динамический диапазон указывается при значениях длительности импульса и времени усреднения  $\tau_{\max} = 20$  мкс,  $t_{\max} = 180$  с, в начале трассы отношение сигнал/шум, согласно формуле (2) составит  $\mathbf{B} = \mathbf{D}_{\text{rms}} = 27.8$  дБ, при этом ширина шумовой дорожки  $2\Delta\mathbf{B}$  согласно формуле (1) будет на два порядка меньше, чем 0.001 дБ (как



**Рис. 2.** Зависимость относительной ошибки измерения коэффициента затухания по МНК от длины измеряемого участка для рефлектограмм при длительностях импульса 30 нс, 100 нс, 275 нс и оценка погрешности.

минимально фиксируемого значения), что на порядок меньше наблюдаемого практически.

Для измерений участка протяженностью  $L = 1$  км при длительности импульса  $\tau = 100$  нс, соответствующей пространственной длине импульса  $l_p = 10$  м, получим, согласно формуле (12),  $N_e = 50$ , что хоть и существенно меньше общего числа отсчетов  $N_L$  (следующих через интервал в единицы метров и даже менее в зависимости от измеряемой длины), но является достаточным для усреднения. Однако на практике подобного не наблюдается.

Следовательно, шумовая погрешность при измерении коротких участков не является основной (в отличие от протяженных трасс).

Для оценки шумов когерентности согласно формуле (9) для  $n \approx 1.46$  (показатель преломления кварцевого стекла) при  $\lambda = 1550$  нм и  $\Delta\lambda \approx 0.2$  нм получаем, что  $L_c = 8.2$  мм, и при количестве мод  $m = 10$ ,  $v_r/2 = 10$  м/нс, для  $\tau = 100$  нс получим  $N = 12500$  и  $2\Delta B \approx 0.04$  дБ, что сопоставимо с практически наблюдаемыми величинами.

Что касается верности формулы (12), то, осуществляя подстановку вычисленных значений  $2\Delta B = 0.04$  дБ, получим для  $L = 1$  км с учетом числа некоррелированных расчетов  $N_e = 50$ ,  $\Delta\alpha_{LSA} = 0.019$  дБ/км, что дает сопоставимую оценку относительно фактической для большинства случаев  $\Delta\alpha_{LSA} \leq 0.02$  дБ/км. Отметим, что несмотря на то, что наблюдаются и большие значения  $2\Delta B$ , вычисленная оценка, тем не менее, выполняет роль предельной погрешности. Это можно наблюдать на экспериментально по-

лученных зависимостях ошибки измерения от измеряемой длины, на которых также отображена оценка погрешности, исходя из учета когерентных шумов (рис. 2). Важно отметить, что данная оценка не зависит от длительности импульса  $\tau$ , поскольку это значение при его увеличении, с одной стороны, увеличивает величину шумов когерентности, а с другой стороны, также увеличивает число отсчетов усреднения.

Вытекающее из условия (13) ограничение на отношение сигнал/шум  $\rho_1 \geq 10$  дБ, согласно формулам (3), (5), (6), при недостаточном динамическом диапазоне накладывает ограничение на выбор импульса приемлемой длительности, который, например, для рефлектометра с этим параметром не более 30 дБ должен быть не менее 10–20 нс. Верхний же предел длительности импульса определяется достаточным количеством пространственных интервалов для получения независимых отсчетов при усреднении и оценивается в 100 нс.

Таким образом, данная модель достаточно адекватно описывает практическую ситуацию для измеряемых длин от 0.5 км и позволяет по специфицированным характеристикам рефлектометра и выбранным режимам измерения для заданной длины дать оценку погрешности измерения коэффициента затухания при условии наложенных ограничений на выбор параметров измерения.

### УТОЧНЕНИЕ ОЦЕНОК С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ

Исследование практической погрешности измерений для более коротких (менее 0.5 км) длин

измеряемых участков для одномодовых волокон на длине волны 1550 нм в то же время показывает, что приведенная выше модель не в полной мере учитывает флуктуации ошибки и скорее описывает поведение огибающей кривой зависимости ошибки от расстояния (рис. 2). На экспериментально полученных зависимостях ошибки измерения от измеряемой длины наблюдается немотонное поведение ошибки, обусловленное наличием флуктуаций сигнала, при этом имеется зависимость от длительности зондирующих импульсов. Также можно обратить внимание на нестрогую зависимость величины интервала корреляции от длительности импульса (рис. 1).

С целью объяснения этих флуктуаций можно предположить, что они обусловлены явлениями биений при двулучепреломлении в оптическом волокне [1, 5], при этом их влияние может быть снижено путем использования произвольного изменения состояния поляризации, позволяющего практически вдвое снизить ширину шумовой дорожки и, следовательно, погрешность измерения [2, 4]. Тем не менее, наличие флуктуаций ошибки и их зависимость от длительности импульса это не объясняет. Объяснение можно получить, если дополнить модель флуктуаций из следующих соображений, известных в теории радиотехнических систем.

Можно полагать, что данная задача имеет по своей природе прямую аналогию с задачей радиолокации по накоплению и обнаружению импульсного сигнала от движущейся цели, сигнал от которой представляет собой совокупность так называемых блестящих точек со случайно меняющимися фазами [8]. При этом применительно к нашему случаю блестящими точками являются рэлеевские центры рассеяния в пределах разрешаемого участка волокна, обусловленные неоднородностями его структуры. Результирующий сигнал на выходе детектора в данном случае представляет собой вектор со случайно изменяющимися амплитудой и фазой, и эта ситуация в принципе описана выше. Однако данная модель не применима адекватно при наличии в сигнале замираний (медленных флуктуаций), поскольку нарушаются на продолжительное время допущения модели (значительное превышение сигнала над шумом). В радиолокационном случае замирания вызваны медленным изменением ракурса цели, в нашем случае они могут быть обусловлены влиянием двулучепреломления. Биения двулучепреломления имеют период 5–30 м и сопоставимы с пространственной длительностью измерительных импульсов (2–10 м для наиболее широко используемых импульсов в диапазоне 20–100 нс). Также возможен и вклад в явление периодических вариаций модового пятна. При этом предлагаемые статистические модели описания таких явлений замирания в радиолокации доста-

точно сложны, и они не нашли широкого применения.

Для решения задачи-прототипа (определения требуемого отношения сигнал/шум для радиолокационного обнаружения цели в условиях приема пачки некогерентных флуктуирующих импульсов (от когерентных, в общем случае, импульсов локатора) Бартоном была предложена сравнительно простая эмпирическая методика расчетов [8], доказавшая хорошую точность и эффективность на практике. В соответствии с ней требуемое для обнаружения отношение сигнал/шум  $\rho_e$  зависит от параметров (вероятности правильного обнаружения  $D$  и ложной тревоги  $F$ ), и для обнаружения пачки импульсов оно рассчитывается на основе требуемого соотношения для одного импульса  $\rho_1(D, F)$  с учетом эффекта накопления импульсов и наличия дополнительных потерь (флуктуационных и интегрирования).

Потери некогерентного интегрирования  $L_i(\rho_1, N)$  зависят как от  $\rho_1(D, F)$ , так и от общего числа импульсов  $N$ . Флуктуационные потери зависят от числа независимых значений сигнала  $N_e$  из общего числа  $N$ :

$$L_f(D, F, N_e) = L_{f0}(D, F)[\text{дБ}]/N_e; \quad (15)$$

где  $N_e = [1 + T_1/\tau_c]$ ,  $T_1$  – время обнаружения,  $\tau_c$  – интервал корреляции сигнала,  $T_1 = (1 + N)T_{pr}$ ,  $T_{pr}$  – период следования импульсов.

При этом все функционально зависимые величины определяются по номограммам, представляющим собой семейства кривых, построенных расчетно-эмпирическим путем.

Представляется, что наличие потерь интегрирования и флуктуационных потерь, а также подход к их расчету в системах накопления импульсных флуктуирующих сигналов в целом носит универсальный характер, поскольку охватывает все степени когерентности сигнала и коррелированности флуктуаций. Подход соответствует решаемой задаче измерения амплитуды сигнала, поскольку задача обнаружения сигнала по критерию максимума апостериорной плотности его вероятности эквивалентна с точностью до постоянного члена задаче измерения энергетического параметра сигнала [7] и может быть расценена как задача интервального оценивания параметра при заданной вероятности ложных тревог (шумовых выбросов). Таким образом, требования учета необходимой добавки к отношению сигнал/шум для сигнала с замираниями относительно сигнала без флуктуаций в задаче обнаружения полностью распространяются на нашу задачу измерения с требуемой интервальной оценкой.

В нашем случае, поскольку речь идет об изначально некогерентных импульсах, потери интегри-

рования когерентного (накопления некогерентного) сигнала в первом приближении не зависят от отношения сигнал/шум и имеют простую линейную форму в логарифмическом масштабе, что соответствует формуле (9); потери выглядят как  $L_i(N) = 5 \lg N$  и уже учтены в модели. В общем случае, вероятно, следует рассматривать модель с частичной когерентностью импульса, это может уточнить оценку по формуле (9) за счет уменьшения потерь интегрирования.

Флуктуационные потери могут быть ориентировочно учтены в свете того, что нас интересуют случаи высокой достоверности измерения (обнаружения) с вероятностью в интервале не менее 0.95–0.98 при относительно невысокой вероятности ложных тревог 0.01. При этом флуктуационные потери составляют  $L_{f0}(D, F) = 9\text{--}12$  дБ. Число независимых импульсов, очевидно, в этом случае надо определять на интервале биений двулучепреломления как  $N_e = L_c/2L_c$ , и оно будет варьироваться в широких пределах для указанных параметров от 1 до 15. Принимая для худшего случая  $N_e = 1$ , получим, что добавка к отношению сигнал/шум, позволяющая нивелировать влияние флуктуаций при замираниях сигнала, составляет до 12 дБ, что является весьма существенным и уже накладывает жесткие ограничения на величину динамического диапазона рефлектометра и минимальную длительность импульса.

Так, для заданного примера с рефлектометром с динамическим диапазоном 42 дБ, согласно формуле (14), уже требуется ограничить длительность импульса снизу величиной 20 нс, что обеспечит расчетное значение  $\rho_1 = 27$  дБ, что с запасом больше требуемого расчетного значения 22 дБ. Увеличение длительности импульса, в свою очередь, уменьшает число точек усреднения. Для рефлектометров с меньшими динамическими диапазонами придется довольствоваться большими длительностями импульсов и, соответственно, меньшим числом импульсов измерения. Таким образом, выбор оптимальной длительности импульса обусловлен компромиссом между увеличением отношения сигнал/шум и уменьшением числа независимых отсчетов усреднения. Исходя из сказанного, желательно использовать наименьшую из возможных длительностей импульсов при наибольшем

динамическом диапазоне, обеспечиваемом рефлектометром, т.е. вопреки расхожему мнению применять такие рефлектометры для измерения параметров не только протяженных трасс, но и для их коротких участков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью методов статистической радиотехники и экспериментальных данных показано, что величина погрешности измерения коэффициента затухания определяется числом некоррелированных отсчетов рефлектограммы, используемых для усреднения, с учетом ограничений на отношение сигнал/шум на входе приемника. Приведены формулы, выражающие погрешность измерения через параметры прибора и режимы измерения.

Указано на коррелированность отсчетов рефлектограммы как на принципиальную причину увеличения погрешности измерения – как в пределах измерительного импульса, так и в пределах биений двулучепреломления.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон. Москва. ЛЕСАРпт. 2005.
2. Таранов М.А., Горшков Б.Г., Жуков К.М., Гринштейн М.Л. // ПТЭ. 2020. № 4. С. 90. <https://doi.org/10.31857/S0032816220040199>
3. Фролов И.В. II Всероссийская научно-практическая конференция “Оптическая рефлектометрия 2018”, презентации секционных докладов. Пермь. 2018. С. 48. <https://or-2018.permsc.ru/assets/files/presentations2018.rar>
4. Горшков Б.Г., Горшков Г.Б., Жуков К.М. // КЭ. 2019. Т. 49. С. 581
5. Тараскин Е.А., Фролов И.В. // ВКВО-2021. Сборник тезисов докладов. Пермь. 2021. С. 357. <https://doi.org/10.24412/2308-6920-2021-6-357-358>
6. ГОСТ Р 52266-2020. Оптические кабели. Общие технические условия.
7. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. Москва: Советское Радио. 1966.
8. Barton D.K. Simple Procedures for Radar Detection Calculations. IEEE Trans. 1969. AES-5. № 5. P. 837. Бартон // Зарубежная радиоэлектроника. 1970. № 5. С. 3.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА АКТИВНОГО ТЕРМОСТАТИРОВАНИЯ ОПОРНОГО УЧАСТКА ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА В СОСТАВЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ТЕМПЕРАТУРЫ<sup>1</sup>

© 2023 г. А. О. Чернуцкий<sup>a,\*</sup>, Р. И. Хан<sup>a</sup>, Т. В. Гриценко<sup>a</sup>, К. И. Кошелев<sup>a</sup>,  
А. А. Жирнов<sup>a</sup>, А. Б. Пнев<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1

\*e-mail: chernutsky.a@bmstu.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 17.04.2023 г.

Принята к публикации 18.04.2023 г.

Проведено исследование влияния флуктуаций температуры опорного участка оптического волокна в составе приборной части на абсолютную погрешность измерения распределенного волоконно-оптического датчика температуры. Предложена и экспериментально исследована конструкция опорного участка с активным термостатированием с высокой стабильностью в составе приборной части датчика. Экспериментально продемонстрирована эффективность применения активного термостатирования для улучшения повторяемости измерений и уменьшения погрешности измерения.

DOI: 10.31857/S0032816223050075, EDN: ZJENRS

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Измерение температуры уже достаточно давно является важной проблемой в научных и прикладных исследованиях. Появление волоконно-оптических датчиков (ВОД) для измерения температуры относят к концу 70-х—началу 80-х гг. Именно тогда, во время бурного развития телекоммуникационных технологий, складывается элементная база таких устройств, как полупроводниковые лазерные диоды, работающие при комнатной температуре, приемники оптического излучения, разветвители, мультиплексоры и др. В научной литературе появляются концепции применения сенсоров нового типа. Начали создаваться датчики измерения температуры: точечные [1, 2], на основе волоконных интерферометров и волоконных брэгговских решеток [3], а также др. Эти датчики находили применение, например, при измерении температуры в агрессивных средах, но их использование было затратно по сравнению с традиционными. Все это дало толчок развитию идеи мультиплексирования сенсоров в одну волоконную линию и использования одного опросного устройства, что позволило снизить

стоимость одной точки измерения ([4]). В конце 70-х—начале 80-х гг. начинают формироваться предпосылки создания датчиков нового типа — распределенных датчиков, которые также подразделяются на несколько видов в зависимости от типа полезного сигнала и метода измерения.

В 1982 г. А. Хартогом и Д. Пэйном был продемонстрирован распределенный датчик, в котором использовалось волокно с жидкой сердцевинной, опрашиваемое методом рефлектометрии во временной области [5, 6]. В 1985 г. Дж. Дакин опубликовал первые экспериментальные результаты по созданию распределенного волоконно-оптического датчика температуры (ВОДТ) на основе рассеяния Рамана с использованием метода рефлектометрии во временной области [7]. Появляются первые исследования распределенных волоконных датчиков на основе рассеяния Мандельштама—Бриллюэна [8] и на основе рассеяния Рэлея [6]. Таким образом, в 80-е гг. начинают формироваться представления об областях использования волоконных датчиков новых типов и предпринимаются первые попытки их коммерциализации.

Классические электронные температурные сенсоры (термопары, термисторы, термометры сопротивления) имеют хорошо отслеживаемую историю своего развития и активно применяются

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

в промышленных проектах, приборах, в повседневной жизни. Однако они имеют недостатки, связанные с чувствительностью к электромагнитным помехам, необходимостью обеспечения электрического питания и др. Стоит также отметить, что при использовании классических термометрических датчиков очень сложно и экономически неэффективно организовать измерения профиля температуры на больших расстояниях.

В конце 90-х гг крупные энергетические компании были заинтересованы в распределенных датчиках температуры и использовали их для мониторинга электросетей. В это время на рынке устройств появляются ВОД на основе рассеяния Рамана от производителей из Японии (“Hitachi Cable”, “Fujikura”, “Furukawa”, “Sumitomo Electric”, “Toshiba”) и Великобритании (“York Sensors Ltd.”). Позднее технология распределенной термометрии начала использоваться в мониторинге нефтяных скважин, и рынок пополнился устройствами от крупных нефтегазовых сервисных компаний, таких как: “Halliburton”, “Schlumberger” (США), “Weatherford” (Швейцария), а также от появившихся новых компаний: “Silixa”, “Sensornet”, “Optasense” (Великобритания), “LIOS Technology”, “AP Sensing” (Германия), “Bandweaver Technologies” (КНР).

Использование ВОД в промышленности получает распространение в связи с развитием автоматизированных систем контроля и управления, разработкой и внедрением новых технологических процессов [9]. Волоконно-оптические датчики в сравнении с электрическими датчиками температуры имеют явные преимущества: высокую чувствительность, широкий динамический диапазон, компактность, надежность и долговечность. Первоначально ВОД применялись в ситуациях, в которых электрические устройства вообще нельзя использовать, например, в агрессивной среде, при высоких температурах и в условиях электромагнитных помех, а также при контроле протяженных объектов, когда размещение большого количества электрических точечных датчиков становится экономически нецелесообразным.

Волоконно-оптические датчики в разных конфигурациях нашли применение в следующих отраслях: горнодобывающей, промышленной [10], нефтяной и газовой, гидроэнергетике, строительстве, авиации и космосе [11]. Одно из многочисленных применений ВОД в строительстве — неразрушающий контроль состояния крупных сооружений, подверженных резким изменениям температуры [12]. Использование ВОД позволяет осуществлять мониторинг температуры несущих конструкций с целью своевременного предупреждения возможных разрушений [13].

## 2. РАСПРЕДЕЛЕННЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ РАССЕЯНИЯ РАМАНА

Одним из распространенных типов волоконных систем является распределенный ВОД, принцип работы которого основан на анализе компонент комбинационного рассеяния света в оптическом волокне. Информация о температуре участка волокна может быть получена из отношения интенсивностей рассеяния стоксовой и антистоксовой компонент на этом участке с использованием метода оптической рефлектометрии во временной области. Регистрируемые оптическими приемниками интенсивности  $I$  компонент рассеяния вдоль сенсорного волокна с координатой  $z$  и температурой  $T$  можно выразить соотношениями:

$$I_{\text{аст}}(z, T) = P_0 \frac{c\tau}{n} [\exp(h\Delta\nu / (kT(z))) - 1]^{-1} \eta_{\text{аст}} \times \\ \times \exp\left(-\int_0^z (\alpha_0(u) + \alpha_{\text{аст}}(u)) du\right),$$

$$I_{\text{ст}}(z, T) = P_0 \frac{c\tau}{n} [1 - \exp(-h\Delta\nu / (kT(z)))]^{-1} \eta_{\text{ст}} \times \\ \times \exp\left(-\int_0^z (\alpha_0(u) + \alpha_{\text{ст}}(u)) du\right),$$

где  $P_0$  — пиковая мощность импульса зондирования;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\tau$  — длительность зондирующего импульса;  $n$  — коэффициент показателя преломления в волокне;  $\alpha_0$ ,  $\alpha_{\text{аст}}$ ,  $\alpha_{\text{ст}}$  — коэффициенты затухания на зондирующей, антистоксовой и стоксовой длинах волн соответственно;  $\eta_{\text{аст}}$ ,  $\eta_{\text{ст}}$  — коэффициенты сечения обратного рассеяния для антистоксовой и стоксовой компонент;  $[1 - \exp(-h\Delta\nu / (kT))]^{-1}$  и  $[\exp(h\Delta\nu / (kT)) - 1]^{-1}$  — коэффициенты Бозе–Эйнштейна распределения плотностей вероятностей фононов для стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния соответственно;  $h$  — постоянная Планка;  $\Delta\nu \sim 13.2$  ТГц — частота возбуждающего излучения;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

Отношение интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент рассеяния с учетом затухания в оптическом волокне выразятся как:

$$R(T(z)) = \frac{I_{\text{аст}}(z, T)}{I_{\text{ст}}(z, T)} = \frac{v_{\text{аст}}^4}{v_{\text{ст}}^4} \exp\left(-\frac{hc\Delta\nu}{kT(z)}\right) \times \\ \times \exp\left(-\int_0^z (\alpha_{\text{аст}}(u) - \alpha_{\text{ст}}(u)) du\right).$$

Обычно в распределенный ВОДТ на основе комбинационного рассеяния добавляют участок опорного волокна между чувствительным волокном (линейной частью) и модулем спектрального демультимплексора. Опорный участок имеет известную температуру (либо стабилизируется, либо измеряется), что позволяет скомпенсировать влияние ряда потенциально изменяемых параметров системы. Опорный участок играет важную роль в вычислении температуры вдоль волоконной линии и используется для нормализации сигналов от чувствительного волокна и от опорного участка.

Температура опорного участка волокна измеряется с помощью совмещенного с ним электрического датчика температуры, она необходима для проведения расчета значения температуры вдоль сенсорного волокна по рефлектограммам обратного рассеяния.

Для конфигурации распределенного ВОДТ с опорным участком с известной температурой  $T_{\text{оп}}$  необходимо нормировать  $R(T)$  на значение  $R(T_{\text{оп}})$ , в результате получим:

$$R_{\text{оп}}(T(z)) = \frac{R(T(z))}{R(T_{\text{оп}})} = \exp\left(\frac{hc\Delta\nu}{k}\left(\frac{1}{T_{\text{оп}}} - \frac{1}{T(z)}\right)\right) \times \exp\left(-\int_{z_{\text{оп}}}^z (\alpha_{\text{аст}}(u) - \alpha_{\text{ст}}(u)) du\right),$$

где  $T_{\text{оп}}$  — температура опорного волокна;  $z_{\text{оп}}$  — координата конца опорной катушки с волокном.

Далее, нормируя  $R(z, T)$  на значение  $R_{\text{оп}}(z_{\text{оп}}, T_{\text{оп}})$ , выразим температуру. Таким образом, формула для вычисления термограммы имеет следующий вид:

$$T(z) = \frac{1}{\frac{1}{T_{\text{оп}}} - \gamma \left( \ln \left( \frac{R(z, T)}{R_{\text{оп}}(z_{\text{оп}}, T_{\text{оп}})} \right) + \Delta\alpha(z - z_{\text{оп}}) + C \right)},$$

где  $C$  — безразмерный калибровочный коэффициент;  $\Delta\alpha$ ,  $\text{м}^{-1}$  — коэффициент, учитывающий дифференциальное затухание между сигналами стоксовой и антистоксовой составляющих в обратнорассеянном сигнале;  $\gamma = \frac{k}{hc\Delta\nu}$ ,  $K$  — калибровочный коэффициент, учитывающий сдвиг длины волны рассеянного излучения относительно длины волны зондирующего излучения.

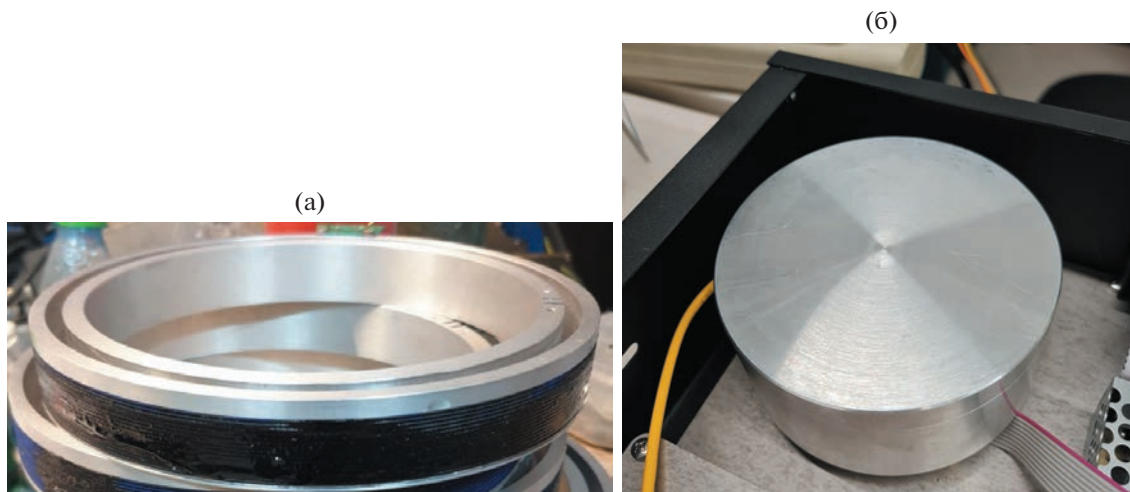
Температура вдоль линейной части сенсора распределенного ВОДТ вычисляется по рефлектограммам комбинационного рассеяния света и в общем случае зависит от коэффициента затухания и температуры опорного участка оптического волокна. Коэффициент затухания линейной ча-

сти волокна имеет постоянное значение, определяемое в процессе калибровки распределенного ВОДТ, тогда как температура опорного участка оптического волокна должна измеряться при каждом получении рефлектограмм обратного рассеяния. К опорному участку предъявляются требования по его эффективной длине, расположению относительно элементов с тепловыделением и учету влияния внешней температуры на повторяемость измерений распределенного ВОДТ. Однако в полной мере вопрос влияния флуктуаций опорного участка на повторяемость и погрешность измерений температуры с помощью распределенного ВОДТ мало изучен [14, 15].

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОПОРНОГО УЧАСТКА НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ДАТЧИКОМ ТЕМПЕРАТУРЫ

К конструкции опорного участка распределенного ВОДТ, как было сказано выше, предъявляется мало требований. Катушка с волокном (длиной, не менее чем в 10 раз превышающей интервал выборки [15]) размещена непосредственно внутри прибора, температура волокна измеряется точечным электрическим датчиком температуры. Для определенности, далее будем называть подобную конструкцию опорной катушки термостатом с пассивной стабилизацией температуры. Чаще всего таковой является сплайс-кассета с уложенным в нее кольцами оптическим волокном. Точечный электрический датчик температуры крепится с обеспечением непосредственного контакта с оптическим волокном. Такая система обладает очевидными преимуществами по простоте, однако измерение температуры с малой погрешностью и высокой повторяемостью предъявляет особые требования к конструкции этого узла. Опорную катушку термостата с пассивной тепловой стабилизацией в этом случае необходимо изолировать от влияния внешних температур (например, с помощью материалов большой теплоемкости), однако создание стабильного по температуре опорного участка оптического волокна гораздо эффективнее решит проблему корректного измерения температуры.

Для создания термостата с активной тепловой стабилизацией необходим источник нагрева и эффективный механизм поддержания заданного режима с минимальными отклонениями. Основным материалом при изготовлении термостата с активной тепловой стабилизацией должен быть материал с большой теплоемкостью и хорошо поддающийся механической обработке. Нами в данной работе был использован сплав алюминия Д16.



**Рис. 1.** Внешний вид: **а** — основания термостата, показана намотка проволоки из константана без установленного кольца с волокном; **б** — термостата с активной стабилизацией температуры в сборе.

В качестве источника нагрева использовалась проволока из константана — термостабильного сплава на основе меди (Cu) (около 59%) с добавкой никеля (Ni) (39–41%) и марганца (Mn) (1–2%). Проволока из константана была намотана на цилиндр корпуса термостата (рис. 1а), внизу которого выполнен паз для установки кольца из алюминия Д16 с намотанным в один слой оптическим волокном длиной порядка 50 м. Термический контакт цилиндрической поверхности внутреннего паза и кольца обеспечивался теплопроводящей пастой, что позволяло улучшить теплопередачу от внешней греющей намотки.

Для регулирования режима нагрева и поддержания температуры с заданной точностью был использован пропорционально-интегрально-дифференциальный регулятор (ПИД-регулятор) с обратной связью по температуре, который реализован с помощью программируемого микроконтроллера.

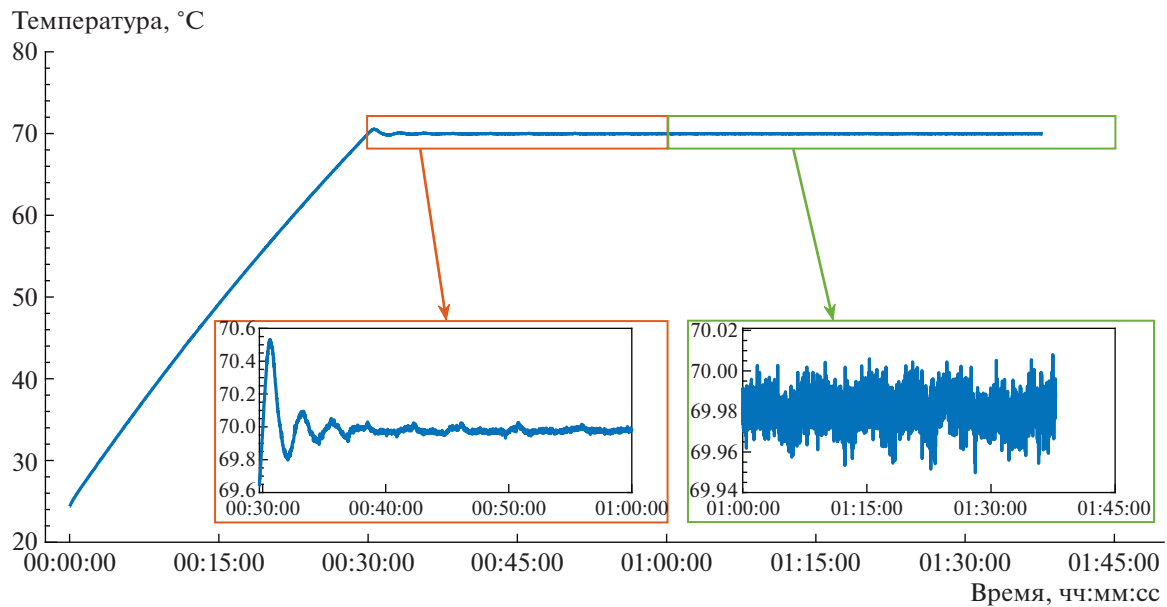
Термостат с активной стабилизацией температуры в сборе как составной узел распределенного ВОДТ показан на рис. 1б.

Одними из самых важных характеристик термостата с активной стабилизацией являются тепловая стабильность и время выхода на рабочий режим. Время выхода на рабочий режим всей приборной части распределенного ВОДТ определяется максимальным временем выхода на рабочий режим его составных узлов. На рис. 2 представлен график зависимости температуры опорного оптического волокна от времени. Согласно графику, время выхода от начальной комнатной температуры на стабильный режим поддержания температуры 70°C опорного участка оптического волокна составляет в среднем около 40 мин.

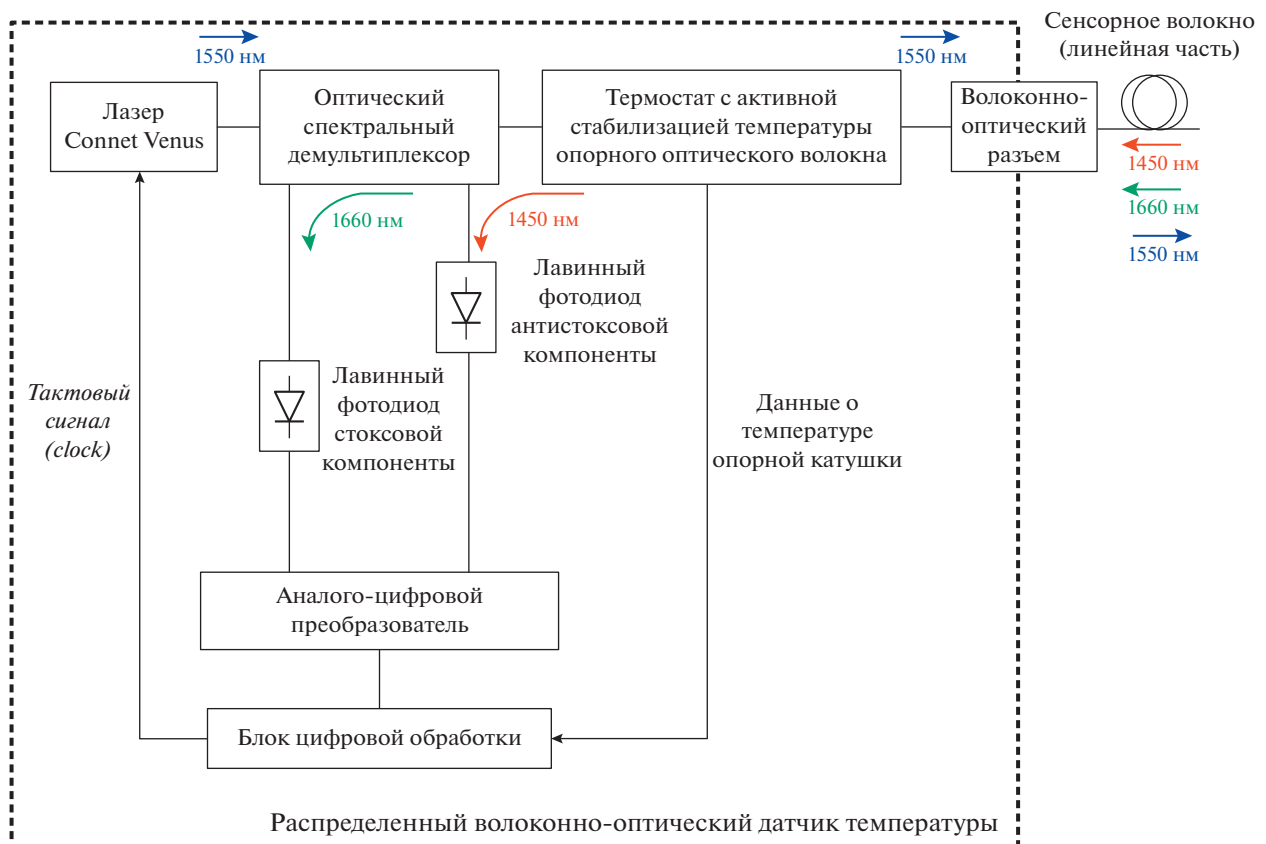
Исследовалась тепловая стабильность разработанного термостата. После выхода ПИД-регулятора на режим поддержания температуры 70°C были записаны с частотой дискретизации 1 Гц значения датчика температуры (платиновый термометр сопротивления класса А). На рис. 2 представлены результаты измерения. Тепловая стабильность термостата с активной стабилизацией за час измерений составила порядка  $\pm 0.04^\circ\text{C}$ .

Было проведено экспериментальное исследование влияния флуктуаций температуры опорного участка оптического волокна на абсолютную погрешность измерения температуры распределенным ВОДТ. Сравнивались метрологические характеристики двух распределенных ВОДТ (по схеме на рис. 3) с активным термостатированием опорного участка при разных тепловых стабильностях температуры:  $\pm 0.04^\circ\text{C}$  (высокая стабильность) и  $\pm 0.5^\circ\text{C}$  (низкая стабильность). Измерения проводились независимо друг от друга. Порядок проведения измерений включал расчет абсолютной погрешности измерения температуры распределенным ВОДТ для трех значений времени усреднения: 3, 10 и 60 мин — при трех температурах:  $-50$ ,  $+50$  и  $+120^\circ\text{C}$ .

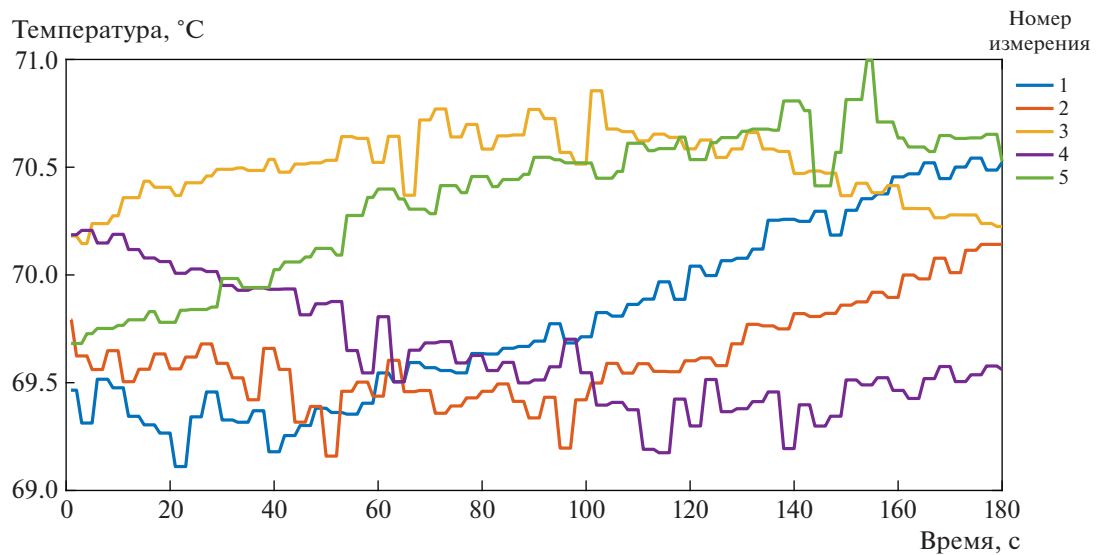
Для распределенного ВОДТ с низкой тепловой стабильностью опорного участка была проведена серия из 20 измерений с продолжительностью каждого измерения 3 мин. В течение каждого измерения записывались с частотой 1.3 Гц значения температуры опорного участка оптического волокна, что позволило наблюдать флуктуации температуры. График зависимости температуры от времени для первых пяти (из 20) измерений распределенным ВОДТ показан на рис. 4. Согласно графику, в отдельных измерениях изменение температуры опорного участка оптического во-



**Рис. 2.** График зависимости температуры опорного участка оптического волокна от времени. Показан выход термостата на рабочий режим. На вставках: результат измерения тепловой стабильности в начале процесса стабилизации (слева) и после выхода на режим (справа).



**Рис. 3.** Схема распределенного волоконно-оптического датчика температуры.

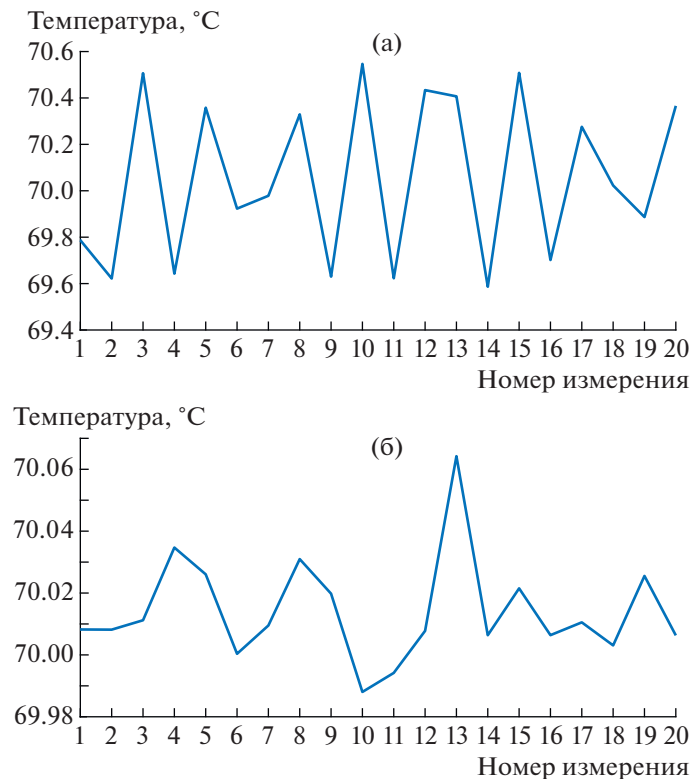


**Рис. 4.** Временные графики зависимости температур опорного участка оптического волокна при проведении первых пяти измерений продолжительностью 3 мин каждое.

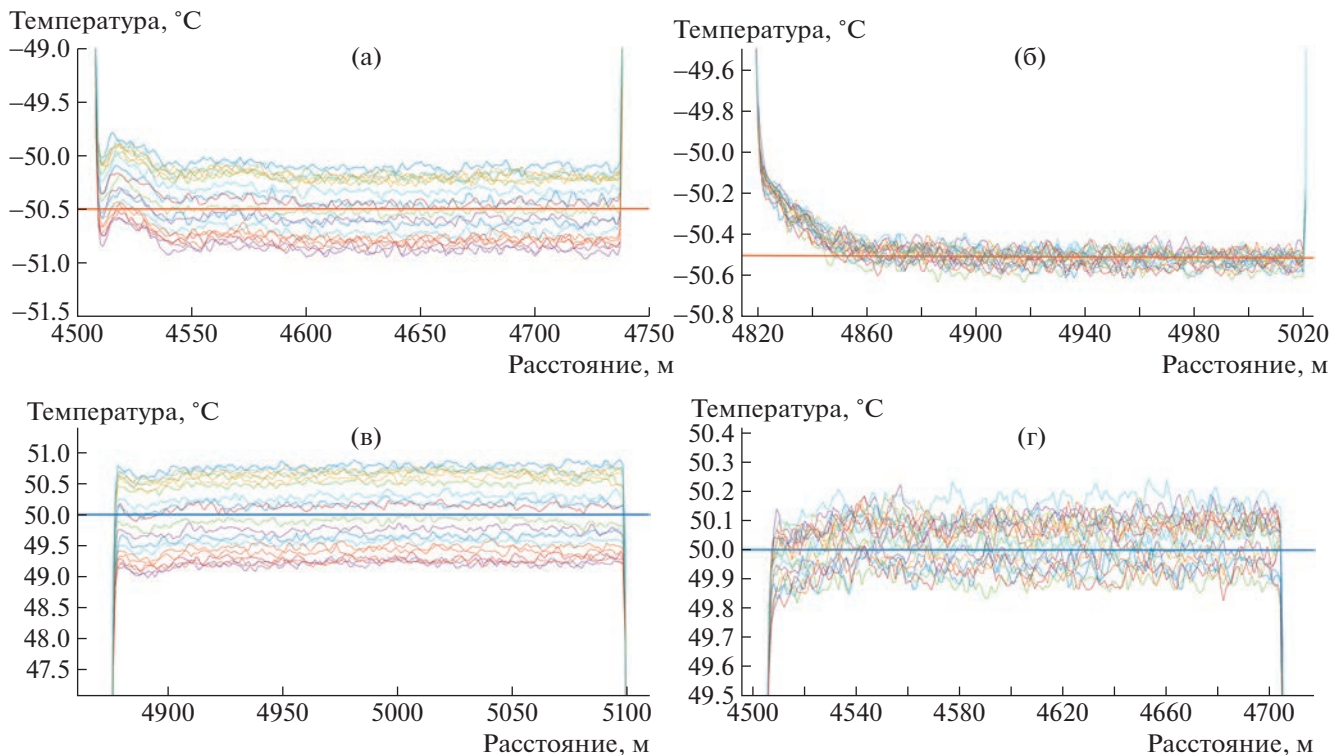
локна относительно начала измерения может составлять порядка  $0.5^{\circ}\text{C}$ .

Процесс измерения с помощью распределенного ВОДТ требует проведения большого коли-

чества усреднений для повышения отношения сигнал/шум. Кроме того, для расчета распределения температуры вдоль волоконной линии также необходимо знание температуры опорной катуш-



**Рис. 5.** Графики усредненных по каждому из 20 одинаковых по времени измерений температур опорного участка оптического волокна для распределенных ВОДТ с низкой (а) и высокой (б) тепловыми стабильностями опорного участка оптического волокна.



**Рис. 6.** Изменение измеренных распределенными ВОДТ температур участков оптического волокна, погруженных в переливные прецизионные термостаты, относительно средних температур  $-50.49^{\circ}\text{C}$  (а, б) и  $+50.02^{\circ}\text{C}$  (в, г) для распределенных ВОДТ с низкой (а, в) и высокой (б, в) стабильностями температуры опорных участков.

ки, которая обычно вычисляется как средняя температура за весь цикл измерения. Однако изменение температуры катушки в течение цикла может привести к возникновению погрешности измерения.

На рис. 5 представлены графики усредненных по каждому из 20 одинаковых по времени измерений распределенным ВОДТ температур опорного участка оптического волокна. Согласно рисунку, для распределенного ВОДТ с низкой тепловой стабильностью опорного участка оптического волокна изменение температуры относительно заданного значения  $70^{\circ}\text{C}$  составило  $\sim \pm 0.5^{\circ}\text{C}$  (рис. 5а), а для распределенного ВОДТ с высокой тепловой стабильностью опорного участка  $\sim \pm 0.04^{\circ}\text{C}$  (рис. 5б).

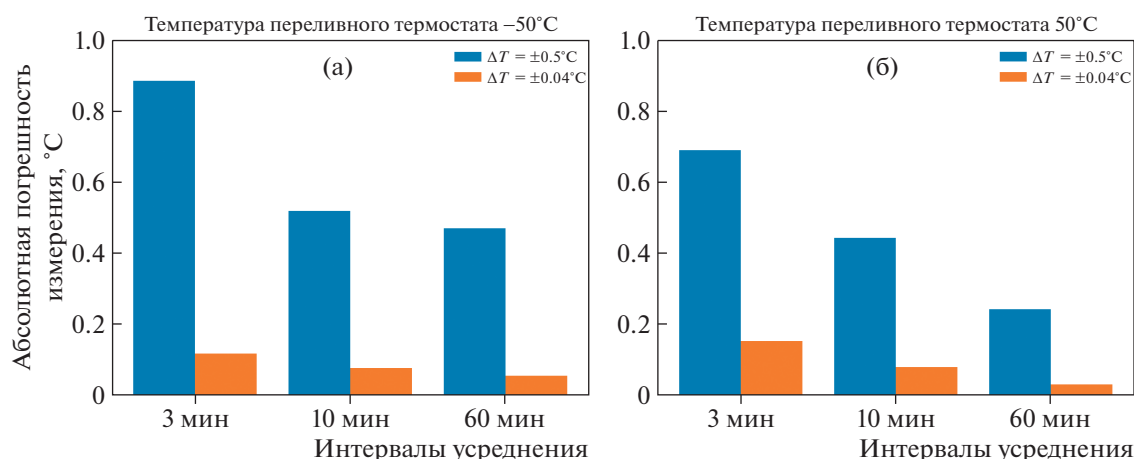
На рис. 6 показано изменение измеренных распределенными ВОДТ температур вдоль участков оптического волокна, погруженных в переливные прецизионные термостаты, относительно заданных температур  $-50^{\circ}\text{C}$  (рис. 6а, 6б) и  $+50^{\circ}\text{C}$  (рис. 6в, 6г). Результаты измерений на данных участках были использованы при расчете погрешности измерения в соответствии с ГОСТ Р 59166-2020 «Оптика и фотоника. Датчики температуры волоконно-оптические распределенные. Методы испытаний». Диаграммы на рис. 7 демонстрируют результаты вычисления погрешности из-

мерения температуры двумя распределенными ВОДТ для каждого из погруженных в термостаты участков оптического волокна при  $-50^{\circ}\text{C}$  (рис. 7а) и  $+50^{\circ}\text{C}$  (рис. 7б). Из диаграмм следует, что погрешности измерения температуры распределенным ВОДТ с высокой тепловой стабильностью опорного участка оптического волокна оказываются более чем в 4 раза ниже по сравнению с распределенным ВОДТ с низкой тепловой стабильностью опорного участка при одинаковом времени измерения.

Таким образом, использование термически стабилизированного участка оптического волокна уменьшает абсолютную погрешность измерения распределенным ВОДТ и улучшает повторяемость измерений, однако важно при этом обеспечить минимизацию флуктуаций температуры опорного участка оптического волокна.

#### ИНФОРМАЦИЯ О ВКЛАДЕ АВТОРОВ

А.О. Чернуцкий, К.И. Кошелев — идея исследования, проведение экспериментов, обсуждение результатов; Т.В. Гриценко, А.А. Жирнов — обсуждение результатов, написание статьи; Р.И. Хан — сборка экспериментального стенда, проведение измерений; А.Б. Пнев — обсуждение результатов, координация исследования.



**Рис. 7.** Абсолютная погрешность измерения температуры распределенным ВОДТ для трех различных значений времени усреднения (3, 10, 60 мин) при разных тепловых стабильностях опорного участка оптического волокна:  $\Delta T \approx \pm 0.04^\circ\text{C}$  – для термостата с высокой стабильностью и  $\Delta T \approx \pm 0.5^\circ\text{C}$  – для термостата с низкой стабильностью. Погрешность рассчитана для двух значений температур из рабочего диапазона измерения РВОДТ:  $-50^\circ\text{C}$  (а) и  $+50^\circ\text{C}$  (б).

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-00225.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dakin J.P., Kahn D.A.* // Optical and Quantum Electronics. 1977. V. 9. P. 540.
2. *Rozzell T.C., Johnson C.C., Durney C.H., Lords J.L., Olsen R.G.* // Journal of Microwave Power. 1974. V. 9. № 3. P. 241.  
<https://doi.org/10.1080/00222739.1974.11688922>
3. *Morey W.W., Meltz G., Glenn W.H.* // Fiber Optic and Laser Sensors VII. International Society for Optics and Photonics. 1990. V. 1169. P. 987.  
<https://doi.org/10.1117/12.963022>
4. *Brooks J., Wentworth R., Youngquist R., Tur M., Kim B., Shaw H.* // Journal of Lightwave Technology. 1985. V. 3. № 5. P. 1062.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.1985.1074308>
5. *Hartog A.H., Leach A.P., Gold M.P.* // Electronics Letters. 1985. V. 21. № 23. P. 1061.  
<https://doi.org/10.1049/el:19850752>
6. *Hartog A.* // Journal of Lightwave Technology. 1983. V. 1. № 3. P. 498.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.1983.1072146>
7. *Dakin J.P., Pratt D.J., Bibby G.W., Ross J.N.* Electronics Letters. 1985. V. 21. № 13. P. 569.  
<https://doi.org/10.1049/el:19850402>
8. *Culverhouse D., Farahi F., Pannell C.N.* // Electronics Letters. 1989. V. 25. № 14. P. 913.  
<https://doi.org/10.1049/el:19890612>
9. *Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Sazonkin S.G., Choban T.V., Koshelev K.I., Chernutsky A.O., Pnev A.B., Novikov A.O., Yagodnikov D.A.* // Sensors. 2021. V. 21 (23). P. 7836.  
<https://doi.org/10.3390/s21237836>
10. *Chernutsky A.O., Dvoretzkiy D.A., Orekhov I.O., Sazonkin S.G., Ososkov Y.Z., Denisov L.K., Stepanov K.V., Zhirnov A.A., Pnev A.B., Karasik V.E.* // 2020 International Conference Laser Optics (ICLO). Russia, St. Petersburg. IEEE, 2020. P. 1.  
<https://doi.org/10.1109/ICLO48556.2020.9285857>
11. *Ososkov Y.Z., Chernutsky A.O., Dvoretzkiy D.A., Sazonkin S.G., Kudelin I.S., Orekhov I.O., Pnev A.B., Karasik V.E.* // Opt. Spectrosc. 2019. V. 127. P. 664.  
<http://sci-hub.tw/10.1134/S0030400X19100199>
12. *Stepanov K.V., Zhirnov A.A., Chernutsky A.O., Koshelev K.I., Pnev A.B., Lopunov A.I., Butov O.V.* // Sensors. 2020. V. 20. P. 6431.  
<https://doi.org/10.3390/s20226431>
13. *Nordin N.D., Abdullah F., Zan M.S.D., Abu-Bakar A.A., Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A.* // Sensors. 2022. V. 22 (7). P. 2677.  
<https://doi.org/10.3390/s22072677>
14. *Hartog A.H.* An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors. CRC press, 2017.  
<https://doi.org/10.1201/9781315119014>
15. *Hausner M.B., Suárez F., Glander K.E., Van de Giesen N., Selker J.S., Tyler S.W.* // Sensors. 2011. V. 11. № 11. P. 10859.  
<https://doi.org/10.3390/s111110859>

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

УДК 681.586.4

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ СХЕМЫ  
РАСПРЕДЕЛЕННОГО ВОЛОКОННОГО МИКРОФОНА  
НА ОСНОВЕ  $\phi$ -OTDR ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ РЕЧИ<sup>1</sup>**

© 2023 г. М. В. Орлова<sup>a,\*</sup>, Т. В. Гриценко<sup>a</sup>, А. А. Жирнов<sup>a</sup>, Ю. А. Константинов<sup>b</sup>,  
А. Т. Туров<sup>b</sup>, А. Б. Пнев<sup>a</sup>, В. Е. Карасик<sup>a</sup>

<sup>a</sup>Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана  
Россия, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5, стр. 1

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

\*e-mail: [manja254@yandex.ru](mailto:manja254@yandex.ru)

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 12.03.2023 г.

Принята к публикации 21.04.2023 г.

Проведено исследование оптимальных параметров схемы распределенного волоконного микрофона на основе лабораторной установки фазочувствительного оптического рефлектометра ( $\phi$ -OTDR), воспроизводящей работу  $\phi$ -OTDR по одной точке. Исследованы различные схемы построения микрофона на основе  $\phi$ -OTDR и различные значения частоты дискретизации аналого-цифрового преобразователя. Обоснована оптимальная конфигурация схемы  $\phi$ -OTDR, которая позволила обеспечить высокое качество распознавания человеческой речи при регистрации голоса предложенным способом с частотой дискретизации 40 кГц. В стандартной фразе, составленной на основе гарвардских предложений, содержащей 80 слов, было распознано 71 слово, т. е. 88.75% от их общего количества.

DOI: 10.31857/S0032816223050208, EDN: ZVBEJN

## 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день оптическое волокно получило чрезвычайно широкое распространение. На его основе создают устройства, применяемые во многих областях науки и техники, используемые в различных сферах человеческой жизни. Одним из наиболее распространенных применений оптического волокна является его использование в качестве сенсорного элемента в волоконно-оптических датчиках для измерения различных физических параметров окружающей среды [1–3]. В 1977 году было показано [4], что акустические воздействия влияют на параметры излучения, распространяющегося в волокне, что продемонстрировало возможность создания волоконно-оптического микрофона, и на сегодняшний день такие устройства представляют высокий интерес для потенциальных пользователей. Волоконно-оптический микрофон имеет следующие существенные преимущества перед обыкновенными мембранными электронными микрофонами: компактность и малая масса, что позволяет раз-

местить его в труднодоступных местах, возможность записи звуковой информации без электромагнитных помех, поскольку оптическое волокно нечувствительно к электромагнитным наводкам, возможность размещения микрофона в пожароопасных зонах, в условиях повышенных температур, кроме того, волоконный микрофон может быть включен в волоконную линию связи для записи информации и ее непосредственной передачи, что делает волоконно-оптические микрофоны перспективными устройствами для применения в системах связи. Широкое применение в разведке полезных ископаемых на морском шельфе, системах подводной охраны периметра и гидроакустической связи нашли также волоконно-оптические гидрофоны [5]. Особенно большой интерес представляют распределенные волоконные микрофоны, поскольку такие устройства позволяют регистрировать речевые сигналы не только в одной точке объекта, но и на всем протяжении сенсорного волокна, с определением координаты акустического воздействия на волоконный кабель. Распределенный волоконный микрофон может применяться в качестве самостоятельной системы, позволяющей получать информацию о речевых сигналах и координате их

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

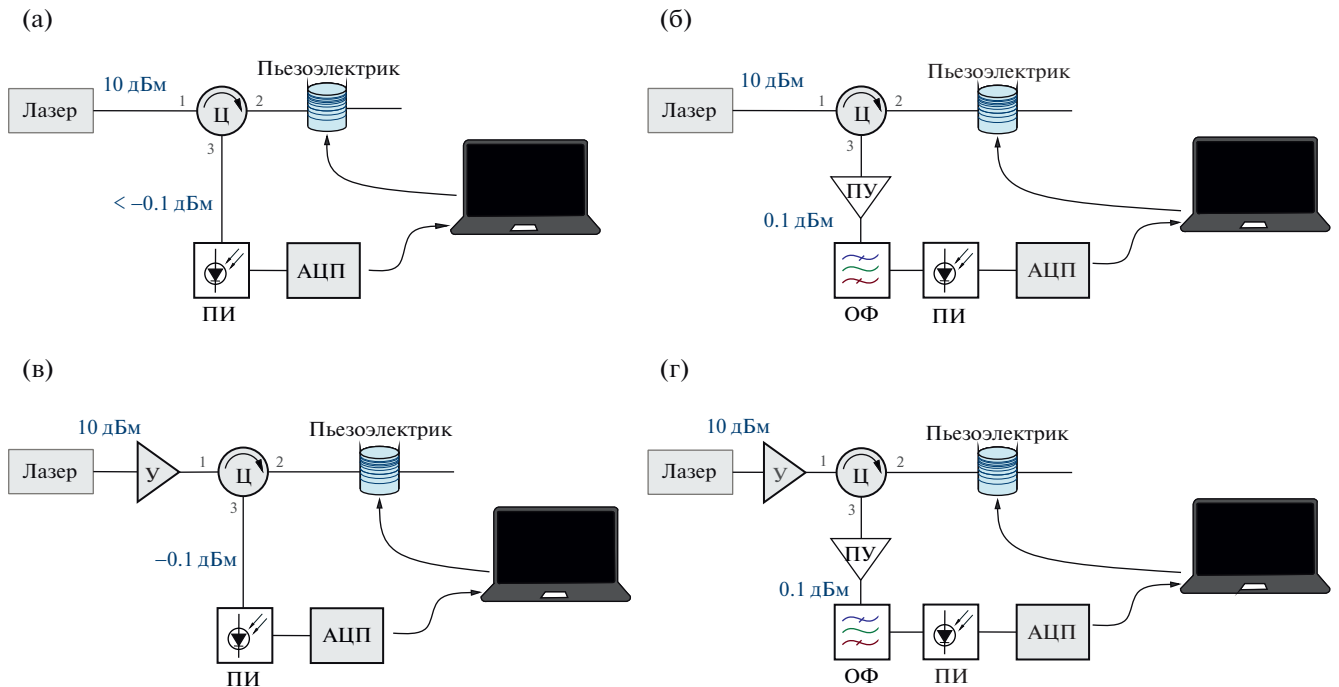
источника, или для существенного расширения функционала охранных систем и систем мониторинга протяженных объектов — трубопроводов, железнодорожных путей, границ закрытых объектов, соответственно, для предотвращения и обнаружения утечек, несанкционированных врезок, проникновений на территорию. Примером такой системы мониторинга, широко применяющейся на данный момент, является фазочувствительный оптический рефлектометр (ф-OTDR) [6], который позволяет контролировать объекты протяженностью до 80 км с погрешностью определения координаты акустических воздействий до 10 м. Принцип формирования сигнала в ф-OTDR заключается в том, что в сенсорное волокно посылается короткий лазерный импульс, который претерпевает рэлеевское рассеяние. В результате интерференции формируется рефлектограмма, вид которой зависит от местоположения и параметров воздействия [7]. Получая в течение времени последовательность рефлектограмм, можно сформировать трехмерное представление сигнала, так же называемое водопадом, по виду которого судят о частоте, местоположении и типе источника воздействия.

Распределенный волоконно-оптический микروفон на основе ф-OTDR позволяет регистрировать речь вдоль сенсорного волокна с высоким разрешением [8] и в широкой полосе частот [9], при этом для мониторинга протяженного объекта не требуется устанавливать массив точечных микрофонов. За последние годы разными исследовательскими группами проводились работы с целью создания распределенного волоконного микрофона на основе ф-OTDR [10–13]. Было продемонстрировано, что ф-OTDR позволяет регистрировать звуковые воздействия колонками на заданных частотах 2–3 кГц, которые можно впоследствии восстановить из полученных сигналов и воспроизвести [11]. В работе [12] микрофоном на основе ф-OTDR был записан алфавит английского языка, продиктованный через громкоговоритель, а в работах [10, 13] авторы зарегистрировали при помощи такого микрофона речь человека, также усиленную через громкоговоритель до уровня громкости 85 дБС с частотной коррекцией С, учитывающей вклад низкочастотной и высокочастотной составляющих. В работе [14] отмечено, что в данный момент исследователи (например, [15]) используют весьма субъективные критерии для определения читаемости записанных сенсором слов, поэтому данный показатель необходимо охарактеризовать количественно. Авторы предлагают использовать для этого известные сервисы распознавания речи. Также актуальным остается вопрос подбора оптимальных параметров схемы ф-OTDR для обеспечения наиболее высокого качества регистрации речи для возможности ее дальнейшего воспроизведения и высокоточного распознавания

слов, содержащихся в ней. Данная работа посвящена исследованию влияния таких параметров схемы ф-OTDR, как частота посылки импульсов в линию и требуемое усиление излучения, направляемого в линию и рассеивающегося в ней, на качество регистрации человеческой речи.

## 2. РАЗРАБОТКА СХЕМЫ ВОЛОКОННОГО МИКРОФОНА ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ РЕЧИ

Основными техническими параметрами ф-OTDR являются пространственное разрешение, определяемое длительностью посылаемого в линию импульса, и максимальная длина сенсора, связанная с частотой отправки импульсов в линию. Для создания высокоточного волоконного микрофона необходимо провести исследование качества распознавания речи фазочувствительным оптическим рефлектометром при различных значениях длительности импульсов и частоте их отправки в линию. Для того чтобы легко варьировать параметры схемы ф-OTDR, была разработана и собрана экспериментальная установка, имитирующая работу фазочувствительного рефлектометра для одной точки, т. е. для участка линии, опрашиваемого одним импульсом лазерного излучения. Схема установки представлена на рис. 1а. Излучение узкополосного лазера NKT Koheras Mikro с центральной длиной волны 1550 нм посредством циркулятора направлялось в сенсорное волокно длиной  $L = 20$  м, намотанное на пьезоэлектрический преобразователь, на который подавались электрические сигналы, амплитуда которых варьировалась в соответствии с электрическим сигналом воспроизведения аудиофайла с тестовыми фразами, и, таким образом, осуществлялось модельное воздействие на одну точку рефлектометра, как если бы в линию направлялись импульсы длительностью 200 нс. Обратное-рассеянное излучение после интерференции через циркулятор поступало на приемник излучения Femto LCA-S-400K-IN-FS, далее сигнал оцифровывался АЦП L-Card E20-10 с варьiruемой частотой дискретизации  $\nu_{\text{АЦП}}$  и поступал на ПК для последующей обработки по заданному алгоритму и распознавания. В схеме обычного ф-OTDR в сенсорную линию направляется импульсное излучение, формируемое акустооптическим модулятором, и один импульс опрашивает одну точку сенсора, при этом для дискретизации сигнала по оси координат, которая обычно составляет десятки МГц, требуется высокоскоростной АЦП. Поскольку установка имитирует опрос только одной точки сенсора ф-OTDR, для оцифровки сигнала по времени можно использовать весь частотный диапазон АЦП. Это упрощает схему экспериментальной установки, так как не требуется дискретизация сигнала по оси координат, и в таком случае



**Рис. 1.** Конфигурации схемы распределенного волоконно-оптического микрофона на основе  $\phi$ -OTDR: **а** — без усиления излучения; **б** — с усилением обратно-рассеянного излучения предусилителем; **в** — с усилением направляемого в линию излучения бустером; **г** — с усилением излучения бустером и предусилителем совместно (АЦП — аналого-цифровой преобразователь, ПИ — приемник излучения, ПУ — предусилитель, Ц — циркулятор, ОФ — оптический фильтр).

достаточно использовать АЦП с частотой дискретизации до 100 кГц и непрерывное излучение лазера. Изменение  $\nu_{\text{АЦП}}$  в предложенной установке эквивалентно изменению частоты посылки импульсов в линию  $\phi$ -OTDR. Так, например, частота дискретизации 40 кГц соответствует случаю, как если бы в линию отправлялись импульсы с частотой следования 25 мкс. Подобрать  $\nu_{\text{АЦП}}$  модельной установки, можно определить минимальные и оптимальные требуемые параметры электрической схемы реального  $\phi$ -OTDR для обеспечения высокой точности распознавания речи.

Электрический сигнал аудиофайла, подаваемый на пьезоэлектрический преобразователь, представлял собой зачитываемый сервисом Google Translate текст. В качестве тестового речевого сигнала были выбраны гарвардские предложения на английском языке — фонетически сбалансированные стандартизированные фразы, разработанные для оценки качества передачи речевых сигналов по линии связи в 1965 году [16]. Из 720 гарвардских предложений были выбраны первые 10, таким образом, в тестовом речевом сигнале, воздействующем на сенсор, содержалось 80 слов.

Алгоритм обработки сигнала, получаемого с микрофона, состоял из двух этапов. Во-первых, проводилась предварительная обработка в виде фильтрации в полосе частот от 500 Гц до 4 кГц для

увеличения отношения сигнал/шум в оцифрованном с приемника сигнале. Такая полоса частот выбрана на том основании, что основной вклад в уровень шума вносят частоты, находящиеся ниже 500 Гц [13], а частоты выше 4 кГц практически не вносят вклада в разборчивость речи [17]. После предварительной обработки сигнал преобразовывался в формате WAV и загружался на открытые сервисы по распознаванию речи — “Yandex SpeechKit” и “Whisper”, — после чего полученные аудиозаписи подвергались транскрипции и вычислялось количество правильно распознанных слов.

Поскольку обратно-рассеянный сигнал, поступающий на приемник излучения, мал, необходимо включать в схему усилители сигнала для увеличения отношения сигнал/шум на приемнике излучения. С одной стороны, можно производить усиление обратно-рассеянного излучения, в таком случае необходимо включить в схему предусилитель и оптический фильтр для отсеечения спонтанных шумов предусилителя, как показано на рис. 1б. В то же время можно увеличить мощность излучения, направляемого в линию при помощи бустера, как показано на рис. 1в. Также целесообразно использовать бустер и предусилитель совместно, как показано на рис. 1г, для повышения точности распознавания речи при подобранном оптимальном сочетании пара-

**Таблица 1.** Результаты транскрибации для разных конфигураций схемы распределенного волоконно-оптического микрофона на основе ф-OTDR

| Конфигурация схемы ф-OTDR                                  | Количество распознанных слов                 |                                     |
|------------------------------------------------------------|----------------------------------------------|-------------------------------------|
|                                                            | Сервис распознавания речи “Yandex SpeechKit” | Сервис распознавания речи “Whisper” |
| Без усиления сигнала (рис. 1а)                             | 0                                            | 0                                   |
| Усиление обратно-рассеянного излучения (рис. 1б)           | 62                                           | 71                                  |
| Усиление излучения на входе в линию (рис. 1в)              | 41                                           | 62                                  |
| Совместное использование бустера и предусилителя (рис. 1г) | 0                                            | 0                                   |

**Таблица 2.** Зависимость числа правильно распознанных слов от частоты дискретизации АЦП

| $\nu_{\text{АЦП}}$ , кГц | Количество распознанных слов                 |                                     |
|--------------------------|----------------------------------------------|-------------------------------------|
|                          | Сервис распознавания речи “Yandex SpeechKit” | Сервис распознавания речи “Whisper” |
| 3                        | 0                                            | 25                                  |
| 5                        | 38                                           | 63                                  |
| 10                       | 50                                           | 58                                  |
| 20                       | 57                                           | 70                                  |
| 40                       | 62                                           | 71                                  |

метров двух усилителей, что также является наиболее приближенным вариантом к схеме построения ф-OTDR. Шум предусилителя в таком случае будет являться основным источником помехи, если лазерный источник обладает достаточной стабильностью и меньше искажает сигнал.

Было исследовано качество распознавания речевых сигналов для четырех схем распределенного волоконно-оптического микрофона на основе ф-OTDR. В ходе каждого эксперимента было записано 10 гарвардских предложений с частотой дискретизации АЦП 40 кГц. Результаты транскрибации для каждой конфигурации схемы представлены в табл. 1.

Как видно из представленных результатов, при отсутствии усиления сигнала, а также при

совместном использовании бустера и предусилителя, не удается обеспечить правильное распознавание слов, что связано с низким и недостаточным для корректной работы отношением сигнал/шум на выходе системы, в первом случае возникающим из-за низкой мощности полезного обратно-рассеянного сигнала (менее  $-0.1$  дБм), а во втором — из-за высокого уровня шумов при совместной работе бустера и предусилителя. Использовать два усилителя при малой протяженности линии нецелесообразно. При усилении обратно-рассеянного сигнала удается добиться более точного распознавания слов, чем при усилении излучения на входе в линию. Для схемы с усилением обратно-рассеянного сигнала предусилителем обеспечивается 77.5% и 88.75% правильно распознанных слов при использовании соответственно сервисов “Yandex SpeechKit” и “Whisper”. В случае увеличения мощности излучения на входе в линию при помощи бустера и при отсутствии предусилителя сервисы “Yandex SpeechKit” и “Whisper” позволяют получить соответственно 51.25% и 77.5% правильно распознанных слов. Результаты для схемы с бустером значительно хуже, однако для обеспечения достаточного отношения сигнал/шум на приемнике излучения необходимо значительно усиливать излучение лазера: требуемая мощность излучения на выходе бустера достигает 30 дБм для длины линии 20 м. При дальнейшем увеличении длины линии требуется также увеличивать усиление бустера, что нецелесообразно, так как допустимый уровень мощности на входе в линию ограничен порогом возникновения нелинейных эффектов и эксплуатационными характеристиками волокна. Таким образом, по техническим параметрам установки и по количеству распознанных слов схема, представленная на рис. 1б, была выбрана как оптимальная.

Для выбранной конфигурации схемы было проведено исследование качества распознавания речи в зависимости от частоты дискретизации АЦП  $\nu_{\text{АЦП}}$ . Было выбрано пять значений  $\nu_{\text{АЦП}}$  в диапазоне 3–40 кГц, для каждого из которых был записан сигнал на выходе микрофона на основе ф-OTDR и проведено распознавание речи. Результаты представлены в табл. 2.

Анализируя представленные результаты, можно заметить, что с увеличением частоты дискретизации АЦП и, следовательно, с увеличением частоты посылки импульсов в сенсорное волокно, количество распознаваемых слов увеличивается и достигает 77.5% и 88.75% для сервисов соответственно “Yandex SpeechKit” и “Whisper”. При значении  $\nu_{\text{АЦП}}$  меньше 5 кГц качество распознавания речи значительно снижается, в то же время при  $\nu_{\text{АЦП}}$  более 20 кГц качество распознавания увеличивается незначительно.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Авторами были изучены различные подходы макетирования распределенного микрофона для распознавания речи на основе ф-ОТДР. Исследование было проведено при варьировании частоты дискретизации аналого-цифрового преобразования. Представлен макет ф-ОТДР, обеспечивающий адекватное распознавание голоса при частоте дискретизации 40 кГц. В стандартной фразе, составленной на основе гарвардских предложений, содержащей 80 слов, было распознано 71 слово, т. е. 88.75% от их общего количества. Эти результаты обнадеживают и дают мотивацию для проведения новых экспериментов в данном направлении. Вариациям могут быть подвержены иные блоки оптического рефлектометра: могут меняться способ восстановления фазы излучения, типы детекторов и другие элементы. К тому же необходимо выработать единые критерии, которые бы характеризовали качество распознавания речи, записанной с помощью фазочувствительного оптического рефлектометра временной области.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа Т.В. Гриценко и А.А. Жирнова в части исследования шумов установки, координации работ (раздел 2) выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-79-00225); работа Ю.А. Константинова и А.Т. Турова в части идеи исследования и обсуждения результатов (разделы 2, 3) выполнена в рамках государственного задания № АААА-А19-119042590085-2.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhirnov A.A., Choban T.V., Stepanov K.V., Koshelev K.I., Chernutsky A.O., Pnev A.B., Karasik V.E. // *Sensors*. 2022. V. 22. P. 2772. <https://doi.org/10.3390/s22072772>
2. Nordin N.D., Abdullah F., Zan M.S.D., A Bakar A.A., Krivosheev A.I., Barkov F.L., Konstantinov Y.A. // *Sensors*. 2022. V. 22. P. 2677. <https://doi.org/10.3390/s22072677>
3. Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Sazonkin S.G., Choban T.V., Koshelev K.I., Chernutsky A.O., Pnev A.B., Novikov A.O., Yagodnikov D.A. // *Sensors*. 2021. V. 21. P. 7836. <https://doi.org/10.3390/s21237836>
4. Bucaro J.A., Dardy H.D., Carome E.F. // *J. Acoust. Soc. Am.* 1977. V. 62. P. 1302. <https://doi.org/10.1121/1.381624>
5. Bruno F.A., Janneh M., Gunda A., Kyselica R., Stajanca P., Werzinger S., Gruca G., Rijnveld N., Persiano G.V., Cutillo A., Pisco M., Cusano A. // *Opt. Las. Eng.* 2022. V. 160. P. 107269. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2022.107269>
6. Stepanov K.V., Zhirno, A.A., Chernutsky A.O., Koshelev K.I., Pnev A.B., Lopunov A.I., Butov O.V. // *Sensors*. 2020. V. 20. P. 6431. <https://doi.org/10.3390/s20226431>
7. Choban T.V., Zhirnov A.A., Chernutsky A.O., Stepanov K.V., Pniiov A.B., Galzerano G., Karasik V.E., Svelto C. // *J. Phys. Conf. Ser.* 2019. V. 1410. P. 012108. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1410/1/012108>
8. Peng F., Wu H., Jia X.-H., Rao Y.-J., Wang Z.-N., Peng Z.-P. // *Opt. Express*. 2014. V. 22. P. 13804. <https://doi.org/10.1364/OE.22.013804>
9. Liu K., Jin X., Jiang J., Xu T., Ding Zh., Huang Y., Sun Zh., Xue K., Li S., Liu T. // *IEEE Sens. J.* 20227 V. 22. P. 21428. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2022.3213036>
10. Franciscangelis C., Margulis W., Kjellberg L., Soderquist I., Fruett F. // *J. Opt. Soc. Am.* 2016. V. 24. P. 29597. <https://doi.org/10.1364/OE.24.029597>
11. Zamarreno C.R., Martelli C., Daciuk R., Dutra G., Dreyer U.J., Cardozo Da Silva J.C., Matias I.R., Arregui F.J. // *IEEE Sensors*. 2017. V. 17. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ICSENS.2017.8234126>
12. Wu Y., Gan J., Li Q., Zhang Z., Heng X., Yang Z. // *IEEE Photonics J.* 2015. V. 7. P. 1. <https://doi.org/10.1109/JPHOT.2015.2499539>
13. Hao H., Pang Z., Wang G., Wang B. // *Opt. Express*. 2022. V. 30. P. 36774. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2207.05267>
14. Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirnov A.A., Stepanov K.V., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A. // *Sensors*. 2022. V. 22. P. 1033. <https://doi.org/10.3390/s22031033>
15. Tomboza W., Guerrier S., Awwad E., Dorize C. // *IEEE Photonics Technol. Lett.* 2021. V. 33. P. 645. <https://doi.org/10.1109/LPT.2021.3084557>
16. McGee V.E., Pachl C.P., Voiers W.D. // *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*. 1969. V. 17. P. 225. <https://doi.org/10.1109/TAU.1969.1162058>
17. Miller G.A., Licklider J.C.R. // In S.S. Stevens Hand-book of Speech Perception. New York: John Wiley, 1951. P. 1040.

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 681.586.5

### ВОЛОКОННЫЙ ФАЗОВЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР С НИЗКИМ УРОВНЕМ ШУМА ВЫХОДНОГО СИГНАЛА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СЕЙСМОЛОГИИ<sup>1</sup>

© 2023 г. А. Э. Алексеев<sup>a,\*</sup>, Б. Г. Горшков<sup>b</sup>, Д. А. Ильинский<sup>c</sup>, В. Т. Потапов<sup>a</sup>,  
Д. Е. Симикин<sup>a,d</sup>, М. А. Таранов<sup>a,d</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>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>c</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36

<sup>d</sup>ООО «Петрофайбер»  
Россия, 105082, Москва, Спартаковская пл., 14

\*e-mail: aleksey.e.alekseev@gmail.com

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 15.04.2023 г.

Принята к публикации 15.04.2023 г.

Предложен волоконный когерентный фазовый рефлектометр (распределенный датчик акустических воздействий, ф-OTDR) с низким уровнем шума выходного сигнала в диапазоне частот от 0.01 до 1 Гц для сейсмологических применений. Архитектура датчика основана на использовании несбалансированного (неравноплечего) интерферометра Маха–Цендера, который применяется для формирования двойных зондирующих импульсов с требуемыми фазовыми соотношениями его составляющих, а также используется в схеме обратной связи для стабилизации частоты источника лазерного излучения. Низкий уровень шума выходного сигнала в предложенной схеме достигается за счет компенсации разности оптических путей полей двойного зондирующего импульса, рассеянных разными участками оптического волокна. Применимость предложенной схемы экспериментально продемонстрирована при регистрации удаленного землетрясения с помощью оптоволоконного кабеля, размещенного на дне Черного моря.

DOI: 10.31857/S0032816223050014, EDN: ZHMNRT

#### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы волоконные когерентные рефлектометры все в большей степени находят применение в задачах геологоразведки [1] и сейсмологии [2]. При этом требования к характеристикам таких датчиков могут различаться существенным образом в зависимости от специфики конкретной задачи. Так, например, в задачах вертикального сейсмического профилирования (ВСП) от распределенного датчика требуется обеспечить высокое пространственное разрешение, как правило, лучше 1 м, а также относительно высокую частоту дискретизации сигнала внешнего воздействия, порядка нескольких килогерц, при этом длина чувствительного волокна может быть относи-

тельно невысокой, менее 10 км. В задачах обнаружения сейсмической активности требуется высокая чувствительность датчика на субгерцевых частотах, при этом пространственное разрешение может составлять десятки и сотни метров при полной длине волоконного кабеля, составляющей 40 км и более [2]. В настоящей работе предлагается распределенный датчик акустических воздействий, адаптированный для применения в сейсмологии с низким уровнем шума в диапазоне субгерцевых частот, с источником лазерного излучения, стабилизированным по частоте.

#### ОДНОИМПУЛЬСНАЯ И ДВУХИМПУЛЬСНАЯ СХЕМЫ КОГЕРЕНТНЫХ ФАЗОВЫХ РЕФЛЕКТОМЕТРОВ

При создании волоконных когерентных фазовых рефлектометров для восстановления сигнала

<sup>1</sup> Международная конференция «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023», Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

внешнего воздействия часто используются две базовые схемы. В основе одной из них лежит использование одинарного зондирующего импульса и дополнительной линии задержки, обычно организованной с помощью несбалансированного интерферометра Майкельсона или Маха—Цендера на приемной стороне прибора [3–5]. В основе другой схемы лежит использование двойного зондирующего импульса, формируемого с помощью модулятора интенсивности на передающей стороне прибора [6–9], в качестве которого могут использоваться акустооптический модулятор, электрооптический модулятор или полупроводниковый оптический усилитель. Общей особенностью этих двух схем когерентных рефлектометров является то, что они позволяют получить интерференцию полей, рассеянных участками волокна, разделенными в пространстве некоторым расстоянием, которое принято называть длиной измерительной базы (gauge length) [10]. Полученный интерференционный сигнал содержит информацию о внешнем воздействии на область между рассеивающими участками, которую можно восстановить, используя различные процедуры демодуляции [11], и получить так называемый отклик когерентного рефлектометра. Существенным различием этих двух схем является то, что в первом случае интерферирующие поля, рассеянные разными участками волокна, образованы от одного исходного оптического импульса, а во втором случае эти поля образованы от двух различных импульсов, составляющих исходный двойной импульс. Таким образом, в схеме с двойным зондирующим импульсом временная задержка между интерферирующими полями всегда присутствует, в результате интерференционный сигнал в этой схеме, а также отклик рефлектометра обладают более высоким уровнем шума, вызванным флуктуациями фазы лазерного источника, по сравнению со схемой с линией задержки [12]. Кроме этого, нескомпенсированная задержка в схеме с двойным зондирующим импульсом в случае нестабильности частоты лазерного источника излучения приводит к дополнительному паразитному отклику когерентного рефлектометра на низких частотах. Схема с двойным зондирующим импульсом обладает, однако, тем преимуществом, что полная энергия оптического излучения, поступающая в оптическое волокно, может быть в два раза выше энергии в случае одинарного зондирующего импульса, которая ограничена возникновением нелинейных эффектов в оптическом волокне, в частности, модуляционной неустойчивостью. Таким образом, мощность сигнала обратно-рассеянного излучения в схеме с двойным зондирующим импульсом может быть

выше, чем в схеме с одинарным зондирующим импульсом.

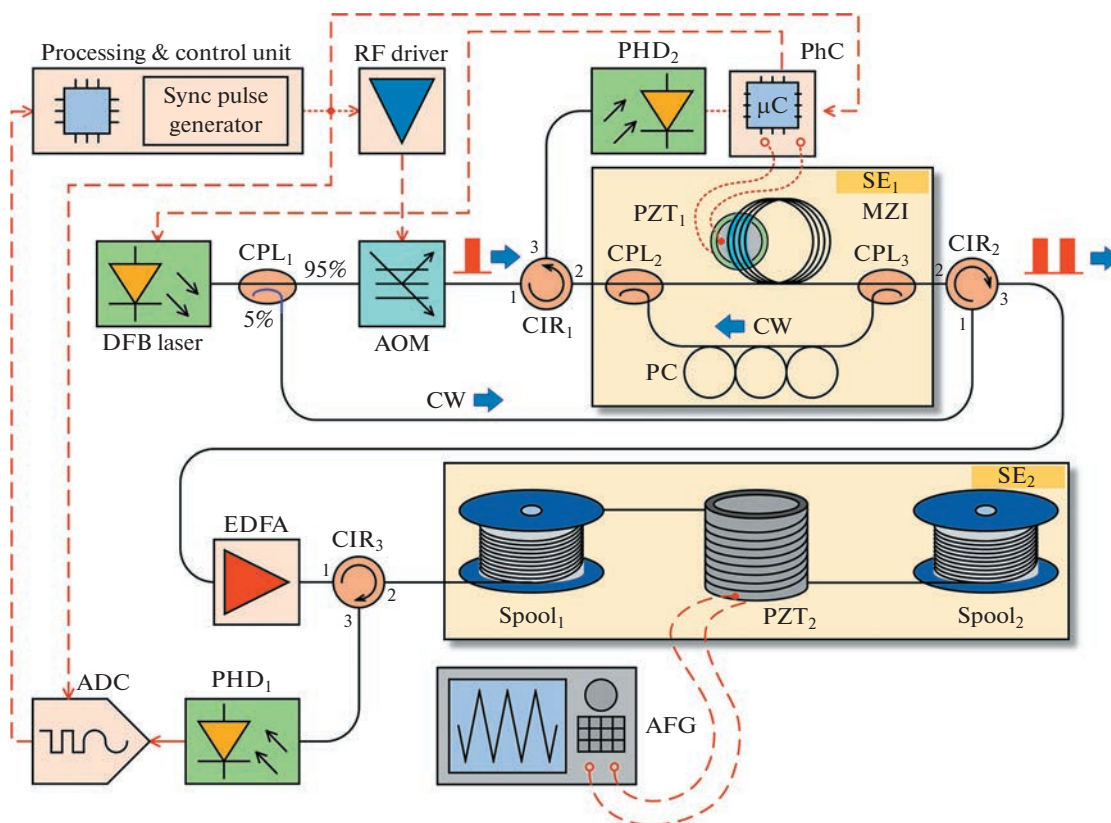
Еще одной широко распространенной схемой распределенного волоконного акустического датчика является схема, в которой реализован гетеродинный метод приема обратно-рассеянного импульсного излучения [13, 14]. В этой схеме непрерывное поле опорного излучения интерферирует с обратно-рассеянным полем, приходящим на приемник в разные моменты времени. Соответствующая временная задержка для поля опорного излучения также не компенсируется в данной схеме.

Схема когерентного фазового рефлектометра, предложенная в настоящей работе, использует двойной зондирующий импульс, который генерируется из исходного одинарного с помощью несбалансированного интерферометра Маха—Цандера. Кроме того, в схеме организована стабилизация частоты лазерного источника с использованием того же интерферометра. В совокупности это позволяет снизить влияние фазового шума лазерного источника излучения, а также влияние дрейфа его частоты на отклик рефлектометра [15].

#### СХЕМА КОГЕРЕНТНОГО ФАЗОВОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА

Схема предлагаемого волоконного когерентного фазового рефлектометра представлена на рис. 1. Данная схема была предложена впервые в патенте [16].

В качестве источника когерентного лазерного излучения в когерентном фазовом рефлектометре выступал полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью (DFB) с длиной волны в диапазоне 1550 нм и шириной спектральной линии на полувысоте (full width at half maximum (FWHM)), составляющей 2.5 кГц. Излучение лазера поступало в акустооптический модулятор (АОМ) через ответвитель  $CPL_1$  с коэффициентом ответвления 95%, который формировал оптические импульсы с длительностью 50 нс. Далее импульсы поступали через циркулятор  $CIR_1$  (из порта 1 в порт 2) в неравноплечий интерферометр Маха—Цендера (Mach—Zehnder interferometer MZI). Сам интерферометр был образован двумя ответвителями  $CPL_2$  и  $CPL_3$  с коэффициентами ответвления 50% и двумя волокнами разной длины, при этом длина большего плеча составляла 40 м, длина меньшего плеча составляла 4 м. В коротком плече был установлен контроллер состояния поляризации (PC) для согласования состояний поляризации излучений, проходящих через интерферометр. Таким образом, разность длин плеч интерферометра составляла 36 м.



**Рис. 1.** Схема когерентного фазового рефлектометра с системой стабилизации частоты лазерного источника (ADC – analog to digital converter, аналого-цифровой преобразователь; AFG – arbitrary function generator, генератор сигналов; AOM – acousto-optic modulator, акустооптический модулятор; CIR – circulator, циркулятор; CPL – coupler, ответвитель; CW – continuous-wave light, непрерывное излучение; DFB laser – distributed feedback laser, лазер с распределенной обратной связью; EDFA – erbium-doped fiber amplifier волоконный усилитель, легированный эрбием; FUT – fiber under test, тестируемое волокно; MZI – Mach-Zehnder interferometer, интерферометр Маха–Цендера; PC – polarization controller, контроллер состояния поляризации; PhC – phase controller, контроллер фазы оптического сигнала; PHD – photodetector, фотодетектор; PZT – piezoelectric transducer, пьезоэлектрический преобразователь; RF driver – radiofrequency driver, радиочастотный драйвер; SE – sealed enclosure, изолированный корпус;  $\mu C$  – microcontroller, микроконтроллер). Штриховые линии отображают электрические сигналы и соединения.

Волокно длинного плеча интерферометра было частично приклеено к пьезоэлектрическому преобразователю  $PZT_1$ , представляющему собой диск из цирконата-титаната свинца с толщиной 0.1 мм и диаметром 15 мм. Одиночный зондирующий импульс, поступающий в интерферометр, преобразовывался в двойной импульс, который затем после прохождения циркулятора  $CIR_2$  (из порта 2 в порт 3) усиливался с помощью эрбиевого волоконного усилителя (EDFA). Усиленный сигнал поступал далее в оптическое волокно (FUT) через циркулятор  $CIR_3$  (из порта 1 в порт 2). Обратное-рассеянное излучение через тот же циркулятор  $CIR_3$  (из порта 2 в порт 3) направлялось на фотоприемник  $PHD_1$  с шириной полосы пропускания, равной 11 МГц. Выходной сигнал фотоприемника оцифровывался с помощью аналого-цифрового преобразователя (ADC) с частотой дискретизации, равной 80 Мс/с. Результат

оцифровки поступал в блок обработки и контроля (processing & control unit), который проводил восстановление сигнала внешнего воздействия на волокно, а также осуществлял синхронную работу элементов схемы: аналого-цифрового преобразователя (ADC), акустооптического модулятора (AOM), а также контроллера фазы оптического сигнала (PhC). Контроллер фазы оптического сигнала (PhC) использовался для управления пьезоэлектрическим преобразователем  $PZT_1$ , который производил модуляцию оптической равности плеч интерферометра Маха–Цендера, что в результате приводило к модуляции разности фаз полей, составляющих двойной зондирующий импульс на выходе интерферометра.

Управление пьезоэлектрическим преобразователем  $PZT_1$  проводилось таким образом, что на выходе интерферометра Маха–Цендера образовывались три последовательные группы зондиру-

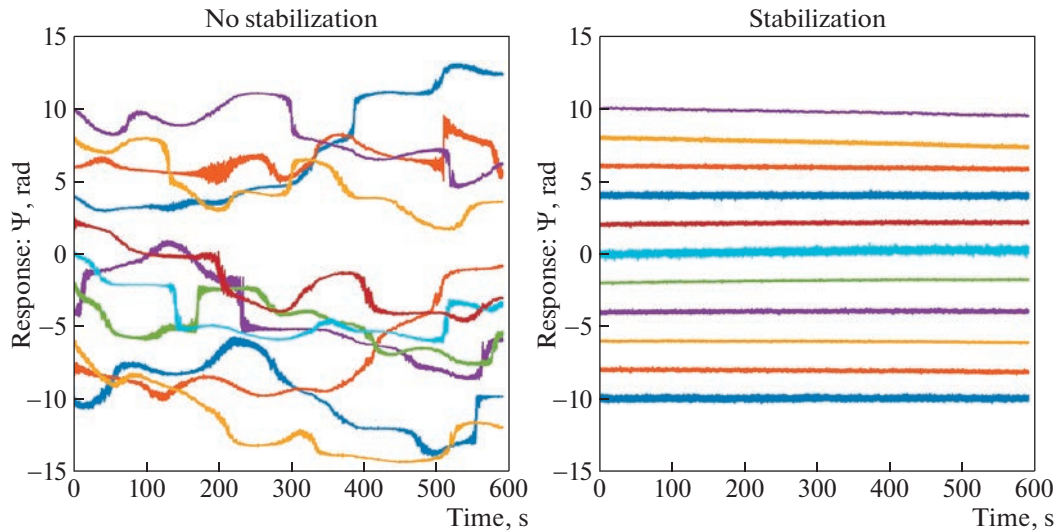


Рис. 2. Отклики 11 пространственных каналов когерентного фазового рефлектометра без стабилизации частоты (слева) лазерного источника и со стабилизацией его частоты (справа).

ющих импульсов с относительными фазовыми задержками между его составляющими, равными 0,  $+2\pi/3$   $-2\pi/3$  [8]. Такие фазовые соотношения позволяли провести квадратурную демодуляцию интерференционного сигнала с применением фильтра Калмана [11].

Примерно 5% мощности непрерывного излучения, генерируемого лазерным источником (DFB), поступало в интерферометр Маха—Цендера через ответвитель CPL<sub>1</sub> и циркулятор CIR<sub>2</sub> (из порта 1 в порт 2). Таким образом, непрерывное излучение проходило интерферометр MZI в направлении, обратном направлению распространения зондирующего импульса. Поля, прошедшие интерферометр по двум путям, объединялись в ответвителе CPL<sub>2</sub> и с помощью циркулятора CIR<sub>1</sub> (из порта 2 в порт 3) направлялись на фотоприемник PND<sub>2</sub> с шириной полосы пропускания, равной 100 кГц. Далее интерференционный сигнал оцифровывался и обрабатывался с помощью контроллера фазы оптического сигнала PhC. Модуляция разности оптических путей интерферометра Маха—Цендера с помощью контроллера фазы оптического сигнала позволяла провести измерение смещения частоты лазерного источника, вызванного ее случайным дрейфом. В случае смещения частоты источника контроллер генерировал корректирующий сигнал, подаваемый на источник излучения, возвращающий его частоту к ее первоначальному значению.

В силу того, что интерферометр Маха—Цендера восприимчив к внешним температурным и вибрационным возмущениям, он был размещен в специальном изолированном корпусе, обеспечи-

вающим достаточную тепловую и механическую изоляцию.

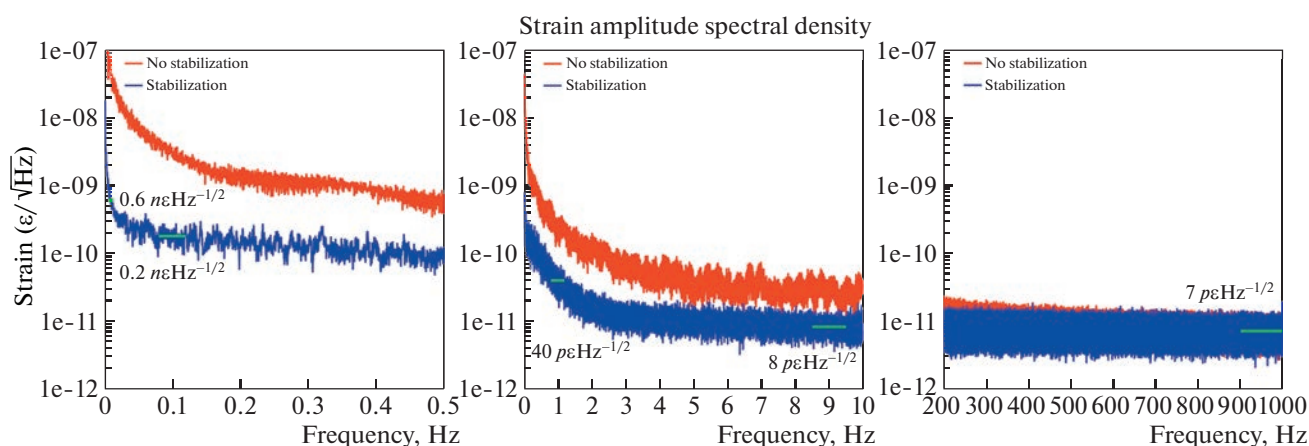
## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные данные, демонстрирующие работу схемы стабилизации частоты лазерного источника, показаны на рис. 2, на котором отображены отклики 11 пространственных каналов когерентного фазового рефлектометра в радианах, записанные в течение 10 мин без стабилизации частоты источника и со стабилизацией его частоты. Без стабилизации частоты наблюдается субгерцевый случайный дрейф откликов, рис. 2 (левая часть), стабилизация частоты существенным образом снижает низкочастотный дрейф откликов, рис. 2 (правая часть).

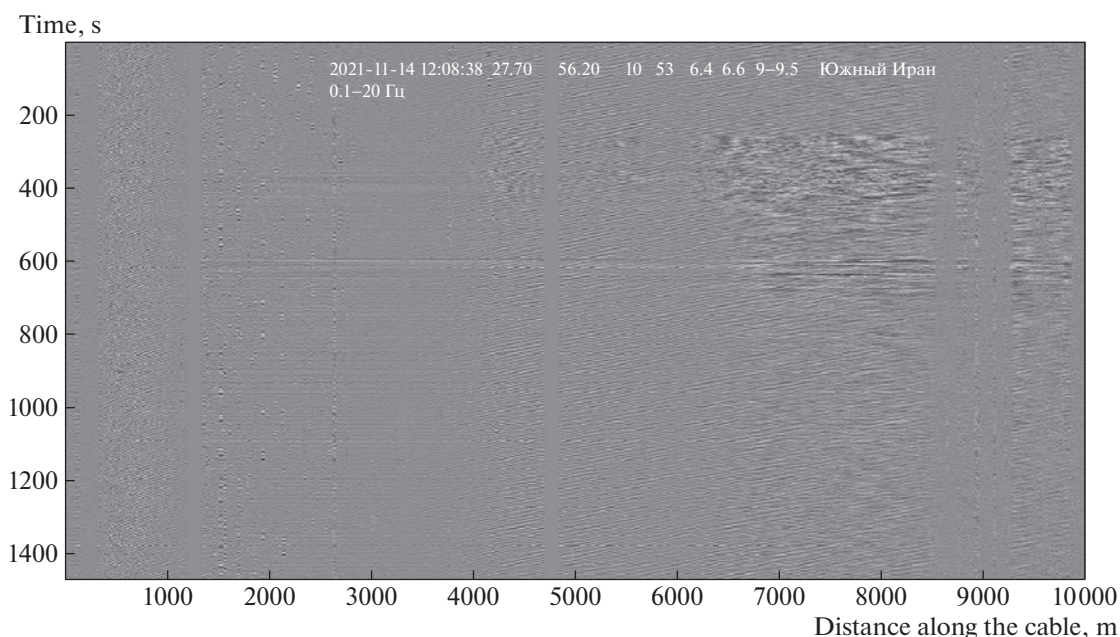
Усредненная по 11 пространственным каналам амплитудная спектральная плотность откликов, приведенных на рис. 2 (отклики измерены в единицах натяжения волокна), показана на рис. 3 без стабилизации частоты и со стабилизацией частоты.

На рис. 3 видно, что в области субгерцевых частот стабилизация частоты лазерного источника существенным образом снижает уровень шума, который на частоте 0.01 Гц достигает значения  $0.6 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$ .

Рассмотренный выше когерентный фазовый рефлектометр был установлен в г. Геленджике, чувствительное волокно длиной 10 км было проложено по дну Черного моря на глубине от 10 до 150 м. Пространственное разрешение датчика составляло 18 м, частота опроса была равна 3 кГц. 14 ноября 2021 года в 12 ч 07 мин гринвичского времени (15 ч 07 мин московского времени) на



**Рис. 3.** Амплитудная спектральная плотность, усредненная по 11 пространственным каналам рефлектометра, для откликов, приведенных на рис. 2 для разных спектральных диапазонов.

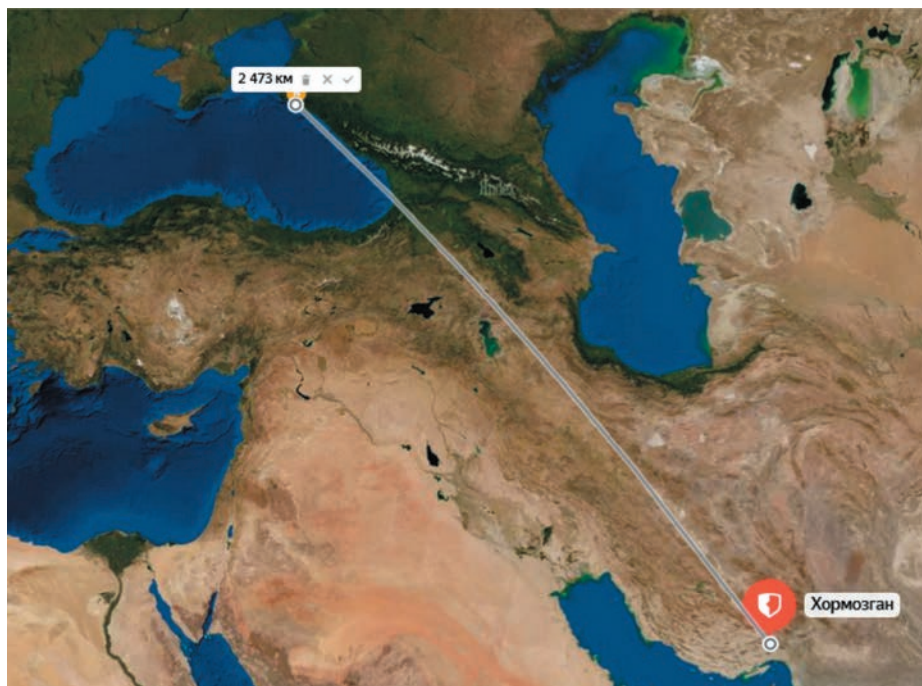


**Рис. 4.** Волновое сейсмическое поле, зарегистрированное когерентным фазовым рефлектометром. Горизонтальные линии в районе 300, 400, 500, 600 с — вступления различных компонент (Р- и S-волны) землетрясения с двумя толчками в Иране 14 ноября 2021 года. Градации серого обозначают амплитуду сейсмических волн в относительных единицах.

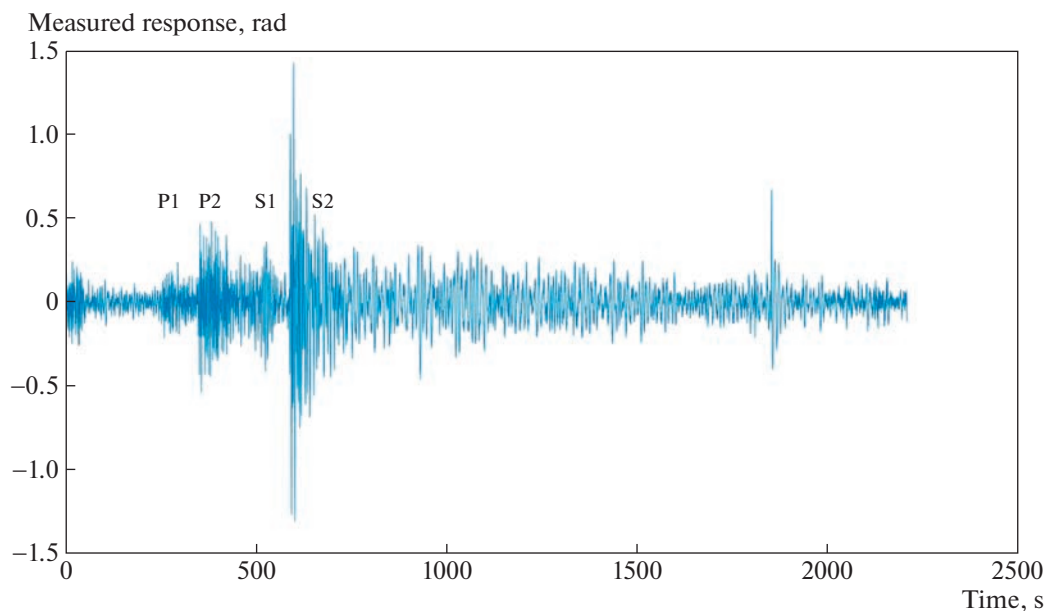
юге Ирана произошло землетрясение (в эпицентре очень сильное по шкале ШСИ-17) с  $M = 6.3$ . Через 1 мин (в 12 ч 08 мин гринвичского времени, т.е. в 15 ч 08 мин московского времени) произошел второй толчок (в эпицентре разрушительный по шкале ШСИ-17) с магнитудой  $M = 6.4$ . Экспериментальные данные, демонстрирующие регистрацию этого события, показаны на рис. 4. На рис. 5 показано взаимное расположение эпи-

центра землетрясения и места установки рефлектометра. На рис. 6 показана волновая форма зарегистрированного землетрясения.

Полученные экспериментальные данные демонстрируют возможность эффективного применения предложенной схемы когерентного фазового рефлектометра со стабилизацией частоты зондирующего излучения в сейсмологических задачах.



**Рис. 5.** Расположение эпицентра землетрясения. Расстояние от эпицентра до чувствительного кабеля когерентного фазового рефлектометра составляло примерно 2500 км.



**Рис. 6.** Волновая форма землетрясения. Форма получена с помощью усреднения сигналов с участка кабеля 3000–4000 м и последующей фильтрацией в области 0.1–20 Гц. На осциллограмме явно выделяются Р- и S-компоненты двух толчков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена новая схема когерентного фазового рефлектометра со схемой генерации двойного зондирующего импульса, основанной на несбалансированном интерферометре Маха–

Цендера, а также со стабилизацией частоты источника лазерного излучения, использующей тот же интерферометр в схеме обратной связи. Схема позволяет достичь низкий уровень шума выходного сигнала в диапазоне субгерцовых частот,

представляющем интерес в геологических исследованиях. Работоспособность схемы продемонстрирована экспериментально в лабораторных условиях, а также при регистрации удаленных сейсмических событий.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена частично в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mateeva A., Lopez J., Potters H., Mestayer J., Cox B., Ki-yashchenko D., Wills P., Grandi S., Hornman K., Ku-vshinov B., Berlang W., Yang Zh., Detomo R.* // *Geophys. Prospect.* 2014. V. 62. P. 679. <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/1365-2478.12116>
2. *Williams E.F., Fernández-Ruiz M.R., Magalhaes R., Vant-hillo R., Zhan Z., González-Herráez M., Martins H.F.* // *Nature commun.* 2019. V. 10. P. 1. <https://www.nature.com/articles/s41467-019-13262-7>
3. *Posey R.Jr, Johnson G.A., Vohra S.T.* // *Electron. Lett.* 2000. V. 36. P. 1688. [https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el\\_20001200](https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_20001200)
4. *Farhadiroushan M., Parker T.R., Shatalin S.* Patent WO2010136810A2. 2010. <https://patents.google.com/patent/WO2010136810A2/en>
5. *Masoudi A., Belal M., Newson T.P.* // *Measurement. Sci. Technol.* 2013. V. 24. P. 085204. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-0233/24/8/085204>
6. *Dakin J.P., Lamb C.* UK Patent GB2222247A. 1990. <https://patents.google.com/patent/GB2222247A/en>
7. *Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Sergachev I.Y., Simikin D.E.* // *Quant. Electron.* 2014. V. 44. P. 965. <https://iopscience.iop.org/article/10.1070/QE2014v044n10ABEH015470>
8. *Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E.* // *Laser Phys.* 2014. V. 24. 115106. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1054-660X/24/11/115106>
9. *Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E.* // *Laser Phys.* 2015. V. 25. P. 065101. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1054-660X/25/6/065101>
10. *Hartog, A.H.* An introduction to distributed optical fibre sensors. CRC press. 2017.
11. *Alekseev A.E., Gorshkov B.G., Bashaev A.V., Potapov V.T., Taranov M.A., Simikin D.E.* // *Laser Phys.* 2021. V. 31. P. 035101. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/abd936>
12. *Alekseev A.E., Tezadov Y.A., Potapov V.T.* // *Laser Phys.* 2017. V. 27. P. 055101. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/aa6378/>
13. *Hartog A., Kader K.* US Patent No. 9,170,149. 2015. <https://patents.google.com/patent/US9170149B2/en>
14. *Lu Y., Zhu T., Chen L., Bao X.* // *J. Lightwave Technol.* 2010. V. 28. P. 3243. <https://opg.optica.org/jlt/abstract.cfm?uri=jlt-28-22-3243>
15. *Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Taranov M.A., Simikin D.E., Potapov V.T., Ilinskiy D.A.* // *Appl. Opt.* 2022. V. 61. P. 8308. <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-61-28-8308>
16. *Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Zazirnyi D.V., Zazirnyi M.V.* Patent of Russian Federation No. 2477838. 2013. <https://patents.google.com/patent/RU2477838C1/ru>

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 681.586.5

### ПРИМЕНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ДЛЯ СЕЙСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА МЕЛКОВОДЬЕ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОЙ ДОННОЙ КОСЫ<sup>1</sup>

© 2023 г. А. Э. Алексеев<sup>a,\*</sup>, Б. Г. Горшков<sup>b</sup>, Д. А. Ильинский<sup>c</sup>, В. Т. Потапов<sup>a</sup>,  
Д. Е. Симикин<sup>a,d</sup>, М. А. Таранов<sup>a,d</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>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>c</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36

<sup>d</sup>ООО «Петрофайбер»  
Россия, 105082, Москва, Спартаковская пл., 14

\*e-mail: denis.simikin@gmail.com

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 17.04.2023 г.

Принята к публикации 17.04.2023 г.

Описан эксперимент по сейсмическому исследованию геологической структуры морского дна Черного моря с помощью оптического кабеля, уложенного на дно моря (на мелководье), и распределенного акустического датчика (distributed acoustic sensor, DAS). Результаты эксперимента позволяют сделать вывод о перспективности предлагаемой технологии.

DOI: 10.31857/S0032816223050038, EDN: ZIFWJH

#### ВВЕДЕНИЕ

Сейсмические исследования на мелководье с помощью автономных донных станций достаточно дороги из-за относительно большой стоимости отдельной станции и зачастую связаны с риском их потери. Существенным недостатком автономных систем является также малое время их работы на дне из-за ограниченности заряда элементов питания. Отметим, что в последнее время был достигнут значительный прогресс в конструкции автономных систем, в понижении энергопотребления, в удельной емкости современных элементов питания и в возможности акустически контактировать с приборами и переключать их в режим пониженного энергопотребления до следующего временного окна работы. В настоящее время нет возможности оставлять автономные приборы на дне на длительное время (полгода, год) для проведения повторных исследований, в то время как с оптическим кабелем это можно безбоязненно делать, оставляя его для бу-

дущих исследований без затрат дополнительных ресурсов на подъем и повторную укладку на дно в том же месте. Кроме того, как правило, стоимость оптического кабеля невелика, и можно смириться с его обрывами и даже потерей, а его масса и габариты позволяют использовать практически любое маломерное судно с элементарными для настоящего времени приспособлениями для его укладки или для починки разорванного участка. В работе [1] была протестирована степень чувствительности оптической донной косы, в качестве которой выступал оптоволоконный кабель, к водным волнам, возбуждаемым пневматическим источником. Однако в работе не было проведено полноценных геологических работ с целью получения скоростной модели среды. В предыдущей работе [2] были показаны перспективность использования оптического волокна для регистрации акустических воздействий на грунт и высокая степень корреляции данных, полученных с помощью распределенного акустического датчика и стандартных геофонов, применяемых в геофизических исследованиях.

Донная коса в виде оптоволоконного кабеля может быть использована для проведения длительного мониторинга сейсмических событий.

<sup>1</sup> Международная конференция «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023», Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference «Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023», Russia, Perm, 24–26, May 2023).

В работе [3] была предложена архитектура когерентного фазового рефлектометра с низким уровнем шума в выходном сигнале в субгерцевом диапазоне частот. Созданный на основе этой архитектуры распределенный акустический датчик, подключенный к размещенной донной косе, продемонстрировал эффективность при регистрации удаленных землетрясений.

В настоящей статье проводится описание работ по размещению оптоволоконного кабеля на дне моря, а также сейсмических исследований, целью которых является получение скоростной модели среды морского дна с использованием стандартного когерентного фазового рефлектометра, описанного в работе [4].

### ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В 2021 году на базе Южного отделения института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, г. Геленджик, был проведен эксперимент по использованию волоконно-оптического когерентного фазового рефлектометра, или распределенного акустического датчика (DAS) для сейсмических исследований. В качестве донной геофизической косы был использован оптоволоконный кабель производства ООО НКО (г. Новомосковск Тульской области). В отличие от стандартных телекоммуникационных кабелей, волокна в модуле не были свободно размещены в гидрофобном геле, а были плотно зафиксированы специальным составом для лучшего восприятия волокон деформаций.

На дно Черного моря было уложено 10 км кабеля. Первые 200 м кабеля, размещенные на небольшой глубине (от 7 до 15 м), в наибольшей степени подвержены влиянию сильных штормов. Для исключения возможности смещения кабеля после размотки указанный отрезок был оборудован небольшими свинцовыми якорями. Якоря были прикреплены непосредственно к кабелю через каждый метр. Дополнительно первые 200 м кабеля были прижаты к морскому дну мешками с песком для его фиксации в случае штормовой погоды.

Размотка кабеля осуществлялась с научно-исследовательского судна “Ашамба”. Конец кабеля был размотан с катушки и зафиксирован на пирсе рядом с местом последующей установки DAS. Катушка с оптоволоконным кабелем была размещена на корме судна, размотка осуществлялась напрямую в воду по ходу движения. В ходе размотки контролировалось натяжение кабеля для исключения образования петель при замедлении судна или рывков при его ускорении. Оптоволоконный кабель был уложен по прямой линии за исключением последнего участка длиной 1 км, который был уложен под углом в  $90^\circ$ . Такая конфигурация укладки была выбрана для изучения чувствительности кабеля в зависимости от угла прихода

воздействия. На рис. 1 черной линией показана трасса размотки кабеля (и впоследствии трасса, вдоль которой были осуществлены воздействия пневмоисточником), а красной линией – фактическое положение оптоволоконного кабеля на дне. Позиционирование каждого сегмента кабеля (1.02 м) было проведено в ходе обработки данных времен прихода водной волны от разных точек излучения пневмоисточника, которые располагались с шагом 27–30 м вдоль всей трассы проложенного донного кабеля. Позиционирование источника излучения осуществлялось с помощью дифференциального навигационного приемника GPS/GLONASS.

В качестве источника возбуждения была использована пневмопушка производства ООО “Пульс” (г. Геленджик, РФ) с рабочим объемом 2.5 л и давлением 138 бар. Акустическая амплитуда воздействия каждого излучения была  $3.5 \text{ бар} \cdot \text{м}$ . Источник буксировался судном и находился под водой на глубине 4 м. Воздействия производились каждые 16 с по фронту PPS (pulse per second) импульса GPS-приемника. Данные DAS записывались в непрерывном режиме, при этом в записываемый сигнал также были подмешаны секундные PPS-импульсы GPS-приемника, что в дальнейшем позволило легко осуществить нарезку данных по времени излучения, выделив из непрерывного потока данных интересные участки. Судно с источником двигалось со скоростью около 3.5–4 узлов (примерно 1.7–2 м/с), таким образом, воздействия производились на расстоянии около 27–30 м друг от друга, и всего на проходе вдоль кабеля было осуществлено около 400 воздействий.

В работе был использован DAS с двойным зондирующим импульсом и фазовым разнесением импульсов [4]. Типовая схема приведена на рис. 2. Модулятор интенсивности формирует из непрерывного высококогерентного излучения, генерируемого лазерным источником, пару импульсов, задержка между которыми определяет длину измерительной базы датчика (gauge length). С учетом спектра источника и специфики задачи была выбрана оптимальная длина измерительной базы, которая составила 10 м. После формирования импульсы поступают на фазовый модулятор, где один импульс из пары приобретает дополнительный фазовый сдвиг  $\delta$ . Последовательно чередуются три разных значения  $\delta = 0$ ,  $\delta = (2/3)\pi$  и  $\delta = -(2/3)\pi$ . Пары импульсов усиливаются в эрбиевом усилителе и через циркулятор направляются в волоконную линию. Сигнал, рассеянный в обратном направлении, через циркулятор поступает на фотодетектор и передается на АЦП. Регистрируется зависимость интенсивности излучения, рассеянного в обратном направлении, от расстояния, называемая рефлектограммой или “сырым” сигналом DAS. Три последовательные группы импульсов с разными значениями фазового



**Рис. 1.** Трасса движения научно-исследовательского судна “Ашамба” при размотке кабеля (черная линия) и фактическое положение кабеля на дне, определенное в ходе обработки сейсмических данных водной волны (красная линия).

сдвига генерируют разные рефлектограммы. Благодаря фазовому разнесению из трех последовательных сигналов с помощью квадратурной обработки можно извлечь (или демодулировать) сигнал, пропорциональный деформации участка волокна, длина которого равна измерительной базе датчика. Таким образом, выходным сигналом DAS является двумерный массив значений деформации. Шаг пространственной дискретизации DAS определяется частотой работы АЦП, для данной работы он составил 1.02 м. Шаг временной дискретизации ограничивается длиной подключенной волоконной линии, в текущей работе частота дискретизации сигнала в каждом пространственном канале составила  $f = 3.3$  кГц. Таким образом, волоконная коса может быть представлена в виде последовательности виртуальных 10-метровых датчиков, расположенных через каждые 1.02 м. Изменение длины каждого из виртуальных датчиков регистрируется с частотой  $f$ . На рис. 3 показан пример выходного сигнала DAS, отклик на воздействие пневматическим источником.

После определения положения каждого канала на дне сейсмические данные с оптических каналов были обработаны по графу метода отраженных волн — общей глубинной точки (МОБ-ОГТ). В результате был получен сейсмический временной разрез с явно видимыми отражениями до 5 с двойного времени пробега, рис. 4. Учитывая высокие скорости в верхней части разреза, можно оценить глубину освещения сейсмического разреза до 7 км. Такая глубина разреза была получена с пневматической пушкой объемом всего лишь в 2.5 л (153 куб. дюйма).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые была проведена донная сейсморазведка с использованием оптического кабеля (длинной 10 км), измеряющего динамические деформации с небольшим пневматическим источником (объем 2.5 л).

Разработан геофизический оптический кабель для проведения сейсмических исследований на дне моря, который обладает уникальным сочетанием свойств — дешевизной в производстве, лег-

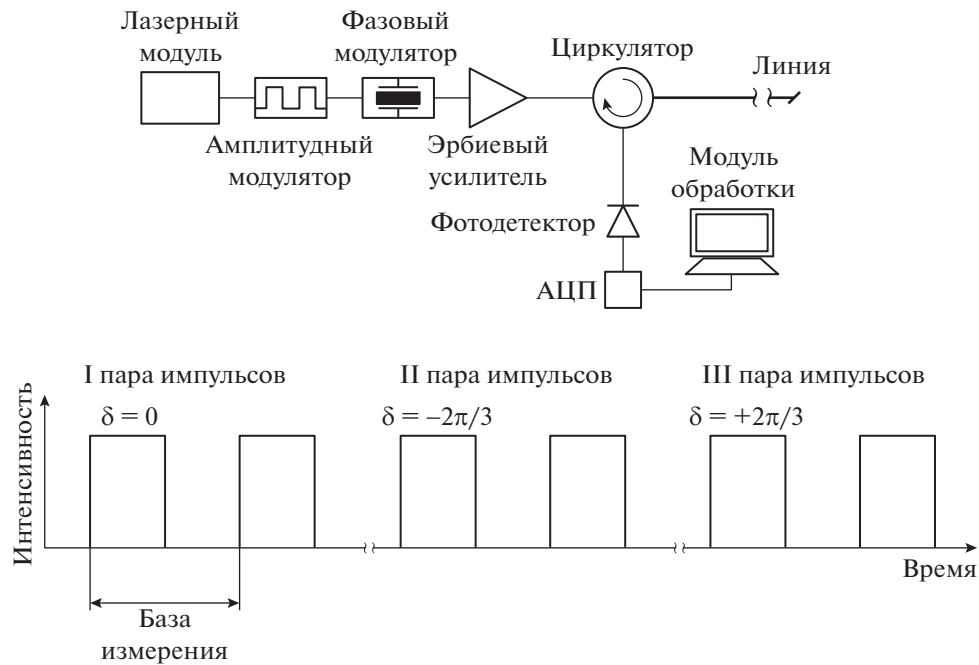


Рис. 2. Принципиальная схема двухимпульсного DAS с фазовым разнесением зондирующих импульсов.

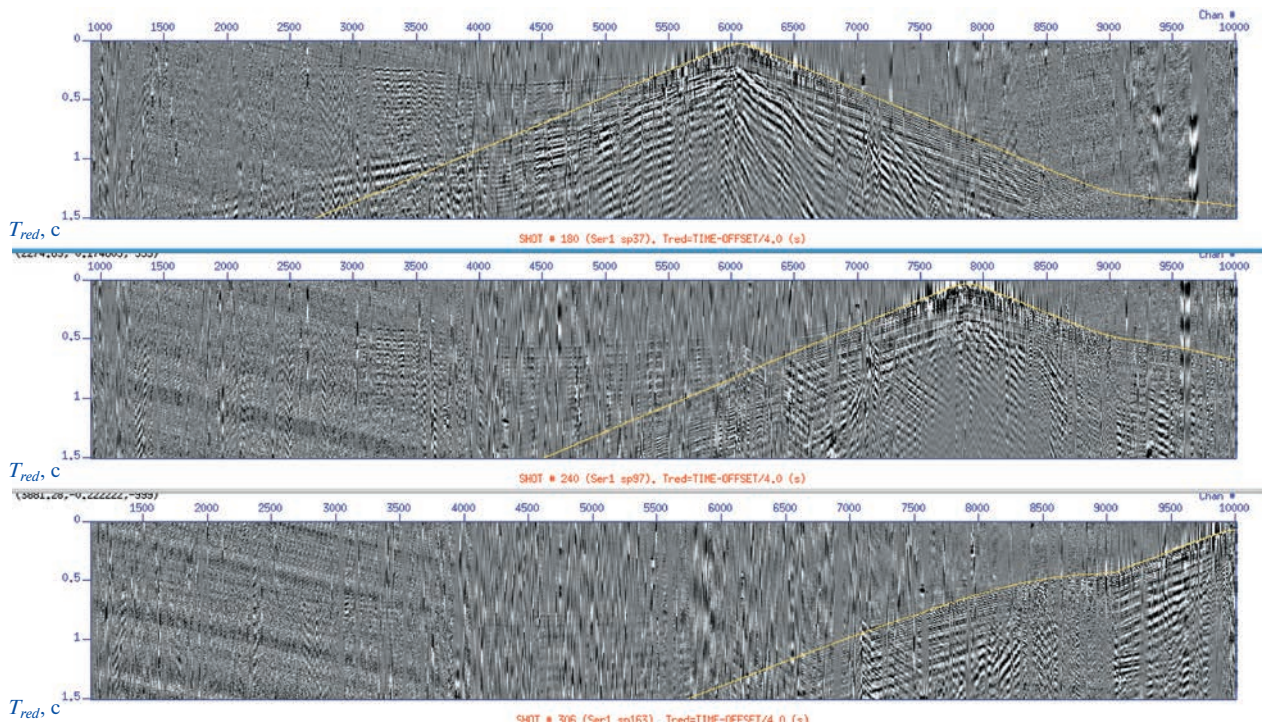
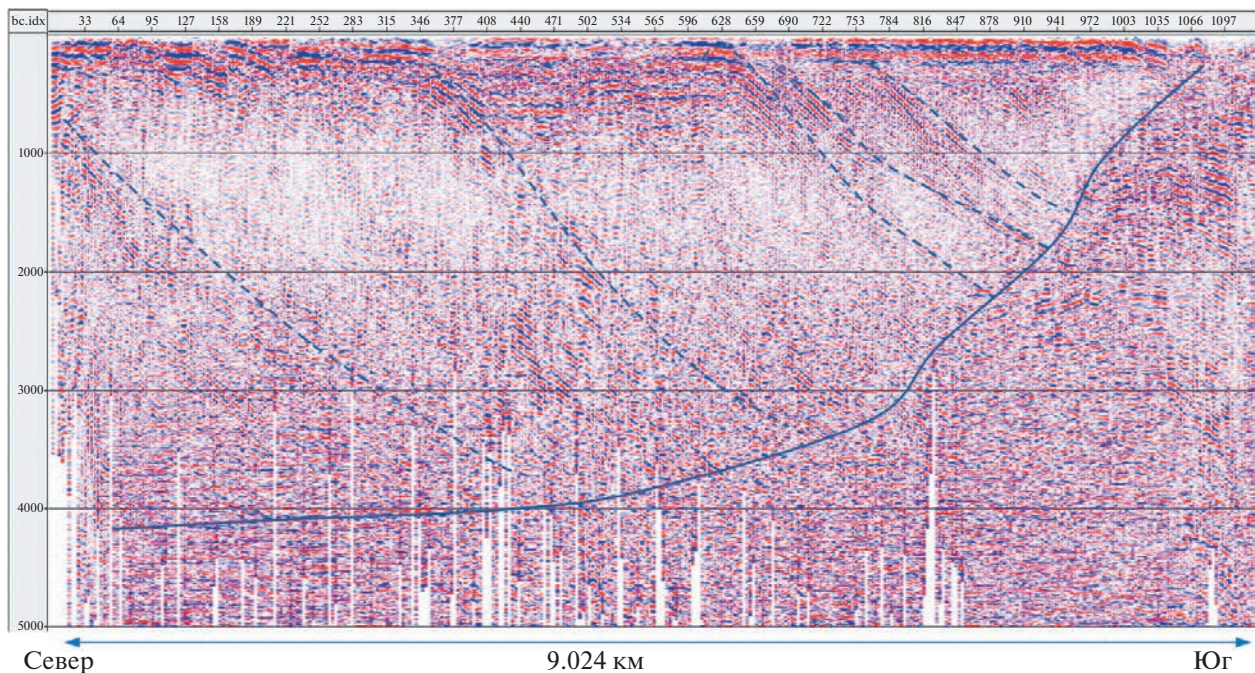


Рис. 3. Три сейсмограммы общей точки излучения — отклики DAS на три излучения источника. По вертикали указано время в секундах, по горизонтали — расстояние вдоль кабеля в метрах. Градацией серого цвета показано значение динамических деформаций на базе 1.02 м. Данные приведены с линейной кинематической поправкой со скоростью 4.0 км/с ( $T_{red} = T - (\text{удаление} - \text{источник} - \text{приемник}, \text{ км}) / 4.0 \text{ км/с}$ ). Желтой линией показан годограф водной волны после определения местоположения каждого канала кабеля (каждые 1.02 м). Изгиб годографа водной волны соответствует повороту кабеля в мористой части. Прослеживаемое максимальное удаление для продольной преломленной в известняках волны со скоростью 4.0 км/с наблюдается до 6 км расстояния источник—приемник.



**Рис. 4.** Временной разрез, полученный на донном оптическом кабеле с геологической интерпретацией. Штриховыми линиями обозначены крутопадающие разломы в направлении моря. Сплошной линией дан разлом другого направления, в который вливаются падающие разломы. Зоны прозрачности соответствуют песчаным отложениям.

костью и прочностью конструкции, что делает его удобным и технологичным для применения в донной сейсморазведке. Используя большую плотность пространственных каналов, можно достаточно точно (с ошибкой меньше одной десятой метра) восстановить положение на дне каждого пространственного канала из 10000 с учетом времени пробега водных волн от пневматического источника.

Данные получены в реальном масштабе времени, поэтому не было необходимости в использовании многочисленных гидроакустических ответчиков, привязанных к кабелю для его позиционирования. Также был исключен этап донных работ на отдельном судне, заключающийся в прохождении вдоль кабеля со специальным гидроакустическим излучателем. Это дало значительную экономию при проведении работ и сократило их сроки. Были использованы автономные системы синхронизации GPS у источника и приемника, что позволило быстро получить сейсмограммы общей точки излучения.

Получен и интерпретирован временной разрез ОГТ до 5 с двойного времени пробега (около 7 км по глубине) с маленьким пневмоисточником (объем 2.5 л, т.е. 153 куб. дюйма). Такой результат оказался возможен благодаря высокой плотности и большому количеству приемных каналов, позволяющих при суммировании значительно улучшить отношение сигнал/шум. Также стало возможным получить глубинные сейсмические изображения высокого разрешения по новой технологии, эко-

номя при этом значительные материальные и людские ресурсы и значительно сокращая время проведения работ.

Протестированная технология представляется перспективной в реальных масштабных сейсмических донных съемках благодаря высокому качеству получаемых данных при существенной экономии на проведении работ.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена частично в рамках государственного заказа Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Matsumoto H., Araki E., Kimura T., Fujie G., Shiraish K., Tonegawa T., Obana K., Arai R., Kaiho Y., Nakamura Y., Yokobiki T., Kodaira S., Takahashi N., Ellwood R., Yartsev V., Karrenbach M. // Sci. Rep. 2021. V. 11. P. 1. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-82093-8>
2. Ильинский Д.А., Алексеев А.Э., Ганжа О.Ю., Симикин Д.Е., Оджа М. // Сейсмические приборы. 2020. Т. 56. С. 5. <https://doi.org/10.21455/si2020.4-1>
3. Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Taranov M.A., Simikin D.E., Potapov V.T., Ilinskiy D.A. // Appl. Opt. 2022. V. 61. P. 8308. <https://doi.org/10.1364/AO.468804>
4. Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E. // Laser Phys. 2014. V. 24. P. 115106. <https://doi.org/10.1088/1054-660X/24/11/115106>

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 681.586.5

### ВОЛОКОННЫЙ КОГЕРЕНТНЫЙ ФАЗОВЫЙ РЕФЛЕКТОМЕТР ДЛЯ ИНЖЕНЕРНОЙ ГЕОЛОГИИ<sup>1</sup>

© 2023 г. А. Э. Алексеев<sup>a,\*</sup>, Б. Г. Горшков<sup>b</sup>, В. Т. Потапов<sup>a</sup>,  
М. А. Таранов<sup>a,c</sup>, Д. Е. Симикин<sup>a,c</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>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
Россия, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

<sup>c</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН  
Россия, 117997, Москва, Нахимовский проспект, 36

<sup>d</sup>ООО «Петрофайбер»  
Россия, 105082, Москва, Спартаковская пл., 14

\*e-mail: aleksey.e.alekseev@gmail.com

Поступила в редакцию 07.04.2023 г.

После доработки 15.04.2023 г.

Принята к публикации 15.04.2023 г.

Предложена новая архитектура волоконного когерентного фазового рефлектометра (распределенного датчика акустических воздействий, ф-OTDR) с возможностью его применения в задачах инженерной геологии. Датчик основан на двухимпульсной схеме, в которой пара импульсов формируется с помощью несбалансированного интерферометра Майкельсона. Необходимая для осуществления демодуляции обратно-рассеянного излучения фазовая задержка формируется с помощью симметричного ответвителя  $3 \times 3$ , встроенного в интерферометр. Использование несбалансированного интерферометра в схеме генерации двойных зондирующих импульсов позволяет снизить требования к степени когерентности источника излучения, так как вносимая временная задержка между двойными импульсами компенсируется в волоконном тракте рефлектометра. Это позволяет использовать в качестве источника излучения лазер с относительно широкой спектральной линией, около 1 ГГц, а также формировать короткие импульсы лазерного излучения (с длительностью 7 нс) путем прямой модуляции тока инжекции лазерного диода. Для снижения замираний сигнала в рефлектометре, а также для улучшения линейности его отклика используется усреднение откликов по 16 оптическим частотам. Работоспособность распределенного акустического датчика была продемонстрирована при детектировании сильного ударного воздействия на горизонтально закопанный в грунт кабель, а также при регистрации сейсмических волн с помощью кабеля, размещенного в скважине на дне моря.

DOI: 10.31857/S0032816223050026, EDN: ZHXJCA

#### ВВЕДЕНИЕ

Волоконные когерентные фазовые рефлектометры в последние годы находят все большее применение в задачах инженерной геологии, сейсмологии и геологоразведки [1–5]. Преимуществом таких датчиков является возможность использования уже существующей волоконно-оптической инфраструктуры и получения большого объема геологических данных при относительно

небольших затратах. Одним из актуальных направлений исследований в области распределенных акустических датчиков в настоящее время является дальнейшее снижение сложности их архитектуры и уменьшение их стоимости при сохранении высоких эксплуатационных характеристик, таких как хорошее пространственное разрешение, низкий уровень шума выходного сигнала и высокая степень линейности отклика [6].

Различные области применения распределенных акустических датчиков выдвигают различные требования к их эксплуатационным характеристикам. Задачи инженерной геологии требуют обеспечить высокое пространственное разре-

<sup>1</sup> Международная конференция «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023», Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

ние, обычно менее 1 м, и высокую частоту дискретизации сигнала внешнего воздействия, порядка нескольких килогерц. Общая протяженность чувствительного волокна при этом обычно не превышает нескольких километров. В сейсмологических задачах требуются высокая чувствительность и низкий уровень шума на субгерцевых частотах, при этом пространственное разрешение может составлять десятки и сотни метров при полной протяженности волоконного тракта, составляющей десятки километров [3]. В предыдущей работе был предложен распределенный датчик акустических воздействий со стабилизацией частоты лазерного источника излучения и с низким уровнем шумов выходного сигнала для сейсмологических применений [7]. В настоящей работе предложена новая архитектура когерентного фазового рефлектометра, специализированная для применений в инженерной геологии, с пространственным разрешением 1–2 м, с высокой степенью линейности отклика, достигаемого путем усреднения по различным частотам зондирующих импульсов.

### ОСНОВНЫЕ СХЕМЫ КОГЕРЕНТНЫХ ФАЗОВЫХ РЕФЛЕКТОМЕТРОВ

Коммерческие образцы когерентных фазовых рефлектометров, как правило, основаны на нескольких базовых архитектурах [8]. В основе одной из них лежит использование одинарного зондирующего импульса и оптического гибрида, как правило, в виде симметричного ответвителя  $3 \times 3$ , помещенного в несбалансированный интерферометр Маха–Цандера или Майкельсона на приемной стороне рефлектометра [9, 10]. Сигнал на выходе интерферометра принимается далее с помощью трех и более фотодетекторов.

В основе другой архитектуры лежит использование двойного зондирующего импульса с фазовым или частотным разнесением его составляющих для осуществления демодуляции обратно-рассеянного излучения [11–13]. Двойной импульс обычно генерируется из непрерывного лазерного излучения с помощью модулятора интенсивности, в качестве которого обычно выступает акустооптический модулятор (acousto-optic modulator, AOM), необходимое разнесение может быть реализовано с помощью фазового модулятора или непосредственно с помощью AOM [14].

Еще одной часто используемой архитектурой когерентного фазового рефлектометра является схема, в которой реализован гетеродинный метод приема обратно-рассеянного излучения [15, 16].

В первой и во второй схемах рефлектометров реализуется интерференция сигналов, рассеянных разными рассеивающими участками чувствительного волокна. Дальнейшая процедура демоду-

ляции позволяет восстановить сигнал внешнего воздействия на участок волокна, разделяющий эти два рассеивающих участка, и получить так называемый отклик рефлектометра. Участок, разделяющий рассеивающие участки, называется длиной измерительной базы рефлектометра (gauge length) [8].

Схема когерентного рефлектометра, в которой двойной зондирующий импульс формируется с помощью модулятора интенсивности, имеет более высокий уровень шумов в выходном сигнале, чем схема с одинарным зондирующим импульсом и несбалансированным интерферометром. Это связано с тем, что в схеме с несбалансированным интерферометром временная задержка между полями, рассеянными различными участками оптического волокна, компенсируется линией задержки в интерферометре. Кроме этого, влияние частотного дрейфа в схеме с двойным импульсом выше, чем в схеме с одинарным импульсом [7].

Схема с двойным зондирующим импульсом обладает, однако, тем преимуществом, что полная энергия оптического излучения, поступающая в оптическое волокно, может быть в два раза выше энергии в случае одинарного зондирующего импульса, которая ограничена возникновением нелинейных эффектов в оптическом волокне, в частности, модуляционной неустойчивостью. Таким образом, мощность сигнала обратно-рассеянного излучения в схеме с двойным зондирующим импульсом может быть выше, чем в схеме с одинарным зондирующим импульсом, что приводит к увеличению оптического соотношения сигнал/шум.

В настоящей работе предлагается новая схема распределенного акустического датчика, в которой двойной зондирующий импульс формируется с помощью несбалансированного интерферометра Майкельсона. Демодуляция в прилагаемом датчике выполняется методом фазового разнесения, при этом необходимые для осуществления демодуляции фазовые соотношения между составляющими зондирующего импульса формируются с помощью ответвителя  $3 \times 3$ , который является составной частью интерферометра Майкельсона [17].

### СХЕМА КОГЕРЕНТНОГО ФАЗОВОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА

Схема предлагаемого когерентного фазового рефлектометра приведена на рис. 1. Импульсы излучения с длительностью несколько наносекунд генерируются методом прямой модуляции тока инжекции лазера. После усиления с помощью эрбиевого волоконного усилителя (erbium-doped fiber amplifier EDFA) импульс поступает в несбалансированный интерферометр Майкель-

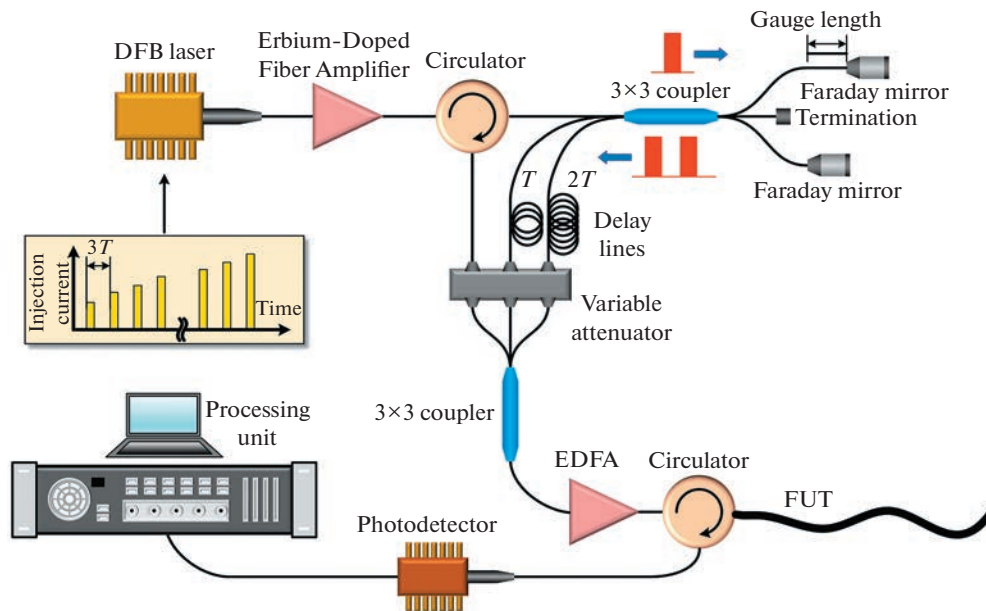


Рис. 1. Принципиальная схема когерентного фазового рефлектометра.

сона, линия задержки которого определяет длину измерительной базы рефлектометра. Три пары зондирующих импульсов формируются с помощью интерферометра и выходят из трех портов симметричного ответвителя  $3 \times 3$ . Свойством этого ответвителя является то, что относительная фазовая задержка между полями, выходящими с разных его портов, равна  $2\pi/3$ . Таким образом, на выходных портах ответвителя формируются двойные зондирующие импульсы с относительными фазовыми задержками между его составляющими, равными  $0, +2\pi/3 -2\pi/3$ . Для согласования состояний поляризации составляющих двойного зондирующего импульса в интерферометре Майкельсона используются зеркала Фарадея.

Двойные импульсы, выходящие из портов ответвителя, проходят дополнительную задержку, так чтобы каждый следующий двойной импульс поступал в чувствительное волокно не раньше, чем рассеянное излучение от предыдущего импульса полностью покинет его. Время прохода излучения до конца волокна и обратно обозначено буквой  $T$  на рис. 1. Перед тем как попасть в волокно, мощности импульсов выравниваются с помощью переменного аттенюатора и усиливаются оптическим усилителем. Таким образом, по аналогии с предыдущей работой [12] в волокно вводятся последовательно три двойных зондирующих импульса с относительными фазовыми задержками между их частями, равными  $0, +2\pi/3 -2\pi/3$ . Обратнорассеянное излучение детектируется с помощью лавинного фотодиода и демоду-

лируется с использованием фильтра Калмана [18].

Одной из особенностей когерентного фазового рефлектометра, в котором обратнорассеянные поля формируются протяженными рассеивающими участками, является нелинейность его отклика по отношению к внешнему воздействию [15, 19–22]. В общем виде отклик когерентного фазового рефлектометра содержит в себе как линейную, так и нелинейную составляющие по отношению к внешнему воздействию. Линейная составляющая отклика связана с изменением фазы обратнорассеянного поля на длине измерительной базы рефлектометра, нелинейная составляющая формируется самими рассеивающими участками при воздействии на них. Нелинейный по отношению к внешнему воздействию отклик рассеивающего участка меняется случайным образом при изменении статистического распределения рассеивающих центров в нем.

Существуют два основных подхода к снижению нелинейных искажений в отклике рефлектометра. В основе первого из них лежит увеличение отношения длины измерительной базы и протяженности рассеивающих участков [15]. Этот подход приводит, однако, к снижению разрешения датчика или к снижению оптического отношения сигнал/шум обратнорассеянного излучения. Вторым подходом к линейаризации отклика рефлектометра является его усреднение по независимым реализациям, полученным, например, на разных частотах зондирующих импульсов [23, 24]. Необходимым при этом условием является статистическая некоррелированность откликов ре-

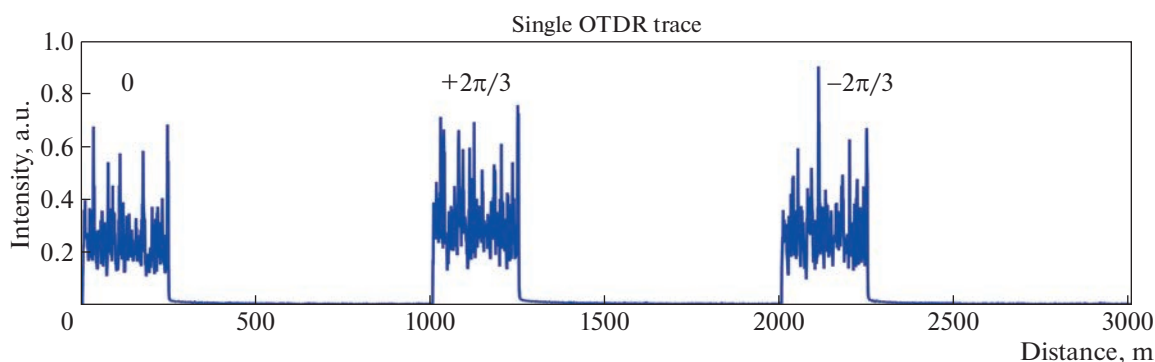


Рис. 2. Типичная рефлектограмма когерентного фазового рефлектометра.

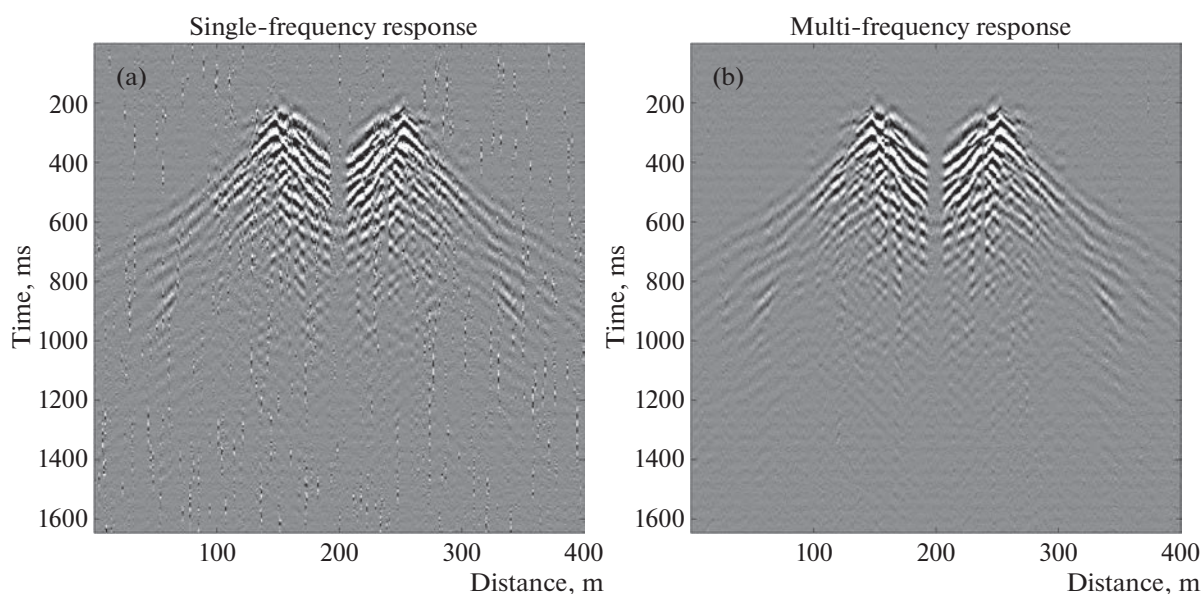


Рис. 3. Отклик когерентного фазового рефлектометра на ударное воздействие на грунт при регистрации с помощью зондирующего импульса на одной частоте (а) и при усреднении по 16 частотам зондирующих импульсов (б). Градации серого обозначают амплитуду сейсмических волн в произвольных единицах.

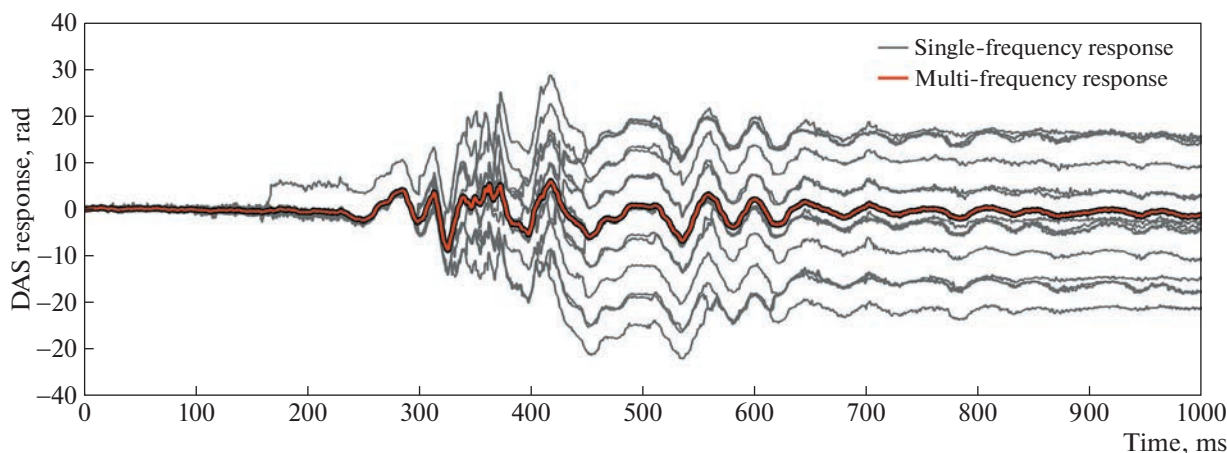
флектметра на разных частотах, которая достигается при условии достаточной разницы этих частот [25]. Данный подход к усреднению реализован в предлагаемой схеме рефлектометра, при этом зондирующие импульсы на 16 различных частотах также формируются путем прямой модуляции тока инжекции полупроводникового лазера.

К недостатку предлагаемой схемы когерентного фазового рефлектометра можно отнести требования к температурной и вибрационной изоляции несбалансированного интерферометра, что приводит к необходимости использовать для него специальный изолирующий корпус. Кроме того, максимальная длина тестируемого волокна ограничена заранее параметрами задержки зондирующих импульсов.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Типичная рефлектограмма когерентного фазового рефлектометра, изображенного на рис. 1, показана на рис. 2. Полная рефлектограмма состоит из трех последовательных рефлектограмм, отражающих три последовательные посылки зондирующих импульсов.

Работоспособность предлагаемой схемы рефлектометра продемонстрирована в двух экспериментах. Первый эксперимент состоял в регистрации поверхностных волн, формируемых путем ударного воздействия груза с массой 200 кг при его падении на грунт, с помощью волоконного кабеля, закопанного возле места падения на глубину 50 см. В качестве источника излучения использовался лазерный диод с относительно



**Рис. 4.** Отклики когерентного фазового рефлектометра, полученные на различных частотах зондирующих импульсов, в которых видны фазовые скачки, а также усредненный отклик, где фазовые скачки отсутствуют.

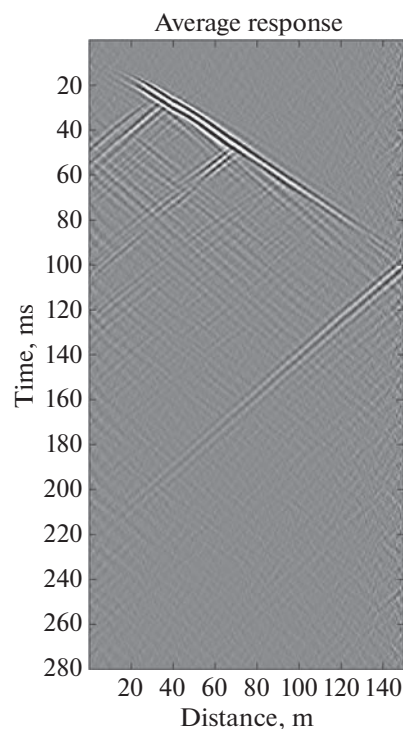
большой шириной спектральной линии (около 1 ГГц). Длительности импульсов зондирующего излучения, составляющих двойной импульс, были равны 7 нс, длина измерительной базы рефлектометра составляла 1 м, частота сбора данных на 16 оптических частотах составляла 2 кГц. Результаты эксперимента показаны на рис. 3.

На рис. 3 видно, что отклик имеет удовлетворительный вид даже при регистрации на одной частоте зондирующего импульса, хотя в нем присутствуют фазовые скачки, вызванные замиранием сигнала. Усреднение по 16 частотам улучшает отношение сигнал/шум и устраняет фазовые скачки [22]. Результат устранения фазовых скачков при усреднении показан на рис. 4.

Второй эксперимент состоял в проведении с помощью предложенного когерентного фазового рефлектометра продольного вертикального сейсмического профилирования (ВСП) в море Лаптевых, подробное описание эксперимента можно найти в работе [26]. С бурового судна в морском дне была пробурена скважина глубиной 130 м. В буровую колонну свободно опускался волоконно-оптический кабель. На глубине 1 м от поверхности воды располагался электроискровой источник “спаркер” с центральной частотой 260 Гц. Источник возбуждал гидроволны 1 раз в секунду в течение 1 ч, эти гидроволны, в свою очередь, возбуждали сейсмические волны в грунте, регистрируемые оптическим волокном рефлектометра.

В данном эксперименте в качестве источника излучения в когерентном рефлектометре использовался полупроводниковый лазер с внешним резонатором с шириной спектральной линии излучения, равной 100 кГц. Применение лазера с малой шириной спектральной линии позволило снизить уровень шума выходного сигнала и регистрировать очень малые изменения обратно-рас-

сеянного поля, вызванные слабым внешним воздействием. Импульсы оптического излучения, составляющие двойной импульс, имели длительность, равную 7 нс, длина измерительной базы рефлектометра составляла 2 м. При регистрации данных использовались зондирующие импульсы на одной частоте, это позволило поднять частоту



**Рис. 5.** Результат продольного вертикального сейсмического профилирования, полученный с использованием предлагаемого когерентного фазового рефлектометра с усреднением по 3600 реализациям и дополнительной фильтрацией с помощью f-k-фильтра.

опроса волокна в скважине до 30 кГц. При этом вместо усреднения по различным частотам зондирующих импульсов проводилось усреднение по различным реализациям внешних воздействий, число которых за 1 ч составляло 3600. Результат усреднения откликов когерентного фазового рефлектометра по 3600 воздействиям, дополнительно обработанный с помощью f-k-фильтра для удаления гидроакустических волн, показан на рис. 5. Качество полученных данных является достаточным для использования их в дальнейшей обработке и получения геологической модели среды.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена новая схема когерентного фазового рефлектометра с двойным зондирующим импульсом, который формируется с помощью несбалансированного интерферометра Майкельсона. Необходимые для демодуляции соотношения фаз полей, составляющих двойной зондирующий импульс, были получены с помощью симметричного ответвителя 3х3, входящего в состав несбалансированного интерферометра. Такая схема генерации двойного импульса позволила снизить требования к степени когерентности источника излучения и использовать лазерный диод с относительно большой шириной спектральной линии (около 1 ГГц). Для линеаризации отклика рефлектометра и устранения замираний сигнала было реализовано усреднение по 16 оптическим частотам зондирующих импульсов.

Для подтверждения работоспособности предлагаемого распределенного акустического датчика были проведены два эксперимента. В первом из них проведена регистрация ударного воздействия на грунт с помощью волоконного кабеля, закопанного в горизонтальном направлении. Во втором эксперименте когерентный фазовый рефлектометр был использован для проведения продольного вертикального сейсмического профилирования в скважине на дне моря. Успешно проведенные эксперименты демонстрируют работоспособность предложенного распределенного акустического датчика и возможность его применения в различных задачах. Простота конструкции и относительно недорогая элементная база датчика позволяют рассчитывать на его широкое использование в задачах инженерной геологии.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена частично в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mateeva A., Lopez J., Potters H., Mestayer J., Cox B., Ki-yashchenko D., Wills P., Grandi S., Hornman K., Ku-vshinov B., Berlang W., Yang Zh., Detomo R.* // *Geophys. Prospect.* 2014. V. 62. P. 679. <https://www.earthdoc.org/content/journals/10.1111/1365-2478.12116>
2. *Fernández-Ruiz M.R., Soto M.A., Williams E.F., Martín-Lopez S., Zhan Z., González-Herreraez M., Martins H.F.* // *APL Photon.* 2020. V. 5. P. 030901. <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.5139602>
3. *Williams E.F., Fernández-Ruiz M.R., Magalhaes R., Vant-hillo R., Zhan Z., González-Herreraez M., Martins H.F.* // *Nature commun.* 2019. V. 10. P. 1. <https://www.nature.com/articles/s41467-019-13262-7>
4. *Bakulin A., Silvestrov I., Pevzner R.* // *The Leading Edge.* 2020. V. 39. P. 808. <https://doi.org/10.1190/tle39110808.1>
5. *Gorshkov B.G., Yüksel K., Fotiadi A.A., Wuilpart M., Korobko D.A., Zhirnov A.A., Konstantin V.S., Turov A.T., Konstantinov Y.A., Lobach I.A.* // *Sensors.* 2022. V. 22. P. 1033. <https://www.mdpi.com/1424-8220/22/3/1033/htm>
6. *Alekseev A.E., Gorshkov B.G., Potapov V.T.* // *Laser Phys.* 2019. V. 29. P. 055106. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/ab0d15>
7. *Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Taranov M.A., Simikin D.E., Potapov V.T., Ilinskiy D.A.* // *Appl. Opt.* 2022. V. 61. P. 8308. <https://doi.org/10.1364/AO.468804>
8. *Hartog A.H.* An introduction to distributed optical fibre sensors. CRC press. 2017.
9. *Posey R.Jr, Johnson G.A., Vohra S.T.* // *Electron. Lett.* 2000. V. 36. P. 1688. [https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el\\_20001200](https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_20001200)
10. *Masoudi A., Belal M., Newson T.P.* // *Measurement. Sci. Technol.* 2013. V. 24. P. 085204. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-0233/24/8/085204/>
11. *Dakin J.P., Lamb C.* UK Patent GB2222247A. 1990. <https://patents.google.com/patent/GB2222247A/en>
12. *Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E.* // *Laser Phys.* 2014. V. 24. 115106. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1054-660X/24/11/115106>
13. *Alekseev A.E., Vdovenko V.S., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Simikin D.E.* // *Laser Phys.* 2015. V. 25. P. 065101. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1054-660X/25/6/065101/>
14. *Nikitin S.P., Kuzmenkov A.I., Gorbulyenko V.V., Nanii O.E., Treshchikov V.N.* // *Laser Phys.* 2018. V. 28. 085107. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/aac714/meta>
15. *Hartog A., Kader K.* Distributed fiber optic sensor system with improved linearity, US Patent No. 9.170.149. 2015. <https://patents.google.com/patent/US9170149B2/en>
16. *Lu Y., Zhu T., Chen L., Bao X.* (2010). // *J. Lightwave Technol.* 2010. V. 28. P. 3243. <https://opg.optica.org/jlt/abstract.cfm?uri=jlt-28-22-3243>
17. *Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Simikin D.E., Taranov M.A., Zhukov K.M., Potapov V.T.* *Sensors.* 2022. V. 22.

- P. 9482.  
<https://doi.org/10.3390/s22239482>
18. *Alekseev A.E., Gorshkov B.G., Bashaev A.V., Potapov V.T., Taranov M.A., Simikin D.E.* // *Laser Phys.* 2021. V. 31. P. 035101.  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/abd936/meta>
  19. *Hartog A.H., Kotov O.I., Liokumovich L.B.* In: *Second EAGE Workshop on Permanent Reservoir Monitoring 2013 – Current and Future Trends*. European Association of Geoscientists & Engineers. 2013 (July). P. 351.  
<https://doi.org/10.3997/2214-4609.20131301>
  20. *Alekseev A.E., Gorshkov B.G., Potapov V.T.* // *Laser Phys.* 2019. V. 29. P. 055106.  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/ab0d15/meta>
  21. *Alekseev A.E., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Taranov M.A., Simikin D.E.* // *Laser Phys.* 2020. V. 30. P. 035107.  
<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1555-6611/ab70b0/meta>
  22. *Alekseev A.E., Gorshkov B.G., Potapov V.T., Taranov M.A., Simikin D.E.* // *Appl. Opt.* 2022. V. 61. P. 231.  
<https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-61-1-231>
  23. *Hartog A.H., Liokumovich L.B., Ushakov N.A., Kotov O.I., Dean T., Cuny T., Constantinou A., Englich F.V.* // *Geophys. Prospect.* 2018. V. 66. P. 192.  
<https://doi.org/10.1111/1365-2478.12612>
  24. *Ogden H.M., Murray M.J., Murray J.B., Kirkendall C., Redding B.* // *Scien. Rep.* 2021. V. 11. P. 1.  
<https://www.nature.com/articles/s41598-021-97647-z>
  25. *Mermelstein M.D., Posey R., Johnson G.A., Vohra S.T.* // *Opt. Lett.* 2001. V. 26. P. 58.  
<https://doi.org/10.1364/OL.26.000058>
  26. *Судакова М.С., Белов М.В., Понимаскин А.О., Пирогова А.С., Токарев М.Ю., Колюбакин А.А.* // *Геофизика* 2021. Т. 6. С. 111.  
<https://elibrary.ru/item.asp?id=47926026>

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

УДК 550.34; 535.41

### ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ОПТОВОЛОКОННЫХ ДАТЧИКОВ В ГЕОФИЗИКЕ<sup>1</sup>

© 2023 г. С. П. Никитин<sup>a,b</sup>, К. В. Кислов<sup>c</sup>, Ю. О. Старовойт<sup>a</sup>, Д. М. Бенгальский<sup>a</sup>,  
Е. П. Спиридонов<sup>a</sup>, Д. Р. Харасов<sup>a</sup>, Э. А. Фомиряков<sup>a,d</sup>, О. Е. Наний<sup>a,d</sup>, В. Н. Трешиков<sup>a</sup>

<sup>a</sup>ООО “Т8”

Россия, 107076, Москва, ул. Краснобогатырская, 44, стр. 1

<sup>b</sup>ООО “Фемтовижн”

Россия, 107076, Москва, ул. Краснобогатырская, 44, стр. 1

<sup>c</sup>Институт теории землетрясений и математической геофизики РАН (ИТПЗ РАН)

Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32

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

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 1

\*e-mail: nikitin@t8.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 01.03.2023 г.

Принята к публикации 26.04.2023 г.

Приведен краткий обзор применений распределенных акустических сенсоров для решения геофизических и сейсмометрических задач. Получены теоретические оценки и экспериментальные измерения уровня собственных шумов в распределенных акустических сенсорах, в том числе на субгерцевых частотах. Проведено численное моделирование, позволяющее количественно оценить мощность низкочастотного шума (связанного с медленным изменением температуры зондируемого волокна) в сигнале распределенных акустических сенсоров. Полученные результаты дополнены теоретическими оценками спектральной мощности сигнала от удаленного землетрясения, они демонстрируют важность учета температурных эффектов в волокне при планировании экспериментов, связанных с регистрацией слабых сейсмических событий.

DOI: 10.31857/S0032816223050191, EDN: ZVBDKA

#### ВВЕДЕНИЕ

Использование распределенных оптоволоконных датчиков на основе рассеяния Рэлея для распределенного акустического зондирования является новым перспективным методом в сейсмологии. По сравнению с сейсмической сетью традиционных сейсмических датчиков, использование распределенных акустических сенсоров (РАС) имеет ряд преимуществ.

Во-первых, это возможность более высокого пространственного разрешения. В сейсмических сетях датчики располагаются с дискретностью в десятки и сотни километров. При работах на нефтегазовых резервуарах плотность точечных наблюдений повышается до расстояний в десятки метров. В то же время, в сейсмологических приложениях РАС виртуальные датчики (каналы) могут иметь дискретность в доли метра с пере-

крытием линейной области усреднения деформаций, что и является основой стратегии распределенного акустического мониторинга. В зависимости от задачи дискретность датчиков и измерительную длину можно менять, используя одно и то же оборудование [1, 2]. Возможны также конфигурации РАС с использованием кабеля, закрученного в спираль, в “змейку” или “звезду”, что превращает систему РАС в сейсмическую антенну. Стратегия сбора данных позволяет гибко изменять конфигурацию параметров в опросном блоке датчика (в частности, частоту опроса и величину линейной области усреднения деформаций). Это, в свою очередь, формирует различный вид функции пространственного отклика антенны и определяет диапазон волновых чисел сейсмического сигнала.

Во-вторых, возможность использования существующих телекоммуникационных волоконно-оптических сетей допускает быстрое развертывание с минимальным подключением нового оборудования. Это позволяет проводить исследования в мегаполисах [3, 4], на дне моря [5], в сей-

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

смически неактивных регионах, обычно имеющих очень редкую сейсмическую сеть [6]. Быстрое развертывание особенно полезно при исследовании афтершоков, т. е. более слабых повторных толчков, следующих после сильных землетрясений [7].

В-третьих, нет проблемы синхронизации между каналами; не нужны индивидуальные источники питания датчиков и их обслуживание. Низкая стоимость и широкая распространенность материалов также являются преимуществами.

Распределенные акустические сенсоры все шире применяются в сейсмометрии. Это скважинные и поверхностные измерения, используемые для разведки и при добыче полезных ископаемых [8–10], для мониторинга резервуаров  $\text{CO}_2$  и для исследований в области геотермальной энергии [11, 12], для пассивной и активной сейсмической томографии [13], сейсмологии землетрясений, в том числе маломагнитудных и микроземлетрясений [14], в морской геофизике [15] для раннего предупреждения о землетрясениях и цунами [16] и во многих других приложениях. Данные РАС полезны для многих геофизических приложений, таких как локация событий, инверсия волновых форм для анализа процессов в источнике [17], томография неоднородностей верхних слоев земной коры и верхней мантии с помощью пространственных корреляций сейсмического шума и с использованием свойств дисперсии поверхностных волн [18].

Конечно, при использовании РАС в сейсмометрии существуют и определенные трудности. Измерения деформации  $\epsilon = dL/L$  на данном этапе не всегда достаточны для решения многих задач сейсмометрии, которые обычно ориентированы на использование кинематических компонентов движения грунта (перемещение, скорость, ускорение) [19].

В настоящее время существенным недостатком РАС является неразвитая метрология сейсмологических измерений данным методом. Трудности возникают при определении передаточной функции [20], которая является двумерной функцией частоты и волнового вектора [21] и может быть неодинаковой на разных участках кабеля. Отношение сигнала к шуму на разных участках кабеля также может быть разным. Строгая оценка собственных шумов РАС также является непростой задачей, в частности, в силу того, что при использовании РАС возникает дополнительная погрешность измерений, связанная с влияниями на чувствительный элемент изменений температуры, влажности, давления, внешних нагрузок, промерзания/оттаивания и т. п. [22].

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное изучение собственных шумов РАС на основе когерентного рефлектометра Рэлея и сравнение полученных результатов с уровнем сигналов, ожидаемым при регистрации удаленных сейсмических событий.

За основу взята сейсмологическая модель источника Брюна [23, 24]. В этой модели оценка спектральной амплитуды объемной волны  $\Omega(f)$  на эпицентральном расстоянии  $r_h$  от источника с величиной сейсмического момента  $M_0$  с учетом допустимых упрощений параметров определяется как

$$\Omega(f) = \frac{\Omega_0}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2} \cdot e^{-\frac{\pi f r_h}{Q\sqrt{V_s V_r}}}, \quad (1)$$

где  $f$  – частота объемной волны,  $f_c$  – частота среза амплитудного спектра объемных волн, взятая здесь равной 0.15 Гц, а  $\Omega_0$  – низкочастотная асимптота амплитудного спектра объемной волны, пропорциональная сейсмическому моменту:

$$\Omega_0 = \frac{F_R S_a}{4\pi\sqrt{\rho_r \rho_s V_r V_s^5}} \cdot \frac{M_0}{r_h}. \quad (2)$$

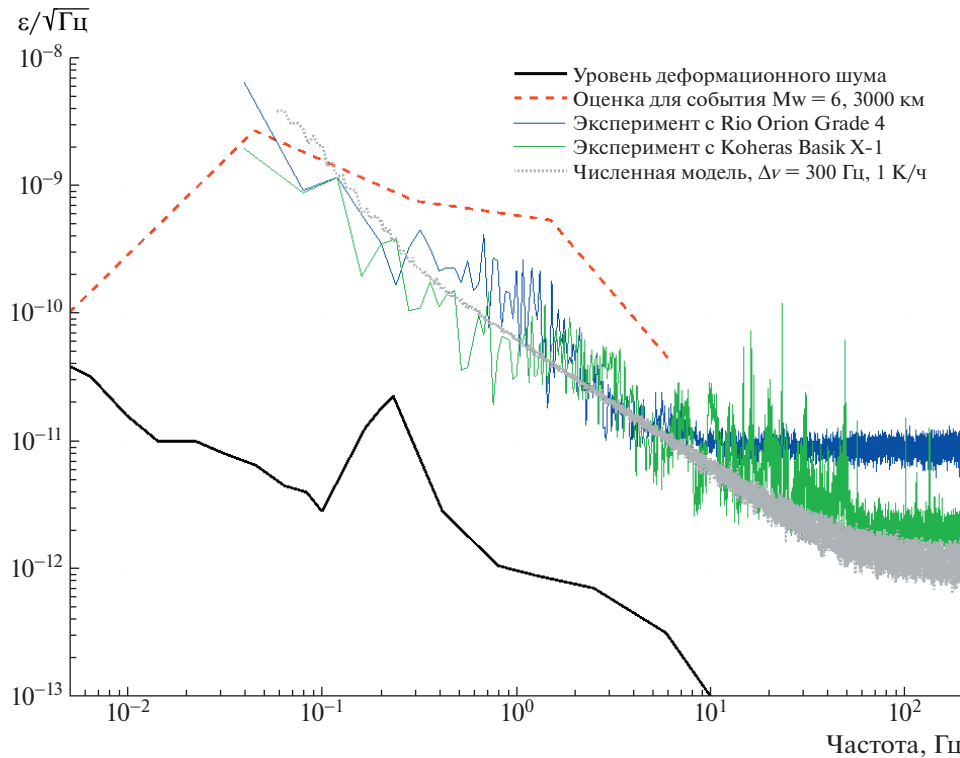
Здесь  $V_s$ ,  $V_r$ , и  $\rho_s$ ,  $\rho_r$  – соответственно скорости объемных волн и плотности геологических пород в источнике и приемнике,  $Q$  – добротность среды, характеризующая неупругое затухание волны вдоль пути распространения и взятая для приведенной оценки равной 400, наконец,  $F_R$  и  $S_a$  – два безразмерных параметра, связанных с диаграммой направленности сейсмического излучения и с особенностями размещения приемника сейсмических колебаний на поверхности Земли или на некоторой глубине от нее.

Сейсмическая магнитуда  $M_w$  связана с сейсмическим моментом  $M_0$ , выраженным в Н/м, соотношением [24]

$$M_w = \frac{2}{3}(\lg(M_0) - 9), \quad (3)$$

что с учетом формул (1) и (2) позволяет провести оценки ожидаемых амплитудных спектров на определенном расстоянии от источника. Переход от амплитудного спектра сигнала к его оценке в единицах спектральной плотности случайных процессов проведен по методике, предложенной в работе [25]. Сравнение по порядку величины с обобщенным спектром мощности сейсмических деформаций [26, 27] учитывает простое соотношение для плоской волны [28]:

$$\epsilon_{xx} = \frac{\partial U_x}{\partial x} = \frac{\omega}{V_x} A_0 e^{-i(\omega t - k_x x)} = \frac{\dot{U}_x}{V_x}, \quad (4)$$



**Рис. 1.** Оценки спектра деформационного шума, спектра сигнала от события с магнитудой  $M_w = 6$  на расстоянии 3000 км, результаты измерений собственных шумов РАС “Дунай” при использовании лазеров двух типов и результаты численного моделирования фликкер-шума, вызванного изменением температуры волокна. Параметры модели указаны на рисунке.

где  $A_0$  — амплитуда смещений в сейсмической волне,  $\omega$  — ее круговая частота,  $k_x$  — волновой вектор,  $x$  — координата вдоль пути распространения волны,  $V_x$  — скорость объемных сейсмических волн в приповерхностных частях земной коры,  $\epsilon_{xx}$  — регистрируемая деформация,  $\dot{U}_x$  — скорость движения земной поверхности, вызванная сейсмической волной.

Полученные результаты представлены графически на рис. 1. Сплошная черная кривая на этом рисунке соответствует оценке спектральной амплитуды деформационного шума, полученной из хорошо известной скоростной спектральной плотности минимальной модели сейсмического шума [29]. Пересчет из единиц  $(\text{м/с})^2/\text{Гц}$ , используемых в работе [29], в единицы  $\epsilon/\sqrt{\text{Гц}}$ , использованные на рис. 1, осуществлен с помощью формулы (4), в которой скорость объемных волн  $V_x$  в верхних слоях земной коры была взята оценочно равной 3.1 км/с. Данный метод аналогичен методу оценки спектральной плотности деформаций, отмеченному в работе [26]. Красная штриховая кривая, приведенная на рис. 1, соответствует оценке (по порядку величины) спектральной амплитуды деформаций сигнала, ожидаемого от землетрясения с магнитудой  $M_w \sim 6.0$  на телесей-

смическом расстоянии  $r_h \sim 3000$  км. Приведенные расчеты позволяют оценить допустимый уровень собственных шумов РАС, предназначенных для сейсмического мониторинга удаленных землетрясений.

Сравним полученные результаты с оценками и экспериментальными измерениями уровня собственных шумов в системе РАС на основе фазочувствительных когерентных рефлектометров рассеяния Рэлея. Когерентный рефлектометр Рэлея по своей природе измеряет оптический фазовый набег, при этом шум фазового сигнала РАС можно оценить, зная мгновенную ширину лазерной линии  $\Delta\nu$ , длительность зондирующего импульса  $\tau$  и частоту зондирования  $f_{\text{rep}}$  [30, 31]:

$$S_\phi \approx N \frac{\Delta\nu\tau}{f_{\text{rep}}}, \quad (5)$$

где  $N$  — безразмерный множитель, зависящий от используемой оптической схемы РАС, формы импульса и особенностей фильтрации в фотоприемном устройстве рефлектометра, в нашем случае приблизительно равный 4. Пересчет вариации фазы в деформацию волокна  $\epsilon$  (стрейны) осуществляется с помощью выражения (6), где без-

размерный множитель  $\xi = 0.78$  учитывает эффекты фотоупругости в волокне [32]:

$$\varepsilon = \frac{\Delta L}{L_G} = \Delta \varphi \frac{\lambda}{4\pi n L_G \xi}. \quad (6)$$

Для оценки положим длину волны лазера  $\lambda = 1500$  нм, показатель преломления волокна  $n = 1.5$ . Как указывалось, использовалась база измерения  $L_G \approx 20$  м. С учетом равенства (6) из формулы (5) получается следующая оценка для уровня мощности белого шума деформации в  $\varepsilon^2/\text{Гц}$ :

$$S_\varepsilon \approx N \frac{\Delta \nu \tau}{f_{\text{геп}}} \left( \frac{\lambda}{4\pi n L_G \xi} \right)^2. \quad (7)$$

Заметим, что после вычисления мощности шума  $S_\varepsilon$  с помощью формулы (7) из полученного значения в  $\varepsilon^2/\text{Гц}$  следует извлечь квадратный корень, с тем чтобы получить результат в единицах амплитуды шума, измеряемой в  $\varepsilon/\sqrt{\text{Гц}}$ . Для лазера с шириной линии  $\Delta \nu = 1$  кГц выражение (7) с указанными параметрами приводит к оценке уровня амплитуды шума в РАС примерно  $5 \cdot 10^{-12} \varepsilon/\sqrt{\text{Гц}}$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Нами были проведены экспериментальные измерения собственных шумов РАС, в том числе в области субгерцевых частот, с использованием двух различных высококогерентных лазеров. Для измерений использовалась лабораторная установка, созданная на основе когерентного рефлектометра “Дунай”, разработанного ООО “Т8 Сенсор” и модифицированного таким образом, чтобы в нем можно было использовать различные внешние лазерные источники.

Эксперименты были проведены с двумя различными лазерами, различающимися шириной лазерной линии, а именно, лазером “Koheras Basik X-1” производства “NKT Photonics” со специфицированной мгновенной шириной лазерной линии менее 100 Гц [33] и лазером “RIO Orion Grade 4” производства “LUNA Innovations RIO Lasers” со специфицированной шириной лазерной линии порядка 2 кГц [34]. Рефлектометр “Дунай” использовался в конфигурации с базой измерения (gauge length)  $L_G = 20$  м, частотой зондирования  $f_{\text{геп}} = 1$  кГц и длительностью зондирующего импульса  $\tau = 200$  нс. При обработке спектров шума для их сглаживания было применено усреднение по пространству гауссовым фильтром с шириной 30 м по уровню  $-3$  дБ.

Результаты измерений приведены также на рис. 1, на котором тонкая синяя линия соответствует спектральной амплитуде собственных шумов, полученных при использовании лазера “RIO Orion Grade 4”, а тонкая зеленая линия со-

ответствует лазеру “Koheras Basik X-1”. Из проведенного выше анализа следует, что использование более узкополосного лазерного источника “Koheras Basik X-1” ожидаемо приводит к уменьшению уровня белого шума прибора (наблюдаемого на частотах выше 10 Гц) на 14 дБ.

Итак, спектральная амплитуда белого шума в конфигурации с лазером RIO ( $\Delta \nu \sim 2$  кГц) составила примерно  $10^{-11} \varepsilon/\text{Гц}$ , а в конфигурации с лазером “Koheras” ( $\Delta \nu \sim 0.1$  кГц) она же была примерно  $2 \cdot 10^{-12} \varepsilon/\sqrt{\text{Гц}}$ . Таким образом, экспериментально полученные значения уровней белого шума в сигналах рефлектометра находятся в разумном соответствии с оценками, полученными с помощью формулы (7). Заметим, что в случае лазера “Koheras Basik X-1” полученное экспериментальное значение шума несколько выше ожидаемого, поскольку фазовые шумы этого лазера достаточно малы по сравнению с вкладом от шумов спонтанного излучения оптических усилителей, используемых в установке (при этом влияние этих усилителей на собственный шум РАС в формулах (5) и (7) не учитывается).

Как упоминалось выше, для сейсмологических применений необходимо обеспечить низкий уровень шума РАС на частотах порядка 1 Гц и ниже. Вклад в шумы в этом диапазоне вносят, в первую очередь, случайные уходы оптической частоты зондирующего лазера и изменения температуры волокна, обычно расположенного в грунте на глубине не более 1 м. В данном эксперименте катушка с зондируемым волокном находилась на виброизолированном стенде и была размещена внутри шумоизолирующей коробки. В отличие от лазера “RIO”, лазер “Koheras Basik X-1” допускал работу в режиме стабилизации оптической частоты, реализованной с помощью встроенного в этот лазер эталона Фабри–Перо.

Ранее было продемонстрировано, что стабилизация частоты оптической несущей позволяет существенно подавить шумы в области низких частот [35]. По этой причине ожидалось, что низкочастотные шумы при использовании лазера “Koheras Basik X-1” будут подавлены при включении режима стабилизации оптической частоты. Однако в области частот ниже 1 Гц наблюдаемый шум РАС при использовании обоих лазеров практически не различался, при этом экспериментально измеренный спектр мощности низкочастотного фликкер-шума в обоих случаях аппроксимируется прямой вида  $S_\varepsilon = A/f^2$ , где параметр шума  $A = 10^{-20} [\varepsilon^2 \cdot \text{Гц}]$ . Учитывая примерно одинаковый уровень низкочастотного шума  $1/f^2$  при использовании лазеров с разной степенью стабилизации оптической несущей и принимая во внимание, что специальных мер по термостабилизации волокна нами не предпринималось, можно

предположить, что природа наблюдаемого фликкер-шума связана с вариацией температуры оптического волокна, приводящей к шуму оптической фазы обратно-рассеянного сигнала, регистрируемого РАС.

Для предварительной проверки данной гипотезы нами было проведено численное моделирование шума с помощью модели когерентного рефлектометра, более подробно описанной в работе [36]. Данная модель, в отличие от оценки шума РАС по формулам (5)–(7), позволяет учесть не только влияние белого шума частоты зондирующего лазера, но и вклады в шум РАС, обусловленные фликкер-шумами частоты лазера, а также линейными уходами его оптической частоты, или шумами РАС, возникающими при изменении температуры зондируемого волокна [37], что эквивалентно линейному уходу частоты лазера. Для удобства сравнения с экспериментальными измерениями результаты численного моделирования собственных шумов РАС для зондирующего лазера с мгновенной шириной линии  $\Delta\nu = 300$  Гц при изменении температуры волокна со скоростью 1 К/ч приведены серой пунктирной линией также на рис. 1. Как видно из сравнения графиков, низкочастотный шум, наблюдаемый в наших экспериментах, можно объяснить при нулевом линейном уходе частоты лазера, предположив, что температура зондируемого волокна изменялась со скоростью примерно 1 К/ч.

## ВЫВОДЫ

Волоконно-оптические РАС на основе когерентных рефлектометров рассеяния Рэлея полезны для многих геофизических приложений, таких как локация событий, инверсия волновой формы, шумовая томография верхних слоев для изучения мелкомасштабных структурных неоднородностей земной коры и верхней мантии.

В данной работе приведены теоретические оценки спектральной мощности сигналов, значимых с точки зрения сейсмологии, а также проделаны теоретические оценки и экспериментальные измерения собственного шума РАС на основе когерентных рефлектометров рассеяния Рэлея, демонстрирующие ограничения, накладываемые на чувствительность сейсмических измерений наличием фазовых шумов излучения лазера, зондирующего волокно, и стабильностью температуры самого волокна. Проведенное численное моделирование подтверждает, что при использовании одномодовых волокон собственный шум РАС в области низких частот имеет характер фликкер-шума, мощность которого определяется не только стабильностью частоты используемого лазерного источника, но и вариациями температуры оптоволокна, являющегося чувствительным элементом РАС.

При этом, если частоту лазера можно стабилизировать техническими средствами, то избавиться от влияния внешних температурных колебаний на волокно — непростая задача. Ранее сообщалось, что подобный эффект действительно имеет место в полевых условиях [38]. Для подавления данного шума было предложено и продемонстрировано волокно с массивом искусственных рассеивателей (МИР-волокно, *engineered fibers*) [38, 39]. Также улучшить чувствительность РАС можно, используя волоконно-оптические кабели с увеличенной глубиной прокладки в грунте, где температурная стабильность выше.

Данный эффект имеет практическое значение, поскольку, как показывают приведенные в статье теоретические оценки и экспериментальные результаты, спектральная мощность субгерцевого фликкер-шума РАС, возникающего при изменении температуры одномодового волокна со скоростью порядка 1 К/ч, по порядку величины сопоставима с ожидаемым сигналом, возникающим при землетрясении с магнитудой 6 на расстоянии порядка 3000 км от места регистрации с помощью РАС.

Результаты, изложенные в данной статье, являются частью подготовки к использованию РАС “Дунай” в эксперименте “Global DAS month” [40].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ide S., Araki E., Matsumoto H. // *Earth Planets Space*. 2021. V. 73. P. 63.  
<https://doi.org/10.1186/s40623-021-01385-5>
2. Shragge J., Yang J., Issa N., Roelens M., Dentith M., Schediwy S. // *Geophys. J. Intern.* 2021. V. 226. P. 564.  
<https://doi.org/10.1093/gji/ggab111>
3. Fang G., Li Y.E., Zhao Y., Martin E.R. // *Geophys. Res. Lett.* 2020. V. 47. Art. e2019GL086115.  
<https://doi.org/10.1029/2019GL086115>
4. Spica Z.J., Perton M., Martin E.R., Beroza G.C., Biondi B. // *J. Geophys. Res. Solid Earth*. 2020. V. 125. P. 1.  
<https://doi.org/10.1029/2019JB018656>
5. Tonegawa T., Araki E., Matsumoto H., Kimura T., Obana K., Fujie G., Arai R., Shiraishi K., Nakano M., Nakamura Y., Yokobiki T., Kodaira S. // *Geophys. Research Lett.* 2022. V. 49. Iss. 4. Art. e2022GL098162.  
<https://doi.org/10.1029/2022GL098162>
6. Smolinski K., Paitz P., Bowden D., Edme P., Kugler F., Fichtner A. // *EGU General Assembly*, 2020. EGU2020-8225.  
<https://doi.org/10.5194/egusphere-egu2020-8225>
7. Li Z., Shen Z., Yang Y., Williams E., Wang X., Zhan Z. // *AGU Advances*. 2021. № 2. Art. e2021AV000395.  
<https://doi.org/10.1029/2021AV000395>
8. Binder G., Titov A., Liu Y., Simmons J., Tura A., Byerley G., Monk D. // *Geophysics*. 2020. V. 85. P. T225.  
<https://doi.org/10.1190/geo2019-0819.1>
9. Hartog A.H. In *Optical Fibre Sensors: Fundamentals for Development of Optimized Devices*. / Eds. Del Villar I., Matias I.R. Hoboken. NJ. John Wiley & Sons.

2020. P. 151.  
<https://doi.org/10.1002/9781119534730.ch6>
10. *Naldrett G., Parker T., Shatalin S., Mondanos M.* // First Break. 2020. V. 38. P. 71.  
<https://doi.org/10.3997/1365-2397.fb2020012>
11. *Popik S., Pevzner R., Bona A., Tertyshnikov K., Glubokovskikh S., Gurevich B.* // Geophys. Prospect. 2021. V. 69. P. 842.  
<https://doi.org/10.1111/1365-2478.13080>
12. *Tribaldos V.R., Ajo-Franklin J.B.* // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2021. V. 126. Art. e2020JB021004.  
<https://doi.org/10.1029/2020JB021004>
13. *Agostinetti N.P., Villa A., Saccorotti G.* // Solid Earth. 2022. V. 13. P. 449.  
<https://doi.org/10.5194/se-13-449-2022>
14. *Huff O., Lellouch A., Luo B., Jin G., Biondi B.* // Lead. Edge. 2020. V. 39. P. 776.  
<https://doi.org/10.1190/tle39110776.1>
15. *Min R., Liu Z., Pereira L., Yang C., Sui Q., Marques C.* // Opt. Laser Technol. 2021. V. 140. Art. 107082.  
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107082>
16. *Lior I., Rivet D., Ampuero J.P., Sladen A., Barrientos S., Sánchez-Ollavarria R., Opazo G.A.V., Prado J.A.B.* // Sci. Rep. 2023. V. 13. P. 424.  
<https://doi.org/10.1038/s41598-023-27444-3>
17. *Faucher F., de Hoop M.V., Scherzer O.* // Geophysics. 2021. V. 86. P. R21.  
<https://doi.org/10.1190/geo2020-0305.1>
18. *Nayak A., Ajo-Franklin J.* // Bull. Seismol. Soc. Amer. 2021. V. 111. P. 3432.  
<https://doi.org/10.1785/0120210028>
19. Distributed acoustic sensing in geophysics: Methods and applications / Eds. Li Y., Karrenbach M., Ajo-Franklin J. 2022. Vol. 268. John Wiley & Sons. ISBN: 978-1-119-52179-2.  
<https://doi.org/10.1002/9781119521808>
20. *Lindsey N.J., Rademacher H., Ajo-Franklin J.B.* // J. Geophys. Res.: Solid Earth. 2020. V. 125. Art. e2019JB018145.  
<https://doi.org/10.1029/2019JB018145>
21. *Jousset P., Reinsch T., Ryberg T., Blanck H., Clarke A., Aghayev R., Krawczyk C.M.* // Nature commun. 2018. V. 9. P. 1.  
<https://doi.org/10.1038/s41467-018-04860-y>
22. *Kislov K.V., Gravirov V.V.* // Seismic Instruments. 2022. V. 5. P. 485.  
<https://doi.org/10.3103/S0747923922050085>
23. *Brune, J. N.* // J. Geoph. Res. 1970. V. 75. P. 4997.  
<https://doi.org/10.1029/JB075i026p04997>
24. *Aki K., Richards P.* Quantitative Seismology. 2nd Ed. University Science Books. 2002.  
<https://lcn.loc.gov/2002071360>
25. *Ackerley N.* // CSEG GeoConvention Vision. 2012. Article #90174.
26. *Borcherdt R.D., Johnston M.J.S., Glassmoyer G.* // Bull. Seism. Soc. America. 1989. V. 79. P. 1006.  
<https://doi.org/10.1785/BSSA0790041006>
27. *Beavan R.J., Goult N.R.* // Geophys. J. Intern. 1977. V. 48. P. 293.  
<https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1977.tb03673.x>
28. *Hubbard P.G., Vantassel J.P., Cox B.R., Rector J.W., Yust M.B.S., Soga K.* // Sensors. 2022. V. 22. P. 4589.  
<https://doi.org/10.3390/s22124589>
29. *Peterson J.* Open-file report 93-322. U. S. Geological Survey, Albuquerque, New Mexico. 1993.  
[http://opg.sccc.ru/attachments/073\\_ofr93-322.pdf](http://opg.sccc.ru/attachments/073_ofr93-322.pdf)
30. *Alekseev A.E., Tezadov Y.A., Potapov V.T.* // Laser Phys. 2017. V. 27. P. 055101.  
<https://doi.org/10.1088/1555-6611/aa6378>
31. *Nikitin S., Fomiryakov E., Kharasov D., Nanii O., Treshchikov V.* // J. Lightwave Technol. 2019. V. 38. P. 1446.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2019.2952688>
32. *Bertholds A., Dandliker R.* // J. Lightwave Technol. 1988. V. 6. P. 17.  
<https://doi.org/10.1109/50.3956>
33. Koheras BASIK – single-frequency fiber lasers. <https://www.nktphotonics.com/products/single-frequency-fiber-lasers/koheras-basik/>
34. ORION 1550 nm Laser Module. <https://rio-lasers.com/laser-products/>
35. *Gorshko B.G., Alekseev A.E., Taranov M.A., Simikin D.E., Potapov V.T., Ilinskiy D.A.* // Appl. Opt. 2022. V. 61. P. 8308.  
<https://doi.org/10.1364/AO.468804>
36. *Fomiryakov E., Kharasov D., Nikitin S., Nanii O., Treshchikov V.* // J Lightwave Technol. 2021. V. 39. P. 5191.  
<https://doi.org/10.1109/JLT.2021.3082263>
37. *Nikitin S.P., Kuzmenkov A.I., Gorbulev V.V., Nanii O.E., Treshchikov V.N.* // Laser Phys. 2018. V. 28. P. 085107.  
<https://doi.org/10.1088/1555-6611/aac714>
38. *Shatalin S., Parker T., Farhadiroushan M.* Distributed Acoustic Sensing in Geophysics: Methods and Applications. 2021. P. 1.  
<https://doi.org/10.1002/9781119521808.ch1>
39. *Фомиряков Э.А., Бенгальский Д.М., Харасов Д.Р., Наний О.Е., Никитин С.П., Трещиков В.Н.* // Автометрия. 2023. Т. 59. № 1. С. 87.  
<https://doi.org/10.15372/AUT20230109>
40. Global DAS monitoring month February 2023. <https://www.norsar.no/in-focus/global-das-monitoring-month-february-2023>. *Wuestefeld A., Spica Z.J., Aderhold K. et al.* // The Global DAS Campaign of 2023, submitted to Seismol. Res. Lett. (2023).

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

УДК 535.317

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СХЕМЫ  
ПОЗИЦИОННО-ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЛЮМИНЕСЦЕНТНОГО  
ДАТЧИКА ИСКРЫ СО СПЕКТРАЛЬНЫМ  
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ<sup>1</sup>**

© 2023 г. И. М. Плешанов<sup>а,\*</sup>, А. О. Белорус<sup>б</sup>

<sup>а</sup>Университет точной механики и оптики (ИТМО)

Россия, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, 49

<sup>б</sup>Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет им. В.И. Ленина (СПбГЭТУ «ЛЭТИ»)

Россия, 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5

\*e-mail: impleshanov@itmo.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 30.03.2023 г.

Принята к публикации 29.04.2023 г.

Рассмотрена принципиальная схема позиционно-чувствительных люминесцентных датчиков искры со спектральным преобразователем излучения. Датчик позволяет детектировать электрическую искру по одной или двум координатам в пространстве в зависимости от расположения торцов оптических волокон. Проведены численное моделирование и оптимизация оптических систем позиционно-чувствительных люминесцентных датчиков искры. Рассчитаны эффективность и разрешение оптической системы.

DOI: 10.31857/S003281622305021X, EDN: ZVBHSQ

**ВВЕДЕНИЕ**

Для предотвращения аварийных ситуаций, связанных с образованием электрической искры, существует потребность в датчиках, которые способны детектировать искру и вовремя предупреждать о возможности возникновения чрезвычайных ситуаций. Своевременная регистрация электрического искрения может позволить предотвратить возникновение аварийных ситуаций на различных объектах. Причинами возникновения пожароопасных ситуаций являются искрение электропроводки, короткое замыкание, появление искр в результате трения и т. д. Для регистрации электрического искрения могут применяться оптические датчики. Оптические датчики обладают такими характеристиками, как надежность, быстродействие, высокая чувствительность. Преимуществами оптических датчиков являются их невосприимчивость к электромагнитным помехам и способность работы в агрессивных средах. Данное преимущество создается за счет того, что электрическая часть оптического датчика может быть расположена за пределами агрессивных сред и высоких

электромагнитных полей. Существует оптический метод регистрации искры, который позволяет использовать диэлектрические материалы в оптической схеме датчика. Такие датчики могут применяться для обеспечения безопасности в промышленности, нефтедобывающих отраслях, технике, использующей различные электрические устройства большой мощности, и в установках с высокими напряжениями.

Регистрация электрической искры в пространстве с помощью оптического метода осуществляется захватом излучения от искры оптическим или оптоэлектронным устройством. Спектр излучения электрической искры находится в основном в ультрафиолетовой (УФ) и коротковолновой областях в диапазоне 300–450 нм. Излучение искры, создаваемое между контактами на основе железа, находится в спектральном диапазоне 300–450 нм, между контактами на основе алюминия в диапазоне 300–400 нм, между контактами на основе меди – 325–350 нм [1].

Ранее было предложено несколько вариантов оптических датчиков для регистрации искры в пространстве. Некоторые оптоволоконные датчики для обнаружения электрических разрядов основаны на захвате излучения полимерным волноком [2, 3]. Такие датчики обладают высокими

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

оптическими потерями и низкой чувствительностью. В работах [4–7] рассмотрены датчики с использованием цилиндрической линзы. Такие датчики способны определять пространственное положение искры по одной координате. Преимуществами предлагаемого в работе технического решения являются точное пространственное определение искры по двум или трем координатам (за счет использования пары датчиков) и высокий уровень чувствительности по сравнению с аналогами [8].

Целями данной работы являются выбор и оптимизация оптической фокусирующей части позиционно-чувствительных люминесцентных искровых датчиков. При выборе оптических систем мы обращали внимание на такие характеристики, как радиус пятна рассеяния, расстояние от оптической системы до преобразователя излучения, размер оптической системы и эффективность сбора излучения.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ

Численное моделирование проводилось с помощью программного обеспечения Zemax. В качестве материала тонкой линзы использовалось стекло N-BK7 с показателем преломления 1.51. В оптической системе из трех линз использовались стекла SK16 с показателем преломления 1.62 и F2 с показателем преломления 1.61. В оптической системе из четырех линз материалы стекла SK4 имеют показатель преломления 1.61, BAF4 — показатель преломления 1.605 и KF9 — показатель преломления 1.52. Моделирование и оптимизация проводились на длине волны 365 нм.

Понятие углового разрешения относится к вычислению минимального угла между точками, которые может различать оптическая система. Расчет проводился по критерию Рэлея. Под пятном рассеяния понимается искаженное изображение точки, образованное реальной оптической системой, возникающее в результате дифракции света. Диаметр пятна рассеяния определялся по максимальному значению поперечной аберрации. Эффективность ввода излучения в оптическое волокно рассчитывалась по приведенным ниже формулам (1) и (2):

$$\eta = NA^2 \quad (1)$$

при условии, что радиус сердцевинки оптического волокна больше радиуса источника (пятна рассеяния), здесь  $\eta$  — эффективность ввода оптического излучения в волокно,  $NA$  — апертура оптического волокна. Также

$$\eta = \left( \frac{R}{r_s} \right)^2 \cdot NA^2 \quad (2)$$

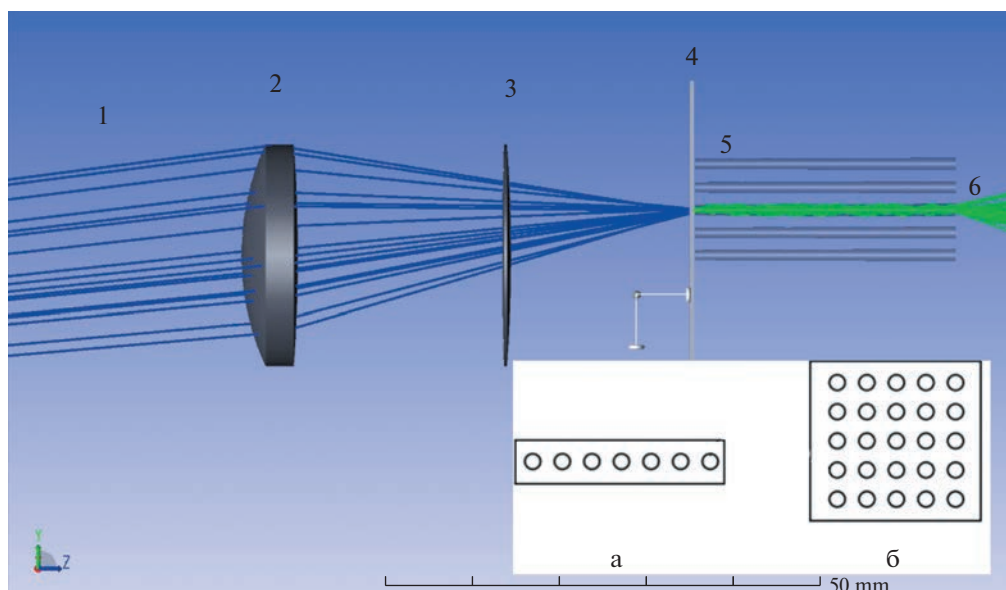
при условии, что радиус сердцевинки оптического волокна меньше радиуса источника, здесь  $R$  — радиус сердцевинки оптического волокна,  $r_s$  — радиус источника излучения (пятна рассеяния).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Электрическую искру можно рассматривать как точечный источник света, который излучает в УФ- и коротковолновой областях спектра в диапазоне 300–450 нм. На рис. 1 показаны принципиальная схема датчика искры и ход лучей от искры 1 [9]. Задачей объектива или линзы 2 является фокусирование части излучения от искры на пластине из флуоресцентного стекла или полимера 3 (преобразователь излучения) в виде малого пятна. Излучение от искры, которое локально попадает на преобразователь излучения, возбуждает в преобразователе люминесценцию, которая, в свою очередь, определяется в длинноволновой области видимого спектра [10–15]. Основная часть излучения люминесценции попадает на торцы оптических волокон или волоконных жгутов 4. Далее с помощью волокон излучение люминесценции попадает на фотоприемник 5, преобразующий оптический сигнал в электрический. Оптические жгуты или волокна могут располагаться в ряд или в виде двумерной матрицы, как показано на рис. 1 а, б. Такое использование упорядоченного расположения оптических волокон или волоконных жгутов позволяет детектировать местоположение электрической искры по одной или двум координатам. Для исключения попадания на фотоприемник солнечного излучения, излучения от ламп и т. д. используется светофильтр 6, прозрачный в УФ- и коротковолновой областях спектра, который расположен перед объективом или линзой. Преобразователь излучения применяется для уменьшения стоимостных характеристик датчика искрения за счет использования дешевых кремниевых фотоприемников, чувствительность которых определяется в длинноволновой области видимого спектра, а также для увеличения его чувствительности за счет уменьшения затухания в оптических волокнах и согласования длины волны максимальной чувствительности фотоприемника с длиной волны минимального затухания в оптическом волокне.

Люминесценция возбуждается в месте расположения фокального пятна, которое соответствует положению электрической искры в пространстве. Каждому оптическому волокну и фотодиоду, закрепленному за ними, присваивается номер. Таким образом, номер фотодиода, который зарегистрировал сигнал, соответствует координатам положения электрической искры в пространстве.

Для решения задачи фокусировки излучения на преобразователе были смоделированы и оптимизированы две оптические системы и тонкая



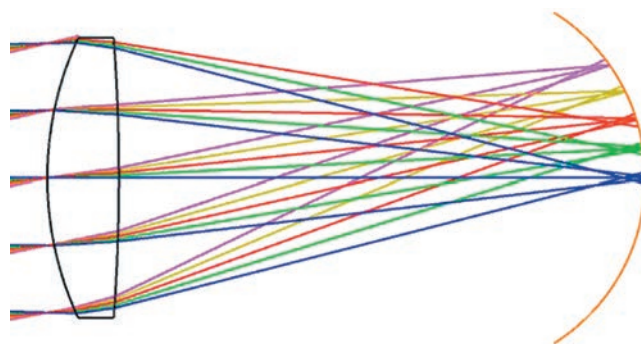
**Рис. 1.** Схема датчика искры: 1 — ход лучей от электрической искры, 2 — линза или объектив, 3 — оптический УФ-фильтр, 4 — пластина из флуоресцентного стекла или полимерной пленки, 5 — передающие оптические волокна или волоконные жгуты, 6 — расположение фотоприемников матричным или линейным рядом. Возможные варианты расположения входных концов передающих оптических волокон или пучков волокон: а) линейное расположение, б) расположение в виде двумерной матрицы.

линза. Расстояние от точечного источника до оптической системы 500 мм, углы падения на оптическую систему от 0 до  $12^\circ$ . Моделирование проводилось для длины волны излучения 365 нм. Расстояние от линзы до преобразователя излучения оптимизировалось таким образом, чтобы геометрический радиус пятна рассеяния имел один порядок и не выходил за пределы диаметра оптических волокон при изменении угла падения.

Фокусное расстояние используемой тонкой линзы 48.20 мм. Изначально система с тонкой линзой имела расстояние от линзы до преобразователя излучения 48.28 мм. После оптимизации расстояние от объектива до преобразователя излучения стало равным 45.65 мм. Угловое разрешение для этой схемы составляет  $0.5^\circ$ . На рис. 2 представлена схема применения сферического расположения оптических волокон в системе с тонкой линзой. Сферическое расположение оптических волокон добавлено для улучшения углового разрешения в схеме с тонкими линзами. Оптимизированы такие параметры, как расстояние до спектрального преобразователя и радиус кривизны детектирующей поверхности. Расстояние до спектрального преобразователя 47.80 мм, радиус кривизны 17.69 мм. Угловое разрешение для этой схемы составило  $0.3^\circ$ . На рис. 3, 4 приведены диаграммы пятна рассеяния при различных углах падения. Видно, что пятно рассеяния меняет свою форму с увеличением угла падения. На рисунках видно, что пятна рассеяния тонкой линзы

при сферическом расположении оптических волокон имеют меньший радиус. При углах падения  $6^\circ$  они сохраняют более овальную форму.

В табл. 1 приведены геометрические радиусы пятна рассеяния для тонкой линзы и для тонкой линзы со сферическим расположением волокон с диапазоном углов  $\pm 12^\circ$ . Из данных, представленных в табл. 1, можно сделать вывод, что с увеличением угла падения увеличивается геометрический радиус пятна рассеяния. Сферическое расположение оптических волокон или волоконных жгутов улучшает пространственные характеристики и позволяет использовать волокна меньшего диаметра за счет уменьшения пятна рассеяния в 2 раза. Однако это усложняет конструкцию не-



**Рис. 2.** Схема с тонкой линзой с использованием сферического расположения оптических волокон или жгутов волокон.

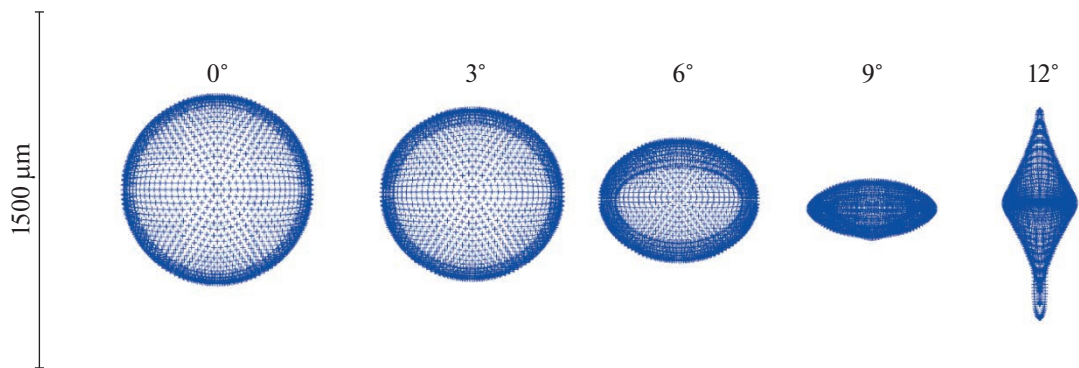


Рис. 3. Диаграммы пятна рассеяния тонкой линзы при разных углах падения.

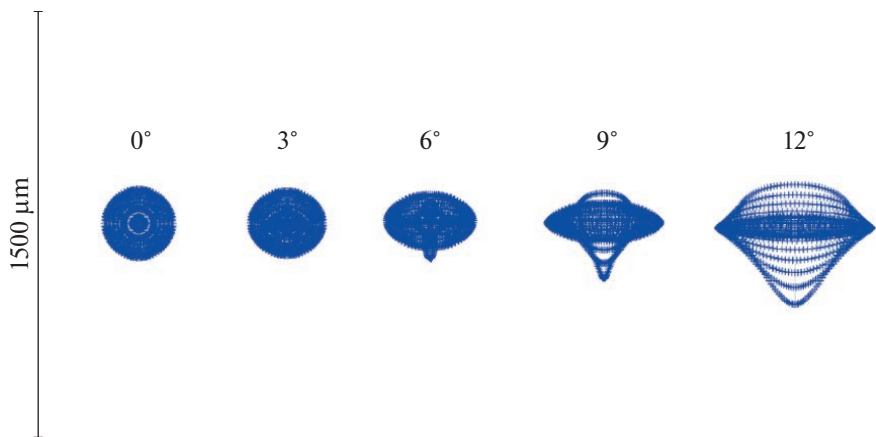


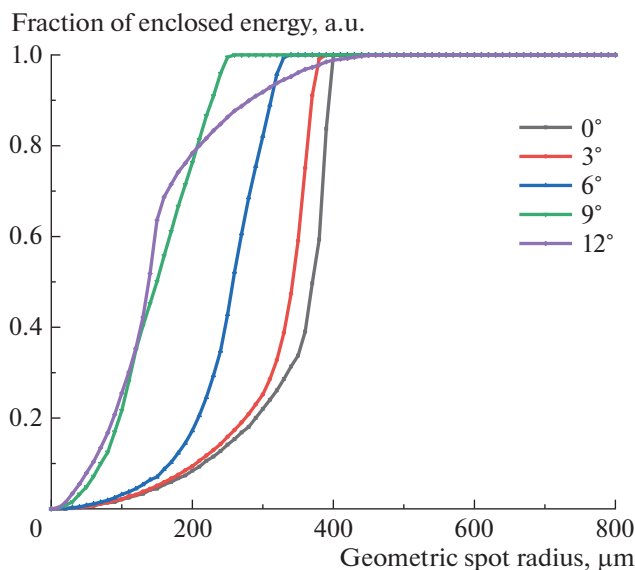
Рис. 4. Диаграммы пятна рассеяния тонкой линзы с использованием сферического расположения оптических волокон при разных углах падения.

обходимостью выполнить преобразователь излучения в сферической форме, либо нанести пленки люминофоров на торцы оптических волокон, что, в свою очередь, является технологически сложным процессом. Из анализа данных табл. 1 следует, что для определения искры в диапазоне

$\pm 12^\circ$  можно использовать оптические волокна с диаметром сердцевины от 550 мкм до 1000 мкм. На рис. 5, 6 представлены графики долей падающего излучения от геометрического радиуса пятна рассеяния при использовании тонкой линзы и тонкой линзы со сферическим расположением оптических волокон. Представленные ниже данные определяют долю падающего излучения на торец волокна или волоконного жгута по отношению к геометрическому радиусу пятна. С помощью таких характеристик возможно качественно оценить необходимый диаметр сердцевины передающих оптических волокон. При использовании тонкой линзы оптимальные диаметры оптического волокна находятся в диапазоне 498–940 мкм. При использовании тонкой линзы со сферическим расположением оптических волокон или жгутов оптимальный диаметр находится в диапазоне 242–550 мкм. Следует учитывать, что эффективность преобразования объемной волны в волноводную моду зависит от числовой апертуры и не может быть больше 30%.

Таблица 1. Геометрические радиусы пятна рассеяния для тонкой линзы в диапазоне углов  $\pm 12^\circ$

| Угол падения | Геометрический радиус пятна рассеяния для тонкой линзы, мкм | Геометрический радиус пятна рассеяния тонкой линзы со сферическим расположением оптических волокон или жгутов волокон, мкм |
|--------------|-------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 0°           | 390.1                                                       | 121.9                                                                                                                      |
| 3°           | 378.3                                                       | 130.7                                                                                                                      |
| 6°           | 327.4                                                       | 155.4                                                                                                                      |
| 9°           | 249.2                                                       | 205.6                                                                                                                      |
| 12°          | 470.9                                                       | 276.1                                                                                                                      |

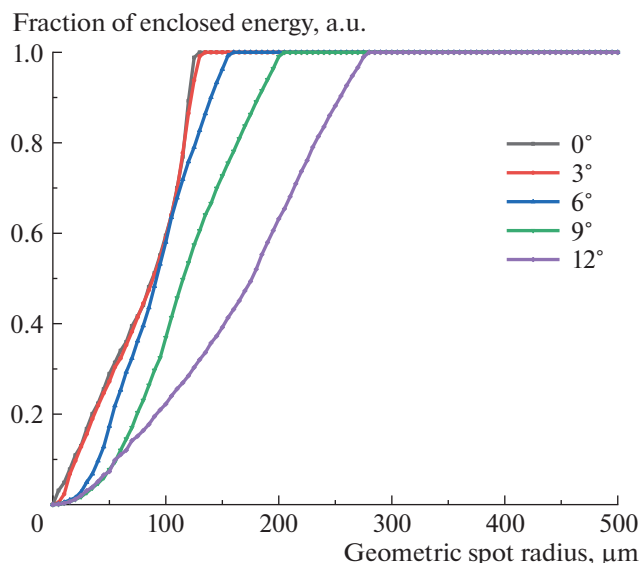


**Рис. 5.** Доля падающего излучения в зависимости от геометрического радиуса пятна рассеяния для тонкой линзы при разных углах падения.

Для эффективного ввода преобразованного излучения лучше всего использовать оптические волокна с заданными оптимальными диаметрами сердцевин, соответствующие максимумам диаметра пятна рассеяния и большими числовыми апертурами. В качестве оптического волокна для объектива можно использовать пластиковое оптическое волокно (POF). В качестве оптического волокна для объектива со сферическим расположением оптических волокон можно использовать волокно с сердцевинкой из кварцевого стекла и полимерной оболочкой (HCS). Основные параметры и эффективность ввода излучения в оптическое волокно представлены в табл. 2. Оптические волокна POF имеют большие значения затухания сигнала по сравнению с HCS-волокном, что, в свою очередь, позволяет использовать их для передачи сигнала на расстояния до 200 м.

Математическое моделирование системы из трех и четырех линз проводилось в диапазоне углов падения  $\pm 12^\circ$  для длины волны излучения 365 нм. Расстояние от источника до оптической системы 500 мм. На рис. 7 показаны конструкции системы с тремя линзами и системы с четырьмя линзами. Система из трех линз имеет фокусное расстояние 58 мм, размер системы 17 мм, расстояние до преобразователя излучения 59.1 мм, геометрический радиус пятна рассеяния 83.5 мкм. Система из четырех линз имеет фокусное расстояние 101 мм, размер системы 19 мм, расстояние до преобразователя излучения 121 мм, геометрический радиус пятна рассеяния 111.2 мкм.

Для достижения наилучшего показателя пространственного разрешения искрового датчика



**Рис. 6.** Доля падающего излучения в зависимости от геометрического радиуса пятна рассеяния для тонкой линзы со сферическим расположением оптических волокон или волоконных жгутов при различных углах падения.

оптимизировано расстояние от линзы до спектрального преобразователя, как и в случае тонкой линзы. Расстояние от объектива до спектрального преобразователя с системой из трех линз равно 59.3 мм, с системой из четырех линз равно 120.9 мм. На рис. 8, 9 приведены диаграммы пятна рассеяния линзовых систем при различных углах падения. В табл. 3 приведен геометрический радиус пятна рассеяния в диапазоне углов  $\pm 12^\circ$  для системы из трех и четырех линз. Результаты показывают, что при изменении угла падения геометрический радиус пятна рассеяния увеличивается постепенно, и он не претерпевает скачкообразных изменений. Угловое разрешение для трехлинзовой оптической системы составляет  $0.125^\circ$ , для четырехлинзовой системы —  $0.1^\circ$ .

При использовании трех- и четырехлинзовых систем оптимальные диаметры волокон находятся в диапазонах 154–237 мкм и 223–300 мкм соответственно. В качестве оптического волокна для трех- и четырехлинзовых систем могут быть использованы волокна с сердцевинкой из кварцевого

**Таблица 2.** Основные параметры оптических волокон

| Параметры                                  | POF      | HCS     |
|--------------------------------------------|----------|---------|
| Диаметр волокна, мкм (сердцевина/оболочка) | 980/1000 | 600/625 |
| Числовая апертура, N.A.                    | 0.500    | 0.4500  |
| Эффективность ввода излучения              | 0.2500   | 0.2025  |

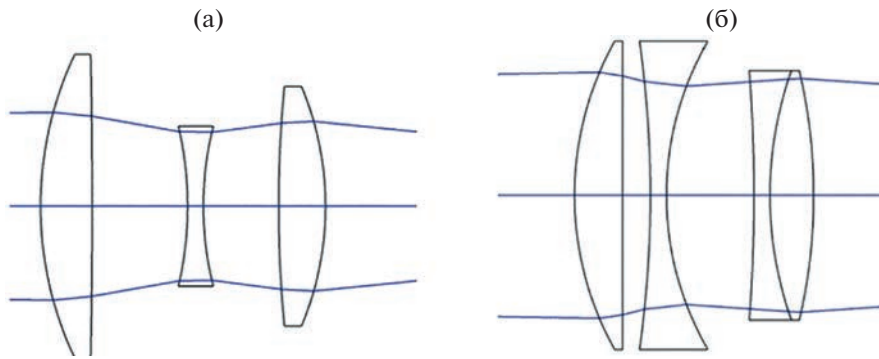


Рис. 7. Объективы оптических систем: а — с тремя линзами, б — с четырьмя линзами.

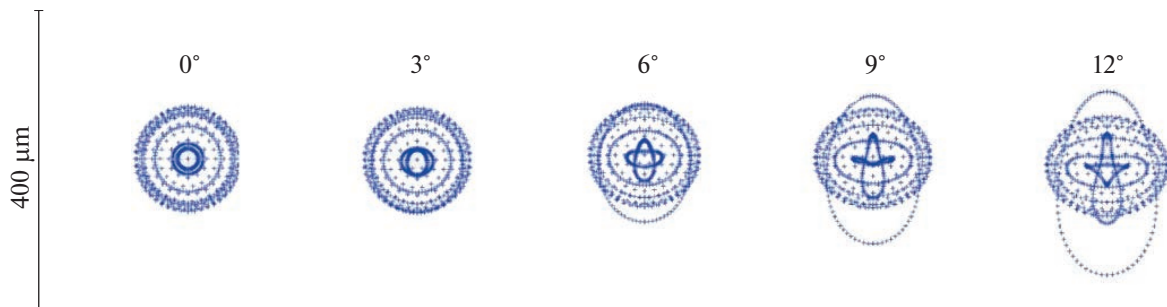


Рис. 8. Диаграммы пятна рассеяния системы с тремя линзами под разными углами падения.

стекла и полимерной оболочкой НСS диаметром 400/425, числовой апертурой 0.45 и эффективностью ввода излучения в оптическое волокно 0.2025. На рис. 10 представлены графики зависимости доли падающего излучения от геометрического радиуса пятна рассеяния системы из трех и четырех линз. Расчеты показывают, что диаметр пятна рассеяния меняется в небольших пределах при всех углах падения.

Эффективность сбора излучения ( $\eta$ ) рассчитывалась для каждой из рассматриваемых линзовых систем. В табл. 4 показаны данные углового разрешения и эффективности сбора света для всех смоделированных систем. Проанализировав получившиеся данные, можно сделать вывод, что

использование системы линз приводит к улучшению углового разрешения оптической системы датчика. Использование сферического расположения оптических волокон или волоконных жгутов позволяет улучшить характеристики углового разрешения оптической системы датчика, как это показано на примере с тонкой линзой. Также представленные результаты дают возможность оценить эффективность сбора света для каждой оптической системы. Все моделированные в работе оптические системы имеют эффективность сбора света более 80%. Линза и линза со сферическим расположением оптических волокон имеют наилучшие характеристики по данному показателю. Оптическая система из трех линз наиболее

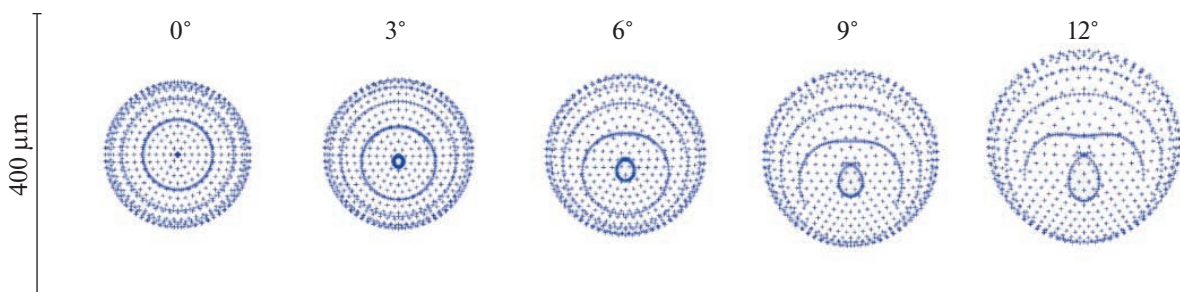


Рис. 9. Диаграммы пятна рассеяния системы с четырьмя линзами под разными углами падения.

**Таблица 3.** Геометрические радиусы пятна рассеяния в диапазоне углов  $\pm 12^\circ$ 

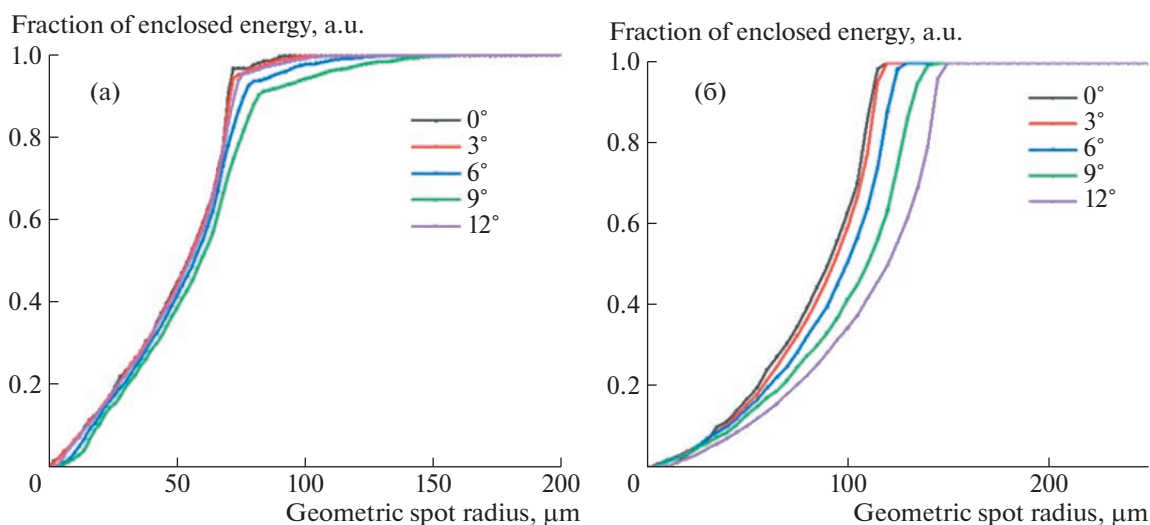
| Угол падения | Геометрический радиус пятна рассеяния системы из трех линз, мкм | Геометрический радиус пятна рассеяния системы из четырех линз, мкм |
|--------------|-----------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| $0^\circ$    | 76.5                                                            | 111.3                                                              |
| $3^\circ$    | 86.2                                                            | 124.1                                                              |
| $6^\circ$    | 97.5                                                            | 128.1                                                              |
| $9^\circ$    | 113.6                                                           | 141.3                                                              |
| $12^\circ$   | 91.4                                                            | 150.4                                                              |

удобна для использования при реализации позиционно-чувствительного искрового датчика, поскольку она компактна, имеет меньший геометрический радиус пятна рассеяния для всех исследованных углов падения и имеет более низкое угловое разрешение, при этом обладает хорошим показателем эффективности сбора излучения. Трехлинзовая система больше подходит для меньшего диаметра торцов оптических волокон. Четырехлинзовая система может использоваться для торцов волокон большего диаметра, она имеет хороший показатель  $\eta$ , но более высокое угловое расширение. Система с тремя линзами имеет меньшее расстояние от линзы до преобразователя излучения, чем система с четырьмя линзами. Это способствует более компактной конструкции датчика искры. Линза и линза со сферическим расположением оптических волокон или волоконных жгутов могут использоваться для торцов волокон с еще большими диаметрами. Эффективность сбора излучения имеет одинаковое зна-

чение, а угловое разрешение линзы со сферическим расположением оптических волокон или волоконных жгутов на  $0.2^\circ$  меньше, что дает этому решению преимущество.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена принципиальная схема позиционно-чувствительного люминесцентного датчика искры со спектральным преобразованием излучения. Использование сферического расположения оптических волокон или волоконных жгутов позволяет уменьшить геометрический радиус пятна рассеяния для всех рассматриваемых углов падения в несколько раз, что дает возможность использовать оптические волокна или жгуты меньшего диаметра и улучшать угловое разрешение датчика. Наибольший радиус пятна рассеяния наблюдается при угле падения  $12^\circ$ , он составляет 470.9 мкм для тонкой линзы и 276.1 мкм для тонкой линзы при сферическом расположении оптических волокон или волоконных жгутов. Показатели эффективности сбора излучения этих систем близки к 96.4% и выше при разных углах падения. Эффективность ввода излучения при этих характеристиках составляет 0.2500 для POF-волокна и 0.2025 для HCS-волокна. Оптическая система с четырьмя линзами имеет хорошие характеристики для использования ее в реализации позиционно-чувствительных датчиков искры. Радиусы геометрических пятен рассеяния при всех рассмотренных углах падения изменяются в диапазоне от 111 до 150 мкм, что является лучшим показателем по сравнению с тонкой линзой. Угловое разрешение четырехлинзовой системы составляет  $0.125^\circ$ . Показатели эффективности сбора света являются наименьшими из рассмотренных

**Рис. 10.** Доля падающего излучения в зависимости от геометрического радиуса пятна рассеяния: **а** — система из трех линз, **б** — система из четырех линз для разных углов падения.

**Таблица 4.** Эффективность сбора излучения и угловое разрешение оптических систем

| Система линз                                                             | $\eta$ при $0^\circ$ , % | $\eta$ при $3^\circ$ , % | $\eta$ при $6^\circ$ , % | $\eta$ при $9^\circ$ , % | $\eta$ при $12^\circ$ , % | Угловое разрешение |
|--------------------------------------------------------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|---------------------------|--------------------|
| Тонкая линза                                                             | 98.9                     | 98.7                     | 97.9                     | 97.1                     | 96.4                      | $0.500^\circ$      |
| Линза со сферическим расположением оптических волокон или жгутов волокон | 98.9                     | 98.6                     | 97.9                     | 97.1                     | 96.5                      | $0.300^\circ$      |
| Система из трех линз                                                     | 93.4                     | 93.2                     | 92.9                     | 92.8                     | 92.7                      | $0.125^\circ$      |
| Система из четырех линз                                                  | 86.6                     | 86.6                     | 86.4                     | 85.5                     | 82.6                      | $0.100^\circ$      |

линзовых систем и составляют 82.6% и более при различных углах падения. Оптическая система с тремя линзами имеет наилучшие характеристики для использования при реализации позиционно-чувствительных датчиков искры. Радиусы геометрических пятен рассеяния при всех рассмотренных углах падения изменяются в диапазоне от 77 до 114 мкм, что является наилучшим показателем по сравнению со всеми рассмотренными системами. Угловое разрешение трехлинзовой системы составляет  $0.112^\circ$ , что является лучшим показателем среди исследуемых систем. Такая система также имеет отличную эффективность сбора излучения со значением более 0.965 при разных углах падения.

#### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках проекта по договору № 17484ГУ/2022, конкурс УМНИК-21(в).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meggers W.F., Corliss C.H., Scribner B.F. Tables of spectral-line intensities V. 32. National Bureau of Standards. 1961.
2. Kazachkov U.P. // Instrum. Exp. Technol. 2009. V. 52. P. 287. <https://doi.org/10.1134/S0020441209020298>
3. Kazachkov U.P. // Tech. Phys. Lett. 2008. V. 34. P. 895. <https://doi.org/10.1134/S1063785008100258>
4. Tang J. // Energies. 2012. V. 5. P. 1490. <http://doi.org/10.3390/en5051490>
5. Agafonova D.S., Sidorov A.I. // J. Opt. Technol. 2011. V. 78. P. 735. <https://doi.org/10.1364/JOT.78.000735>
6. Агафонова Д.С., Сидоров А.И. Патент РФ 2459222. 2010.
7. Agafonova D.S., Sidorov A.I. // J. Opt. Technol. 2020. V. 87. P. 127. <https://doi.org/10.1364/JOT.87.000127>
8. Sidorov A.I., Lisenkova A.E., Tsepich V.P., Goryainov V.S. // J. Opt. Technol. 2020. V. 87. P. 562. <https://doi.org/10.1364/JOT.87.000562>
9. Sidorov A.I., Pleshanov I.M. Патент РФ 2715477. 2020.
10. Agafonova D.S., Sidorov A.I. // Opt. Eng. 2015. V. 54. P. 117107. <https://doi.org/10.1117/1.OE.54.11.117107>
11. Dubrov V.D., Ignatiev A.I., Nikonov N.V., Sidorov A.I., Shakhverdova T.A., Agafonova D.S. // Opt. Mat. 2010. V. 36. P. 753. <https://doi.org/10.1016/j.optmat.2013.11.018>
12. Pleshanov I.M., Agafonova D.S., Belorus A.O., Pastukhov A.I., Sherimov D. // IEEE Int. Conf. on El. Eng. and Phot. (EEExPolytech). 2018. P. 275. <https://doi.org/10.1109/EEExPolytech.2018.8564398>
13. Sgibnev Y.M., Nikonov N.V., Ignatiev A.I. // J. Lum. 2017. V. 188. P. 172. <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2017.04.028>
14. Shestakov M.V., Chibotaru L.F., Tikhomirov V.K., Rodriguez V.D., Velázquez J.J., Moshchalkov V.V. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013. V. 15. P. 15949. <https://doi.org/10.1039/C3CP52681J>
15. Marasanov D.V., Mironov L.Y., Sgibnev Y.M., Kolesnikov I.E., Nikonov N.V. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2020. V. 22. P. 23342. <https://doi.org/10.1039/D0CP02786C>

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

УДК 550.834.08

**ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТЕЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОПТОВОЛОКОННОЙ  
СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ СО СПИРАЛЬНЫМ ВОЛОКНОМ  
ПРИ ПРОВЕДЕНИИ МЕЖСКВАЖИННОГО  
СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ<sup>1</sup>**

© 2023 г. А. В. Чугаев<sup>а,\*</sup>, А. И. Кузнецов<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Горный институт УрО РАН  
Россия, 614007, Пермь, ул. Сибирская, 78-А

\*e-mail: chugaev@mi-perm.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 15.03.2023 г.

Принята к публикации 30.03.2023 г.

Для расширения возможностей решения геофизических задач с помощью оптоволоконных распределенных систем регистрации акустических волн выполнено сравнение сигналов, полученных традиционными гидрофонами и распределенной оптоволоконной системой с применением кабеля, содержащего прямое и спиральное волокна. Исследования проведены способом межскважинного сейсмического просвечивания. Рассмотрена возможность выделения прямых и преломленных головных волн, зарегистрированных распределенной оптоволоконной системой, и получения с их помощью геолого-геофизической информации о состоянии массива. Показано, что при использовании спирально уложенного волокна первые вступления прямой продольной волны могут быть прослежены для проведения межскважинного просвечивания массива и оценки скоростной характеристики способом межскважинной томографии на прямых волнах. Как для прямого, так и для спирального волокна суммирование головных волн позволяет получать достаточно четкие вступления головной волны даже в сухой части скважины и использовать его для определения скоростей продольных волн околоскважинного массива. Состав волнового поля межскважинного просвечивания зависит от диаграмм направленности как источника, так и приемника упругих колебаний. Применение систем многократных перекрытий позволяет варьировать состав регистрируемого волнового поля за счет взаимного расположения приемной и возбуждающей линий в зависимости от решаемых задач.

DOI: 10.31857/S0032816223050087, EDN: ZJFDCJ

**ВВЕДЕНИЕ**

Система распределенных оптоволоконных акустических датчиков (Distributed Acoustic Sensing – DAS) – активно развивающаяся технология, позволяющая в перспективе существенно расширить возможности сейсмических исследований. Распределенные датчики с применением оптоволоконного кабеля позволяют на несколько порядков увеличить количество каналов, одновременно выполняющих регистрацию акустических сигналов. В последние годы появляется все больше сообщений о внедрении DAS в практику сейсморазведки [1, 2]. Преимущественно работы проводятся по методике вертикального сейсмопрофилирования в скважинах [3–5].

На Верхнекамском месторождении одним из методов контроля устойчивости массива на аварийных и предаварийных участках является межскважинное просвечивание на проходящих, отраженных и преломленных волнах [6].

Предыдущие исследования показали принципиальную возможность применения системы DAS для выполнения работ такого рода [7]. Однако существует ряд практических моментов, которые в настоящее время затрудняют применение технологии. Во-первых, диаграмма направленности прямого волокна ограничивает диапазон углов падения волны, при которых возможна регистрация полезного сигнала [8]. Во-вторых, амплитудно-частотная характеристика регистрирующей системы зависит от соотношения базы приема DAS и видимой длины волны. Поскольку система DAS регистрирует интегральное значение растяжения волокна на выбранной базе приема, то она выступает в качестве прямоугольного оконного филь-

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

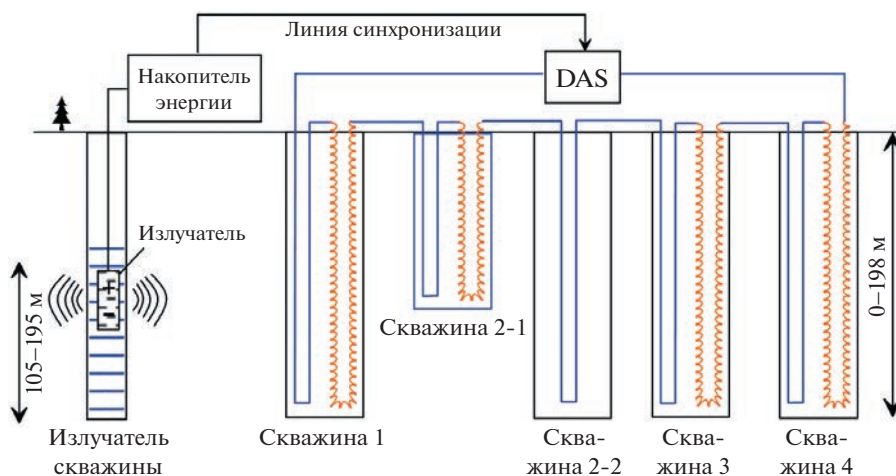


Рис. 1. Схема возбуждения сейсмоакустических колебаний и регистрации системой DAS.

тра, каким является протяженный линейный приемник, аналогично группированию точечных датчиков [9].

Для выполнения межскважинного акустического просвечивания с помощью системы DAS необходимо решить задачи изменения ее направленности для повышения чувствительности в отношении целевых сейсмических волн и выравнивания амплитудно-частотной характеристики регистрирующей системы.

### ПРИМЕНЕНИЕ КАБЕЛЯ СО СПИРАЛЬНЫМ ВОЛОКНОМ

Изменение диаграммы направленности возможно путем применения кабеля с особым уложением волокна [10–12]. Технологически самым доступным способом является спиральная намотка. При спиральной намотке длина волокна в кабеле будет увеличиваться, следовательно, при сохранении оптической длины базы приема эффективная база приема (линейный размер массива, прилегающего к кабелю) уменьшается. Оптическое волокно в таком кабеле должно обеспечивать устойчивость к изгибу и сохранение приемлемого значения затухания. Для волокна стандарта G657.A2 эффективный радиус изгиба, при котором не происходит значительного увеличения затухания, составляет 30 мм. Исходя из такого значения радиуса и угла намотки  $40^\circ$ , для выполнения как поверхностных, так и скважинных сейсмических измерений спроектирован кабель, содержащий одновременно прямое и спиральное волокна. Внешний диаметр кабеля составляет 32.6 мм, масса 721 кг/км. Затухание в реальном кабеле составило порядка 0.3 дБ на километр оптической длины спирального волокна и 0.17 дБ на километр для прямого волокна.

Теоретическая диаграмма направленности кабеля при регистрации продольных волн симметрична относительно оси кабеля и зависит от угла намотки  $\theta$  ( $0^\circ$  для прямого волокна) и угла падения волны  $\alpha$  ( $0^\circ$  при распространении вдоль кабеля) в соответствии с выражением [10]:

$$D_p(\alpha, \theta) = \cos^2 \alpha \cos^2 \theta + (\sin^2 \alpha \sin^2 \theta)/2. \quad (1)$$

Амплитудно-частотная характеристика кабеля со спиральным волокном может быть найдена как [13]

$$A_L(\alpha, \theta, f) = A_0 \frac{V}{2\pi f_a} \left( 1 - \cos \left( \frac{2\pi L f_a}{V} \right) \right) D_p(\alpha, \theta), \quad (2)$$

где  $f_a = f |\cos \alpha|$  – видимая частота сигнала,  $V$  – скорость волны в среде,  $L$  – оптическая база приема.

### РЕГИСТРАЦИЯ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Для изучения возможностей системы DAS с применением кабеля, содержащего спиральное волокно, выполнена серия экспериментов по регистрации акустических сигналов, возбуждаемых источником упругих волн с известными параметрами, и проведено сравнение со стандартными сейсмическими датчиками. В данном случае использовались пьезокерамические гидрофоны совместно с сейсмоакустической станцией IS-128.

Регистрация DAS осуществлялась с помощью интеррогатора iDAS2 Silixa и оптоволоконной линии, смонтированной одновременно в пяти скважинах (рис. 1). Параметры системы наблюдения (табл. 1) обеспечивали возможность регистрации акустических сигналов с верхней границы спектра до 1250 Гц.

Оптическая линия организована по схеме кольца, т.е. концы линии физически приходят в

один оптический шкаф. Это, во-первых, облегчает тестирование линии на целостность, а во-вторых, позволяет проводить запись поочередно в обе стороны, уменьшая эффект затухания оптического сигнала.

Акустический сигнал в скважине возбуждался электроискровым источником с единичным воздействием 2.5 кДж. Накопитель электрической энергии, расположенный на поверхности, по магистральному кабелю подавал разряд на излучатель в скважине. Излучатель перемещался по скважине в интервале глубин 105–195 м. На каждом пункте возбуждения выполнялось 16 накоплений регистрируемого сигнала для последующего суммирования и повышения отношения сигнал/шум. В момент возбуждения накопитель подавал синхронизирующий импульс по проводной линии на вход интеррогатора DAS для начала регистрации. Все скважины обсажены пластиковой колонной ПВХ и заполнены водой, начиная с глубины 100 м. Выше 100 м воды нет ни в трубе, ни в затрубном пространстве.

Анализ волнового поля показал, что при межскважинном просвечивании на изучаемом участке наиболее интенсивными являются прямая проходящая и головная волны, также присутствуют отраженные волны [6]. Диаграммы направленности и схема подхода лучей при межскважинном просвечивании приведены на рис. 2.

Схема хода лучей для прямого параллельного просвечивания и головных волн приведена на рис. 3. Необходимо отметить, что диаграммы направленности излучателя и гидрофонов практически совпадают, в то время как для оптоволоконных датчиков диаграммы направленности существенно отличаются, что необходимо учитывать при анализе волнового поля.

## СРАВНЕНИЕ ВОЛНОВЫХ КАРТИН

Для сравнения волновых картин необходимо преобразовать сигнал растяжения волокна, полученный оптоволоконной системой регистрации, к традиционному представлению скорости смещения частиц при ее регистрации велосиметрами. Для этого сигнал DAS необходимо проинтегрировать по времени [14].

### *Прямые волны при параллельном просвечивании*

На рис. 4 приведено сравнение сейсмограмм, полученных гидрофонами, системой DAS на спиральном и прямом волокнах в сортировке прямого параллельного просвечивания, когда источник и приемник располагаются на одной глубине. Сейсмограмма, полученная с помощью системы DAS на спиральном кабеле, позволяет уверенно выделять первые вступления прямой продольной волны, пришедшей по нормали к кабелю. Запись,

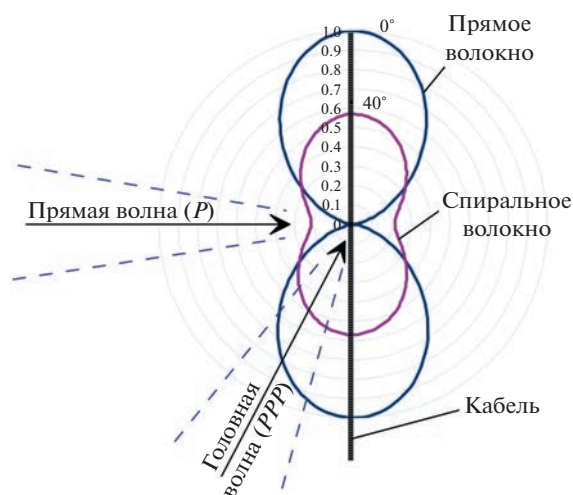
**Таблица 1.** Параметры системы наблюдения

| Наименование параметра                              | Значение |
|-----------------------------------------------------|----------|
| Общая оптическая длина приемной линии, м            | 6300     |
| Суммарная длина полезных участков приемной линии, м | 3100     |
| Шаг пунктов приема, м                               | 0.5      |
| Количество регистрирующих каналов в скважинах       | 6200     |
| Общее оптическое затухание на линии, дБ             | 3.5      |
| База приема (Gauge length), м                       | 10       |
| Длина записи, мс                                    | 300      |
| Шаг дискретизации по времени, мс                    | 0.2      |

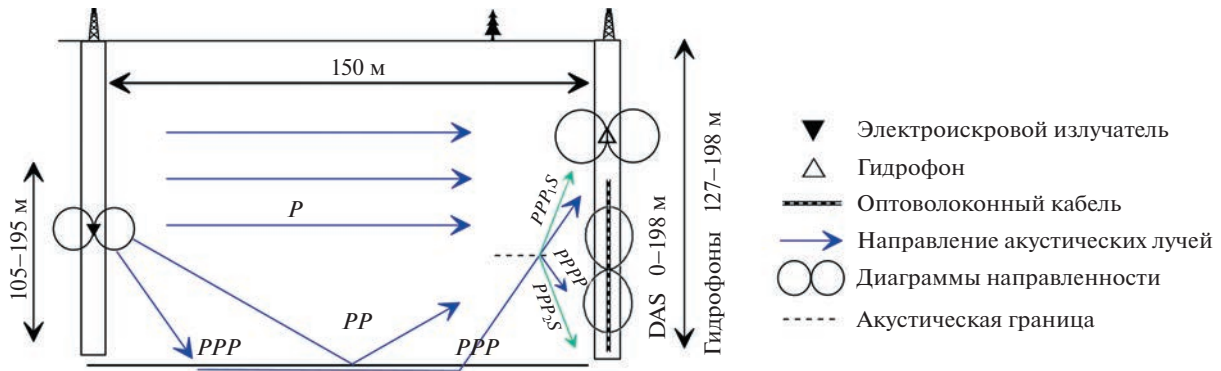
следующая за первыми вступлениями прямой волны, имеет существенные отличия, по всей видимости, связанные с различными амплитудно-частотными характеристиками систем регистрации. На сейсмограмме с прямого кабеля первые вступления прямой волны не наблюдаются.

Частотные составы сигналов гидрофонов и спирального кабеля в целом весьма близки, максимумы спектров совпадают, в то время как для прямого кабеля спектр смещен в область более низких частот.

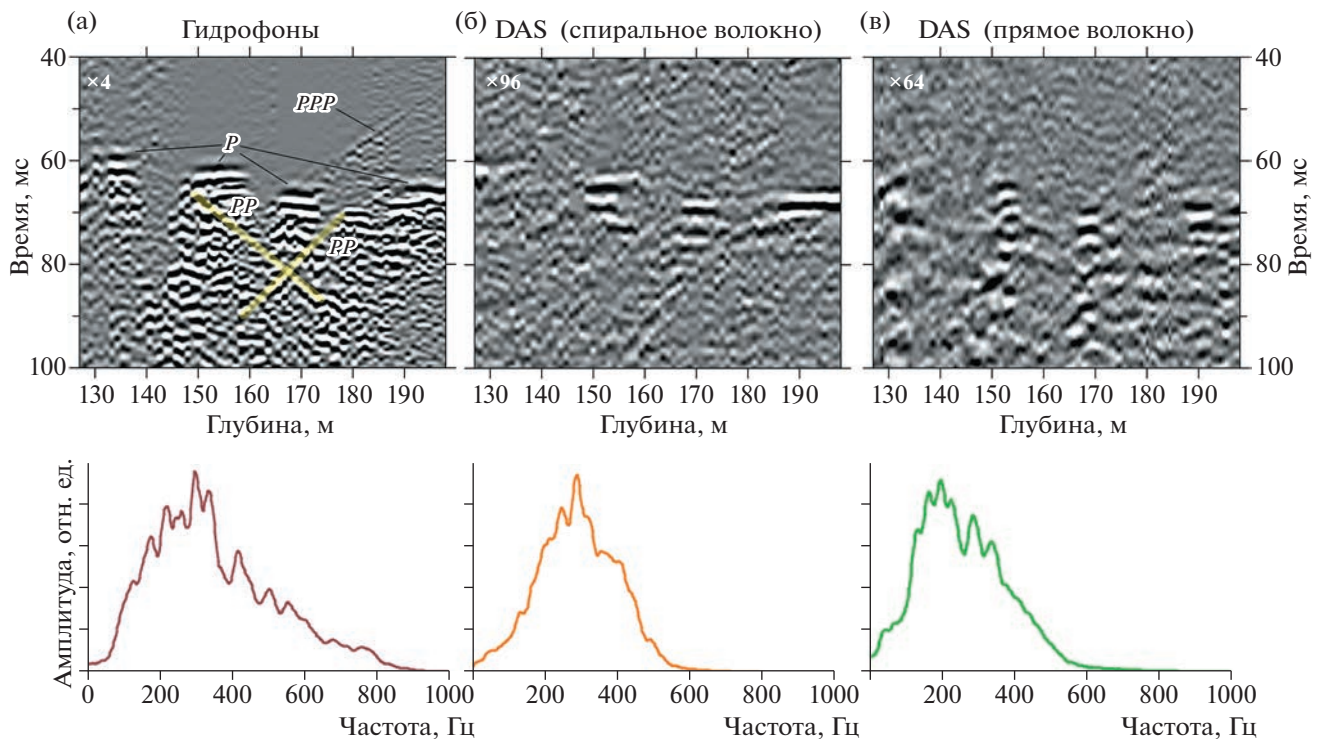
Также выполнено потрассное сравнение сигналов (рис. 5). Первые вступления прямой волны практически совпадают для гидрофонов и спирального кабеля, в то время как для прямого кабе-



**Рис. 2.** Диаграммы направленности кабеля, содержащего прямое (0°) и спиральное волокно (40°), с направлениями прихода наиболее интенсивных волн.



**Рис. 3.** Схема хода лучей при прямом параллельном просвечивании.  $P$  — прямая продольная волна,  $PP$  — отраженная продольная волна,  $PPP$  — головная преломленная волна,  $PPPP$  — преломлено-отраженная волна.  $PPP_1S$  — обменная проходящая головная волна,  $PPP_2S$  — обменная преломлено-отраженная волна.



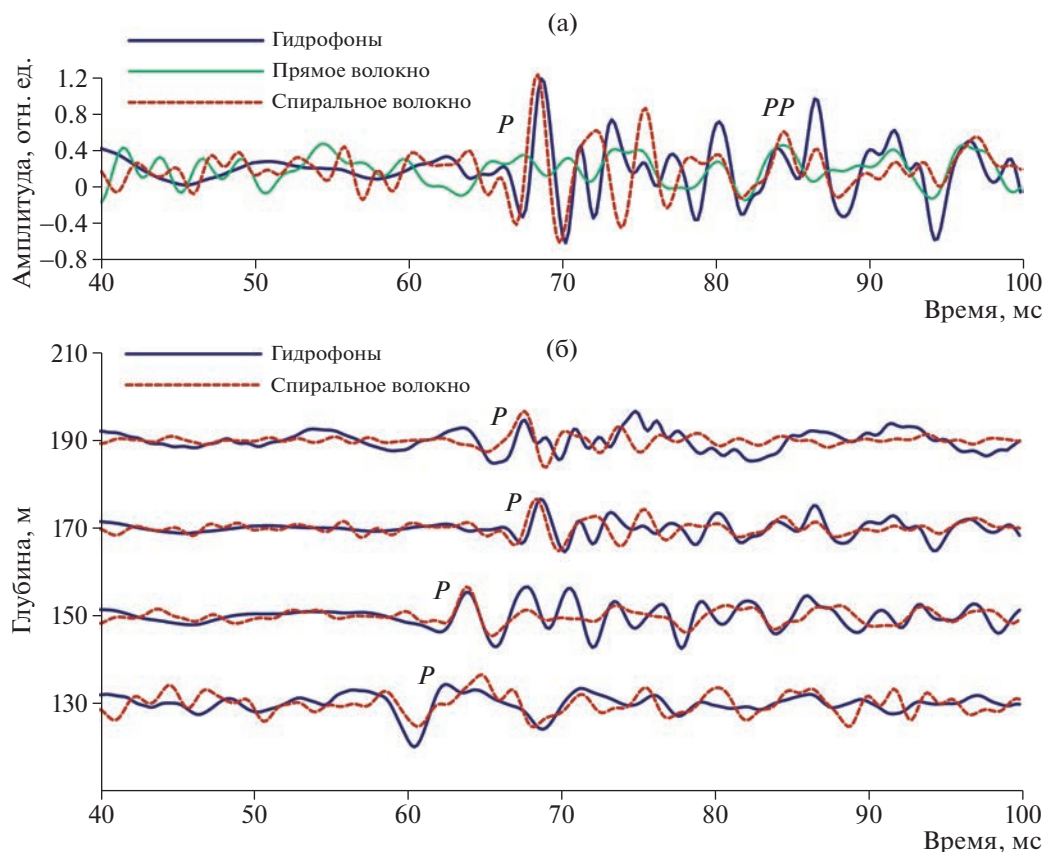
**Рис. 4.** Вверху — сейсмограммы прямого параллельного просвечивания при регистрации с помощью гидрофонов (а) и оптоволоконной системой DAS на спиральном (б) и прямом (в) волокнах; внизу — их спектры.

ля корреляция отсутствует. На некоторых участках, в частности при временах 82 и 95 мс (рис. 5а), сигналы всех трех систем имеют высокую степень корреляции. При этих временах регистрируются отраженные волны, попадающие в зону высокой чувствительности как спирального, так и прямого волокна. Сравнение сигналов гидрофонов и спирального кабеля на различных глубинах (рис. 5б) дает возможность оценить отклонение времени регистрации первых вступлений, которое составляет не более 0.6 мс. В последующей записи вид-

но расхождение кривых за счет различного частотного состава.

### Преломленные головные волны

Сравнение головных волн выполнено по суммированным сейсмограммам, позволяющим существенно повысить отношение сигнал/шум поля головных волн по сравнению с однократными сейсмограммами. Этот способ основан на свойстве головных волн, относительная волновая картина



**Рис. 5.** Сравнение сейсмотрасс при параллельном просвечивании: **а** – гидрофонов, спирального и прямого волокон при глубине источника и приемника 170 м; **б** – гидрофонов и спирального волокна на различных глубинах.

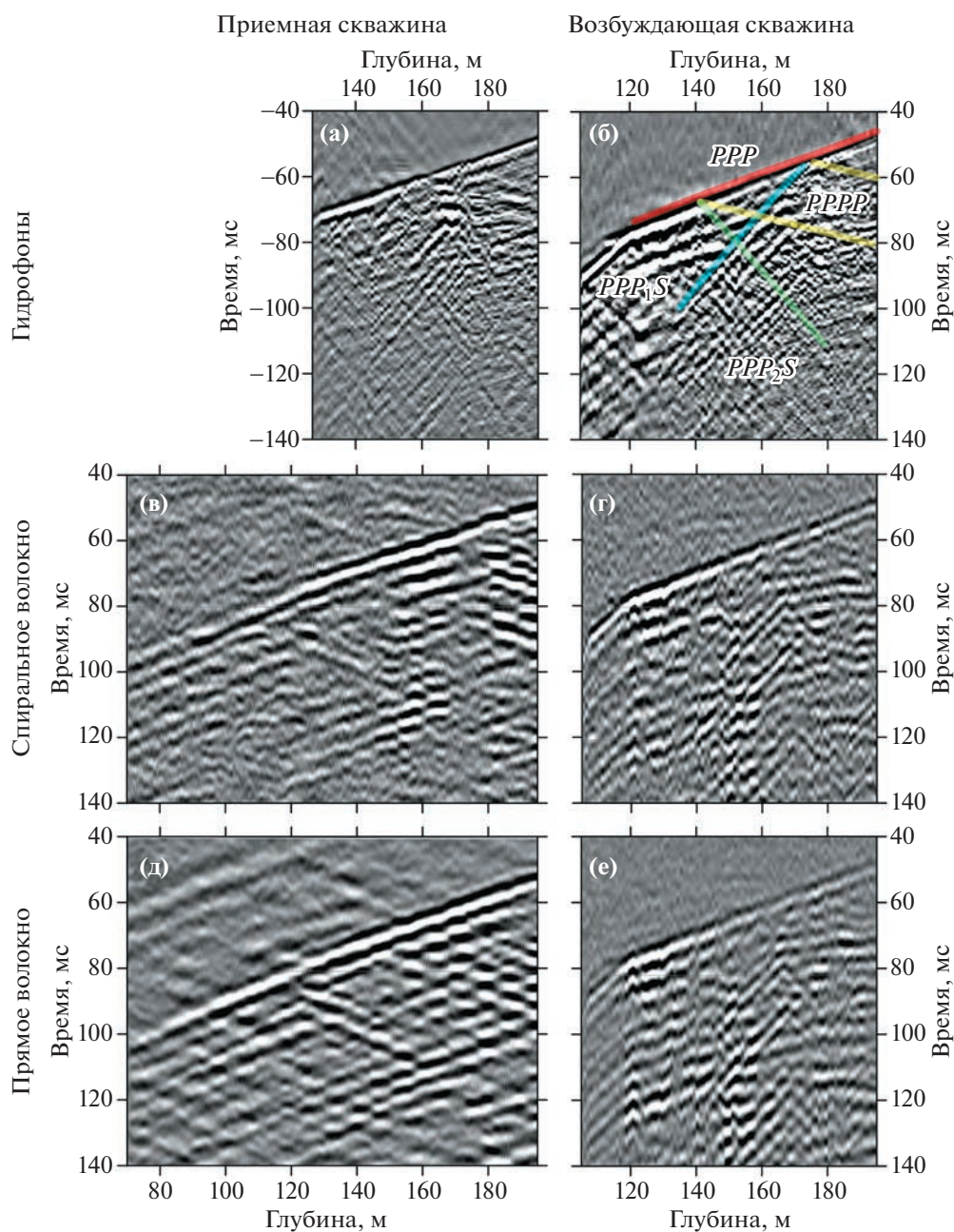
которых практически не меняется при перемещении источника колебаний вдоль излучающей скважины [15]. Используя свойство взаимности источника и приемника, такие суммарные сейсмограммы можно получить как для приемной (рис. 6а, 6в, 6д), так и для излучающей скважины (рис. 6б, 6г, 6е). Кратность суммирования зависит от количества пунктов приема или возбуждения и может составлять до 200 накоплений. Учитывая количество накоплений на одном пункте возбуждения, общая кратность может превышать 1000.

В условиях плоской преломляющей границы (в рассматриваемом примере представленной кровлей солей) головные волны имеют плоский фронт, падающий на приемную линию в скважине под углом  $\sim 60^\circ$ . При падении головной волны на горизонтальную акустическую границу возникает классический набор проходящих и отраженных продольных  $P$  и обменных поперечных  $S$  волн (рис. 6б, схему хода лучей см. на рис. 3). Поскольку регистрация поперечных волн гидрофонами в скважинном флюиде физически невозможна, по всей видимости, на стенках скважины происходит еще один обмен из поперечной в про-

дольную волну, что позволяет наблюдать эти волны на сейсмограммах.

Волновые картины, полученные гидрофонами у приемной и излучающей скважин, весьма схожи, на них присутствует весь набор отраженных и обменных волн, что легко объяснить сходными диаграммами направленности электроискрового излучателя в скважине и гидрофонов, имеющими максимум чувствительности по нормали к скважине. Диаграмма направленности оптоволоконного кабеля существенно отличается и имеет максимум чувствительности вдоль оси скважины. Этим обуславливается отсутствие обменных волн ( $PPP_1S$  и  $PPP_2S$ , см. рис. 3 и 6б) на сейсмограммах DAS в приемной скважине. В то же время при пересортировке к общему пункту приема (рис. 6г, 6е) волновая картина более похожа на ту, что наблюдается при использовании гидрофонов. В частности, становятся отчетливо различимы обменные проходящие и отраженные поперечные волны.

Таким образом, волновое поле определяется диаграммой направленности как регистрирующей системы, так и излучателя, что позволяет варьировать его состав за счет взаимного расположения линий возбуждения и приема.



**Рис. 6.** Сравнение суммированных сейсмограмм головных волн: **а, б** – гидрофонов; **в, г** – спирального кабеля; **д, е** – прямого кабеля – для приемной скважины (**а, в, д**) и излучающей скважины (**б, г, е**). *PPP* – продольная головная волна; *PPPP* – продольная головная волна, отраженная от горизонтальной границы; *PPP<sub>1</sub>S* – проходящая обменная головная волна; *PPP<sub>2</sub>S* – отраженно-обменная головная волна.

Еще одним важным результатом является наличие регистрируемого сигнала за пределами обводненной части скважины (глубины 70–100 м на рис. 6в, 6д). Факт присутствия сигнала в сухой части скважины можно объяснить высокой кратностью суммирования (более 1000), а также тем, что тяжелый кабель плотно прилегает к стенке, что является достаточным для приема акустического сигнала.

## ВЫВОДЫ

Испытание распределенной оптоволоконной системы со спиральным уложением волокна позволило экспериментально подтвердить возможность приема акустических сигналов, падающих по нормали к кабелю. Интенсивность сигнала при регистрации системой DAS существенно ниже, чем при использовании гидрофонов, тем не менее первые вступления достаточно уверенно

коррелируются и могут быть прослежены. Это позволяет проводить межскважинное просвечивание массива для оценки скоростной характеристики с использованием межскважинной томографии на прямых волнах.

При регистрации прямых продольных волн кабелем с прямым волокном корреляция практически отсутствует. Одновременно с этим на сейсмограммах присутствуют отраженные волны. Необходимо дальнейшее изучение волнового поля для оценки возможности построения разреза отраженных волн, зарегистрированных прямым кабелем.

При изучении головных волн на спиральном волокне регистрируется менее интенсивный сигнал, чем на прямом, однако его частотный состав шире за счет меньшего интервала породного массива, приходящегося на оптическую базу приема спирального кабеля. Как для прямого, так и для спирального кабеля суммирование головных волн позволяет регистрировать достаточно четкие вступления головной волны в сухой части скважины, что позволяет использовать его для определения скоростей продольных волн около-скважинного массива даже в сухих скважинах.

Состав волнового поля межскважинного просвечивания зависит от диаграмм направленности как источника, так и приемника упругих колебаний. Применение систем многократных перекрытий позволяет варьировать состав регистрируемого волнового поля за счет взаимного расположения приемной и возбуждающей линий в зависимости от решаемых задач.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 20-45-596032.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mateeva A., Mestayer J., Cox B., Kiyashchenko D., Wills P., Lopez J., Grandi S., Hornman K., Lumens P., Franzen A., Hill D., Roy J.* Advances in distributed acoustic sensing (DAS) for VSP // SEG Technical Program Expanded Abstracts 2012. Society of Exploration Geophysicists, 2012. <https://doi.org/10.1190/segam2012-0739.1>
2. *Cai Z., Yu G., Zhang Q., Zhao Y., Chen Y., Jin Y., Zhao H.* Comparative Research between DAS-VSP and Conventional VSP Data // SEG Global Meeting Abstracts. 2016. P. 81. <https://doi.org/10.1190/RP2016-022>
3. *Судакова М.С., Белов М.В., Понимаскин А.О., Пирогова А.С., Токарев М.Ю., Колубакин А.А.* // Геофизика. 2021. № 6. С. 110. EDN: RNPIBI
4. *Gorshkov B.G., Alekseev A.E., Simikin D.E., Taranov M.A., Zhukov K.M., Potapov V.T.* // Sensors. 2022. V. 22. P. 9482. <https://doi.org/10.3390/s22239482>
5. *Bakulin A., Golikov P., Smith R., Erickson K., Silvestrov I., Al-Ali M.* Smart DAS uphole acquisition system for near-surface characterization and imaging // SEG Technical Program Expanded Abstracts. 2018. P. 201. <https://doi.org/10.1190/segam2018-2995883.1>
6. *Чугаев А.В., Тарантин М.В., Санфиров И.А.* // Геология и геофизика. 2023. Т. 64. № 2. С. 293. EDN: MMQNLI <https://doi.org/10.15372/GiG2022119>
7. *Чугаев А.В., Кузнецов А.И.* // Горное эхо. 2022. № 3 (88). С. 42. EDN: DYLFGL. <https://doi.org/10.7242/echo.2022.3.7>
8. *Bona A., Dean T., Correa J., Pevzner R., Tertyshnikov K.V., Van Zaanen L.* // 79th EAGE Conference and Exhibition 2017. Netherlands: EAGE Publications BV, 2017. <https://doi.org/10.3997/2214-4609.201701200>
9. *Parker T., Shatalin S., Farhadiroushan M.* // First Break. 2014. V. 32 (2). P. 61. <https://doi.org/10.3997/1365-2397.2013034>
10. *Kuvshinov B.N.* // Geophys Prospect. 2016. V. 64 (3). P. 671. <https://doi.org/10.1111/1365-2478.12303>
11. *Innanen K.* Determination of seismic-tensor strain from Helical Wound Cable-Distributed Acoustic Sensing cable with arbitrary and nested-helix winds // SEG Technical Program Expanded Abstracts 2017. Society of Exploration Geophysicists, 2017. P. 926. <https://doi.org/10.1190/segam2017-17664060.1>
12. *Egorov A., Charara M., Alfataierge E., Bakulin A.* Realistic modeling of surface seismic and VSP using DAS with straight and shaped fibers of variable gauge length // First International Meeting for Applied Geoscience & Energy Expanded Abstracts. USA, OK, Tulsa: Society of Exploration Geophysicists, 2021. P. 184. <https://doi.org/10.1190/segam2021-3576626.1>
13. *Чугаев А.В., Тарантин М.В.* // Горные науки и технологии. 2023. Т. 8. № 1. <https://doi.org/10.17073/2500-0632-2022-06-10>
14. *Correa J., Egorov A., Tertyshnikov K., Bona A., Roman R., Dean T., Freifeld B., Marshall S.* // The Leading Edge. 2017. V. 36. P. 962. <https://doi.org/10.1190/tle36120994a1.1>
15. *Чугаев А.В., Санфиров И.А., Тарантин М.В., Томилов К.Ю.* // Геофизика. 2020. № 5. С. 4. EDN: IVWWVL

# ПОКРЫТИЯ ОКСИДА ОЛОВА (IV) С РАЗЛИЧНОЙ МОРФОЛОГИЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ УТОНЕННОГО КВАРЦЕВОГО ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СЕНСОРИКЕ<sup>1</sup>

© 2023 г. Д. П. Судас<sup>a,b,\*</sup>, П. И. Кузнецов<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
Россия, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

<sup>b</sup>Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН  
Россия, 141190, Фрязино Московской обл., пл. Введенского, 1

\*e-mail: dmitriisudas@mail.ru

Поступила в редакцию 02.03.2023 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2023 г.

Получены и экспериментально охарактеризованы тонкопленочные покрытия оксида олова на поверхности химически утоненной секции одномодового кварцевого световода. Материалы синтезировались на поверхности волокна методом химического парофазного осаждения из металлоорганических соединений (МОСVD). Для изменения морфологии поверхности использовалось разное количество тетраметила олова ( $\text{SnMe}_4$ ), подаваемого газом-носителем (осушенным воздухом) в зону осаждения путем варьирования температуры испарителя с реагентом. При осаждении фиксировался в реальном времени спектр пропускания оптического тракта, а температура испарителя в экспериментах менялась от  $-20^\circ\text{C}$  до  $+20^\circ\text{C}$ . После изучения поверхности на сканирующем электронном микроскопе осажденные пленки тестировались на химическую стойкость к водному раствору серной кислоты и проводилась оценка чувствительности резонанса затухающей моды (LMR) к изменению показателя преломления окружающей среды в диапазоне от 1.35 до 1.41. Образцы, полученные при более высоких расходах реагента, продемонстрировали большую чувствительность резонанса, равную 3800 нм/единицу показателя преломления (ЕПП) для ТМ-составляющей первого порядка резонанса, но такие покрытия заметно растворяются в концентрированных растворах серной кислоты, в отличие от покрытий, полученных при малых расходах реагента.

DOI: 10.31857/S0032816223050221, EDN: ZVIYBQ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Полностью волоконные сенсорные устройства в последние два десятилетия активно применяются в разнообразных отраслях промышленности, медицины и в прикладной науке [1–4]. Манипулируя геометрией [2, 5], показателем преломления и составом кварцевого стекла [6–8], можно адаптировать оптический световод под различные задачи, основанные на взаимодействии с энергией, распространяющейся по сердцевине этого волокна. Чтобы усилить это взаимодействие, необходимо использовать оптические волокна, геометрия которых на некотором участке изменена химическим утонением [9], термическим растяжением [10] или боковой полировкой [11]. Такие подходы

применяются как в оптоволоконных датчиках [4, 9–11], так и в импульсных лазерах [12–14].

Часть энергии, распространяющейся за пределами сердцевины оптического волокна, называется эванесцентным полем [15, 16]. Размер этого поля зависит от соотношений показателей преломления оболочки и сердцевины, а также от их толщин. При локальном уменьшении размера светотражающей оболочки существенная часть распространяющейся энергии выходит за пределы световода [17], что облегчает взаимодействие с распространяющимся по сердцевине светом. Величина рассеяния выходящего излучения из утоненной секции волокна зависит от показателя преломления окружающей среды и влияет на общий уровень “серых потерь” в оптическом тракте. Если на боковую поверхность утоненного на некоторой длине волокна (тейпера) нанести оптически прозрачный материал, то под влиянием фундаментальной моды световода в покрывающем слое будут возбуждаться собственные моды

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

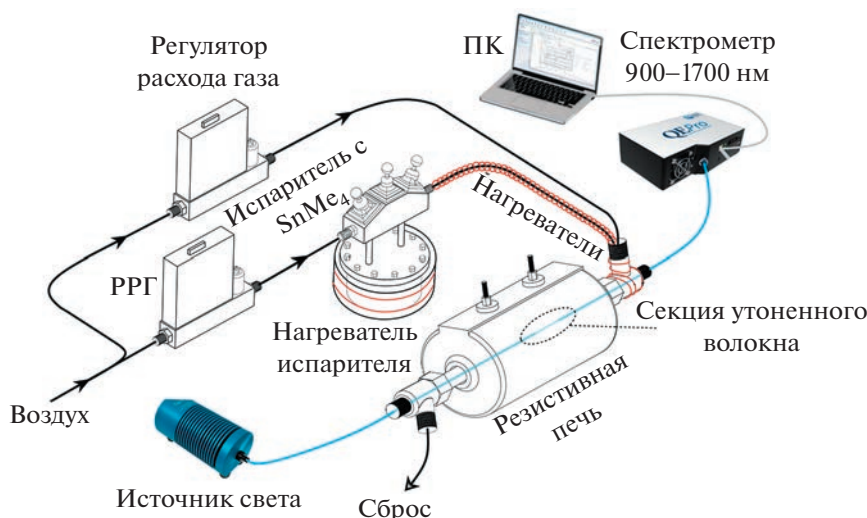


Рис. 1. Схема нанесения тонкопленочных покрытий  $\text{SnO}_2$  на поверхность утоненной секции волоконного световода.

планарного световода. Благодаря эффекту связи мод часть энергии из сердцевины будет передаваться в покрывающую пленку и рассеиваться. На практике это выглядит как провал в спектре пропускания в коротком интервале длин волн с четко определяющимся экстремумом [9–11, 18–20]. Положение и глубина резонанса зависят от показателей преломления слоев световода окружающей среды, а также от материала покрытия и его толщины [4, 21]. Это явление в литературе широко известно как резонанс затухающей моды (LMR) [18]. Следовательно, изменение показателя преломления среды, в которую помещено утоненное волокно с покрытием, приведет к эквивалентному изменению спектрального положения резонанса. На этом принципе основаны волоконные сенсоры, регистрирующие изменение показателя преломления различных сред, а значит, состава [22], влажности [9], температуры [23] и т. д.

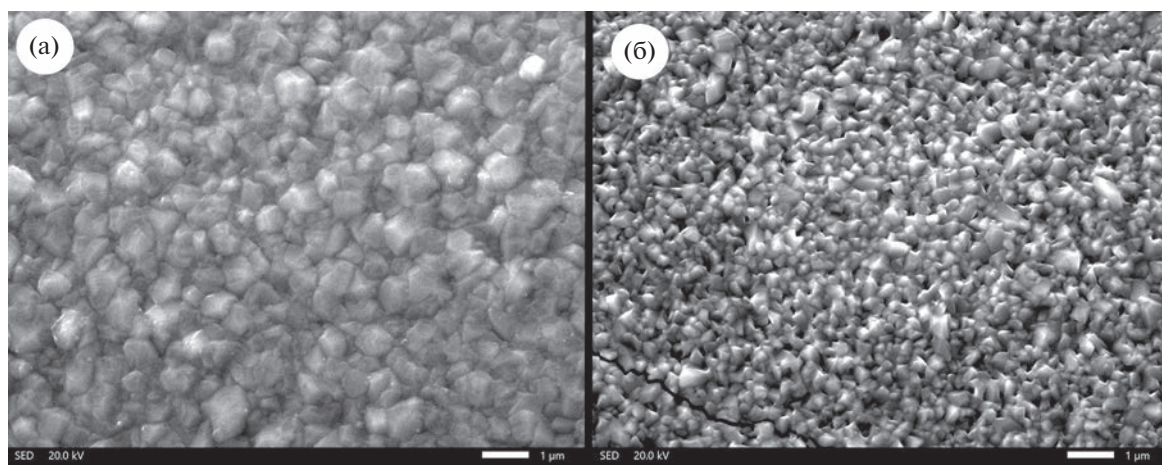
Для формирования резонанса необходимо, чтобы покрытие, нанесенное на волоконный световод, удовлетворяло некоторым требованиям, подробно описанным в работах [24–26]. Примерами таких материалов являются оксиды олова, титана, индия и их сочетания. Важным фактом является то, что чем больше величина показателя преломления покрытия, тем выше чувствительность резонанса к изменению оптической плотности внешней среды [26]. Кроме того, в зависимости от условий синтеза материалов у покрытия могут различаться (и будут различаться) оптические константы и качество поверхности, в том числе шероховатость. Это приводит к тому, что один и тот же материал, примененный в создании волоконного рефрактометра на эффекте LMR, при одинаковой толщине может дать различные параметры конечного устройства.

В этой работе проведено исследование параметров оптоволоконных рефрактометров, созданных на основе покрытий оксида олова разной морфологии поверхности. Покрытия наносились на химически утоненную секцию кварцевых волоконных одномодовых световодов с применением метода MOCVD. Все полученные сенсоры показателя преломления протестированы на чувствительность обеих компонент (ТЕ и ТМ) первого порядка резонанса в ближней ИК-области. Также изучена стабильность положения LMR при длительном пребывании датчика в концентрированных растворах серной кислоты.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве основы для изготовления сенсора использовано стандартное одномодовое волокно SMF-28, которое методом химического травления утонялось примерно до 25 мкм на длине около 2 мм. Полирующий травитель малой токсичности на основе фторида аммония  $\text{NH}_4\text{F}$  обеспечивал высокое оптическое качество поверхности и скорость утонения диаметра 0.5 мкм/мин. Подробно процесс многоэтапного травления одномодовых световодов изложен нами в работах [27, 28]. Подготовленные образцы утоненных волокон помещались в трубчатый кварцевый реактор, расположенный внутри резистивной печи, и вваривались в волоконную схему контроля пропускания. Схема MOCVD-установки для нанесения покрытия на волоконный световод показана на рис. 1.

Для всех образцов синтез проводился при температуре 280°C в атмосфере лишенного воздуха. Исходными реагентами служили тетраметилолово ( $\text{SnMe}_4$ ) и кислород воздуха в зоне реакции.



**Рис. 2.** Фотографии поверхности покрытия оксида олова на поверхности волоконного световода, полученного при давлениях паров тетраметилолова 10 Торр (а) и 100 Торр (б).

Положение зоны осаждения в реакторе контролировалось с помощью изменения расхода воздуха в разбавляющей магистрали. Суммарная линейная скорость газа-носителя в реакторе составляла около 15 см/с. Оптимальная скорость осаждения и постоянство ее воспроизведения обеспечивались термостатированием испарителя и всех трубопроводов из нержавеющей стали. Парциальное давление паров источника олова варьировалось от 10 до 100 Торр путем изменения температуры термокамеры. В первом случае испаритель необходимо было замораживать до  $-20^{\circ}\text{C}$ , а во втором — подогревать до  $+20^{\circ}\text{C}$ .

В процессе осаждения контролировалось оптическое пропускание волоконного тракта в диапазоне от 900 до 1700 нм при помощи спектрометра NIRQuest-512 от Ocean Optics. При достижении некоторой толщины  $\text{SnO}_2$ -покрытия в спектре начинал проявляться резонанс, который по мере увеличения толщины пленки продвигался в длинноволновую область. Для изготовления сенсора процесс осаждения  $\text{SnO}_2$  останавливался по достижении экстремумом резонанса положения 920 нм.

Для определения морфологии поверхности на волоконных образцах были выращены более толстые покрытия (толщина порядка 500 нм), они были исследованы при помощи сканирующего электронного микроскопа JSM-6480LV от Jeol.

Чувствительность полученных волоконных сенсоров к изменению показателя преломления жидкости определялась на водных растворах серной кислоты, приготовленных в диапазоне молярных концентраций от 1М до 9М. Чувствительная часть сенсора погружалась в растворы с последовательно увеличивающейся концентрацией, а после стабилизации положения резонанса и его фиксации смывались остатки раствора многократным промыванием образца дистиллированной водой.

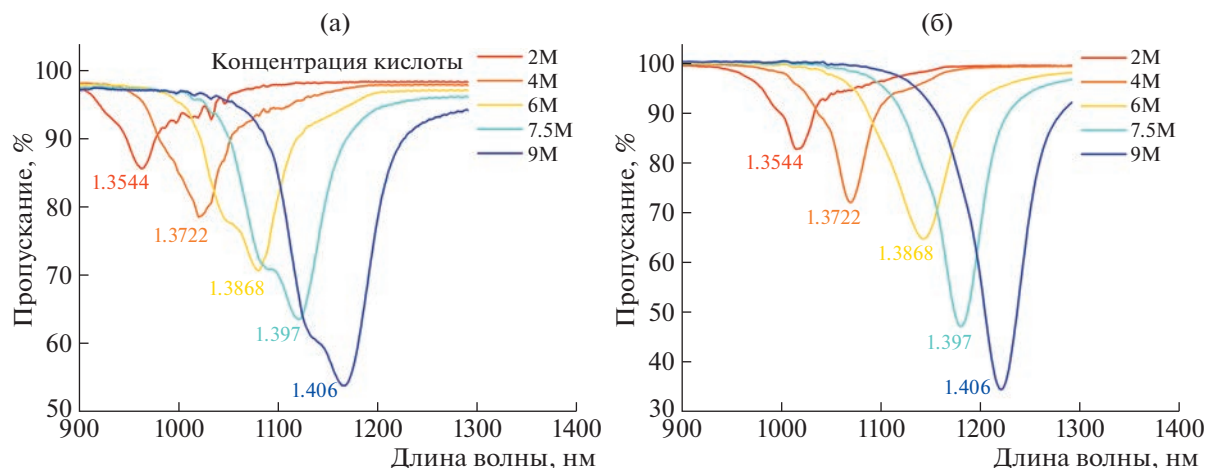
После оценки чувствительности сенсоры тестировались на химическую стойкость путем длительного выдерживания (около двух часов) в растворах серной кислоты низкой (примерно 1М) и высокой (примерно 9М) концентраций.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены снимки поверхности двух образцов пленок  $\text{SnO}_2$ , выращенных при разных парциальных давлениях тетраметилолова.

Низкое давление паров (10 Торр) над охлажденным до  $-20^{\circ}\text{C}$  источником олова при расходах газа-носителя 80 см<sup>3</sup>/мин через испаритель обеспечивает скорость роста покрытия на уровне 1 мкм/ч. Морфология поверхности в этом случае характеризуется относительно большими зернами (рис. 2а) и напоминает получаемую нами ранее [29]. При парциальном давлении 100 Торр над нагретым до  $20^{\circ}\text{C}$  источником олова тот же расход газа-носителя эквивалентно увеличивает скорость роста покрытия, при этом становится большей величина постростовой инерции. Материалу при избытке вещества энергетически более выгодно осуществлять рост не вдоль плоскости поверхности, а перпендикулярно ей, вследствие чего получается более развитая шероховатая поверхность (рис. 2б).

Тестируя чувствительность первого порядка ТЕ-составляющей резонанса для образцов, осажденных при разных потоках источника олова, мы получили малозаметную разницу в чувствительности, существенно не превышающую погрешность измерений. Образец № 1 получен на волокне, утоненном до 25.1 мкм на длине 1.8 мм. Второй образец имел близкие геометрические параметры: длину 2.1 мм при диаметре 25 мкм. На рис. 3 показаны спектры пропускания воло-



**Рис. 3.** Спектры пропускания оптического тракта сенсоров в различных растворах серной кислоты для образцов, выращенных при давлениях паров  $\text{SnMe}_4$  10 Торр (а) и 100 Торр (б). Рядом с максимумами резонансов указан показатель преломления конкретного раствора.

конных сенсоров при заливании их водными растворами серной кислоты. Форма LMR-резонансов заметно различается, что видно на рис. 3. С учетом показателя преломления оксида олова первый порядок резонанса в этом диапазоне длин волн достигается при толщине покрытия меньше 100 нм. Чувствительность сенсора будет определяться как отношение смещения положения максимума резонанса в двух разных растворах к разнице показателя преломления этих растворов. При этом конечная величина будет средним значением между несколькими последовательными измерениями чувствительности. Следовательно, отсутствие разницы между чувствительностью (3958 против 3945 нм/ЕПП) может означать, что при таких толщинах показатель преломления выращиваемого покрытия одинаков в обоих случаях, а разница в морфологии заметно не сказывается на чувствительности.

Сравнивая сенсоры, созданные на покрытии большей толщины (примерно 100–200 нм), удовлетворяющей условиям появления в исследуемом спектральном диапазоне длин волн первого порядка ТМ-составляющей первого порядка LMR, мы обнаружили расхождение в их чувствительности более чем на 10%. Зависимости положения максимума резонанса от показателя преломления растворов для обеих компонент ТЕ и ТМ показаны на рис. 4. Образец № 3 был выращен на утоненном волокне диаметром 24.8 мкм и длиной 2.0 мм при давлении паров  $\text{SnMe}_4$ , равном 10 Торр. Образец № 4 имел такой же диаметр, как и предыдущий, но длину 2.2 мм, он был выращен при давлении паров 100 Торр.

Из полученных зависимостей следует, что сенсор с более развитой шероховатой поверхностью имеет большую чувствительность для ТМ-компо-

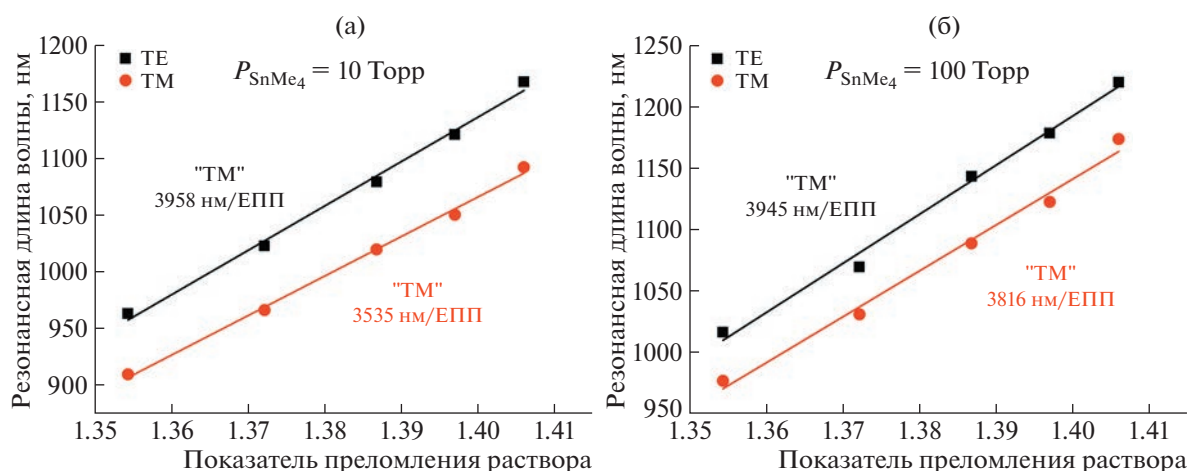
ненты LMR. Следовательно, при этих толщинах уже наблюдается расхождение по морфологии поверхности и более предпочтительно использовать метод создания образца № 4 с точки зрения конечного сенсора.

Сравнивая образцы № 3 и № 4 на химическую стойкость в растворах серной кислоты малой концентрации (1М), мы не обнаружили никакой разницы в положении резонансов после выдержки в растворе в течение 3 ч. При этом раствор кислоты с концентрацией 9М достаточно быстро привел к деградации свойств сенсора № 4. На рис. 5 показана спектральная развертка положения резонанса в концентрированном растворе серной кислоты для сенсоров с ТМ-компонентой LMR.

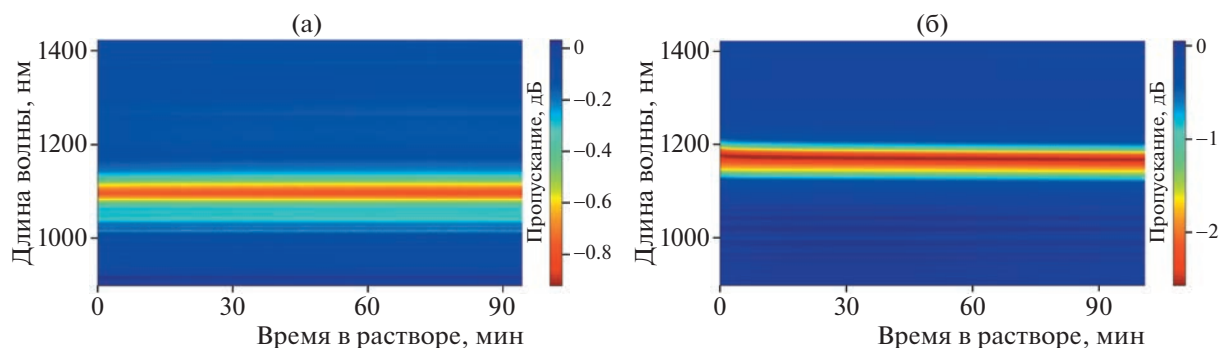
На рис. 5 видно, что за полтора часа проведения измерений сенсор с более шероховатой поверхностью изменил положение в растворе более чем на 20 нм в более коротковолновую область. Это существенно больше погрешности измерений, и это свидетельствует о частичном растворении покрытия. Сенсор на покрытии с более низкой чувствительностью не изменил положения и оставался стабильным.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами получены и экспериментально характеризованы тонкопленочные покрытия оксида олова на поверхности химически утоненной секции одномодового кварцевого световода. Для получения разных морфологий использовалось разное количество тетраметилолова, подаваемого газомосителем в зону осаждения путем изменения температуры испарителя с реагентом. Изменяя температуру испарения от  $-20^\circ\text{C}$  до  $+20^\circ\text{C}$ , мы фиксировали в реальном времени спектр пропус-



**Рис. 4.** Зависимости положения резонанса от показателя преломления водного раствора серной кислоты для образцов № 1 и № 3, выращенных при давлении 10 Торр (а), и образцов № 2 и № 4, выращенных при давлении 100 Торр (б). Точками обозначены экспериментальные данные с наложенной линейной аппроксимацией.



**Рис. 5.** Спектральные развертки пропускания оптических сенсоров образцов № 3 (а) и № 4 (б) при длительном выдерживании в растворе  $\text{H}_2\text{SO}_4$  с концентрацией 9М.

кания оптического тракта. Увеличение давления паров источника олова из-за более высокой температуры приводило к росту скорости осаждения и получению более развитой поверхности покрытия. Структура, полученная при более высоких температурах, демонстрирует большую чувствительность резонанса в диапазоне показателя преломления от 1.35 до 1.41 (3800 нм/единицу показателя преломления для ТМ-составляющей первого порядка резонанса). При этом такое покрытие заметно деградирует в концентрированных растворах серной кислоты, в отличие от покрытия  $\text{SnO}_2$ , полученного при низких парциальных давлениях тетраметилолова. Таким образом, для получения стабильных сенсоров необходимо использовать низкие скорости осаждения  $\text{SnO}_2$ -покрытия.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 21-19-00259).

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность В.О. Япаскурту за помощь в проведении работ на сканирующем электронном микроскопе.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kersey A.D. // Opt. Fiber Technol. 1996. V. 2. P. 291. <https://doi.org/10.1006/ofte.1996.0036>
2. Franzão O., Santos J.L., Araújo F.M., Ferreira L.A. // Laser & Photon. Rev. 2008. V. 2. P. 449. <https://doi.org/10.1002/lpor.200810034>
3. Roriz P., Franzão O., Lobo-Ribeiro A.B., Santos J.L., Simões J.A. // J. Biomed. Opt. 2013. V. 18. № 5. Art. ID 050903. <https://doi.org/10.1117/1.jbo.18.5.050903>
4. Del Villar I., Arregui F.J., Zamarreno C.R., Corres J.M., Barriain C., Goicoechea J., Elosua C., Hernaez M., Rivero P.J., Socorro A.B., Urrutia A., Sanchez P., Zubiate P., Lopez D., De Acha N. et al. // Sens. Actuators B. 2017. V. 240. P. 174. <https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.08.126>

5. Kerttula J., Filippov V., Chamorovskii Yu., Ustimchik V., Golant K., Okhotnikov O. G. // Proc. SPIE 8237. Fiber Lasers IX: Technology, Systems and Applications. 2012. Art. ID 82370W.  
<https://doi.org/10.1117/12.908147>
6. Dianov E. // Light Sci Appl. 2012. V. 1. Art. ID e12.  
<https://doi.org/10.1038/lsa.2012.12>
7. Dejneka M., Samson B. // MRS Bulletin. 1999. V. 24. P. 39.  
<https://doi.org/10.1557/S0883769400053057>
8. Sanada K., Shamoto T., Inada K. // J. Non-Crystalline Solids. 1995. V. 189. P. 283.  
[https://doi.org/10.1016/0022-3093\(95\)00233-2](https://doi.org/10.1016/0022-3093(95)00233-2)
9. Ascorbe J., Corres J.M., Matias I.R., Arregui F.J. // Sens. Actuators B. 2016. V. 233. P. 7.  
<https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.04.045>
10. Zhu S., Pang F., Huang S., Zou F., Dong Y., Wang T. // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 13880.  
<https://doi.org/10.1364/OE.23.013880>
11. Arregui F.J., Del Villar I., Zamarreno C.R., Zubiate P., Matias I.R. // Sens. Actuators B. 2016. V. 232. P. 660.  
<https://doi.org/10.1016/j.snb.2016.04.015>
12. Wang J., Luo Z., Zhou M., Ye C., Fu H., Cai Z., Cheng H., Xu H., Qi W. // IEEE Photonics J. 2012. V. 4. P. 1295.  
<https://doi.org/10.1109/JPHOT.2012.2208736>
13. Lee J., Koo J., Jhon Y.M., Lee J.H. // Opt. Express. 2014. V. 22. P. 6165.  
<https://doi.org/10.1364/OE.22.006165>
14. Lee H., Kwon W.S., Kim J.H., Kang D., Kim S. // Opt. Express. 2015. V. 23. P. 22116.  
<https://doi.org/10.1364/OE.23.022116>
15. Henry W.M. // Proc. SPIE. Chemical, Biochemical, and Environmental Fiber Sensors VI. 1994. V. 2293.  
<https://doi.org/10.1117/12.190957>
16. Wang Z., Zhu G., Wang Y., Li M., Singh R., Zhang B., Kumar S. // Appl. Opt. 2021. V. 60. P. 2077.  
<https://doi.org/10.1364/ao.418875>
17. Tabassum S., Kumar R. // Adv. Mater. Technol. 2020. V. 5. Art. ID 1900792.  
<https://doi.org/10.1002/admt.201900792>
18. Paliwal N., John J. // IEEE Sens. J. 2015. V. 15. P. 5361.  
<https://doi.org/10.1109/JSEN.2015.2448123>
19. Wang X., Wang Q., Song Z., Qi K. // AIP Adv. 2019. V. 9. Art. ID 095005.  
<https://doi.org/10.1063/1.5112090>
20. Urrutia A., Del Villar I., Zubiate P., Zamarreco C.R. // Laser Photon. Rev. 2019. Art. ID 1900094.  
<https://doi.org/10.1002/lpor.201900094>
21. Ozcariz A., Ruiz-Zamarreco C., Arregui F.J. // Sensors. 2020. V. 20. P. 1972.  
<https://doi.org/10.3390/s20071972>
22. Usha S.P., Mishra S.K., Gupta B.D. // Sens. Actuators B. 2015. V. 218. P. 196.  
<https://doi.org/10.1016/j.snb.2015.04.108>
23. Sanchez P., Mendizabal D., Zamarreno C.R., Matias I.R., Arregui F.J. // Proc. SPIE 9634. 2015. Art. ID 96347M.  
<https://doi.org/10.1117/12.2195177>
24. Matias I.R., Ikegawa S., Corres J. Fiber Optic Sensors: Status and Future Possibilities. Springer International Publishing, Switzerland. 2017. V. 21. P. 51.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-42625-9>
25. Li W., Zhang A., Cheng Q., Sun C., Li Y. // Optik. 2020. V. 213. Art. ID 164696.  
<https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.164696>
26. Savelyev E.A. // Eur. Phys. J. D. 2021. V. 75. Art. ID 285.  
<https://doi.org/10.1140/epjd/s10053-021-00296-0>
27. Kuznetsov P.I., Sudas D.P., Savel'ev E.A. // Instrum. Exp. Tech. 2020. V. 63. P. 516.  
<https://doi.org/10.1134/S0020441220040302>
28. Kuznetsov P.I., Sudas D.P., Yapaskurt V.O., Savelyev E.A. // Opt. Mater. Exp. 2021. V. 11. P. 2650.  
<https://doi.org/10.1364/OME.433169>
29. Kuznetsov P.I., Sudas D.P., Savelyev E.A. // Sens. Actuators A. 2021. Art. ID 112576.  
<https://doi.org/10.1016/j.sna.2021.112576>

**ИЗГОТОВЛЕНИЕ КВАРЦЕВЫХ ПОЛЫХ ВОЛОКОН:  
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ УСТОЙЧИВОСТИ ВЫТЯЖКИ КАПИЛЛЯРОВ<sup>1</sup>**© 2023 г. В. П. Первадчук<sup>а</sup>, Д. Б. Владимирова<sup>а</sup>, А. Л. Деревянкина<sup>а,\*</sup><sup>а</sup>Пермский национальный исследовательский политехнический университет  
Россия, 614990, Пермь, Комсомольский просп., 29

\*e-mail: al\_derevyankina@mail.ru

Поступила в редакцию 21.01.2023 г.

После доработки 14.03.2023 г.

Принята к публикации 24.04.2023 г.

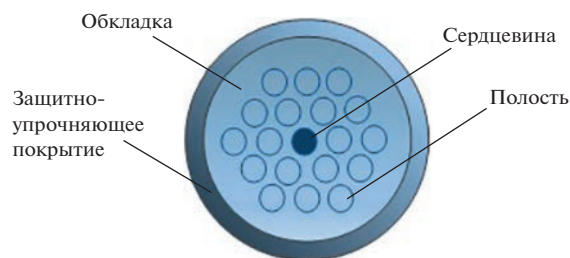
Решение задачи стабильности процесса изготовления (“вытяжки”) микроструктурированных оптических волокон (“дырчатых волокон”) имеет важнейшее значение для определения эффективных технологических режимов производства. В данном исследовании использована предложенная авторами модифицированная модель вытяжки капилляров, учитывающая инерционные, вязкостные силы и силы поверхностного натяжения, а также все виды теплообмена. На основании линейной теории устойчивости определены области стабильности процесса вытяжки капилляров. При исследовании было оценено влияние кратности вытяжки и сил инерции (числа Рейнольдса) на устойчивость рассматриваемого процесса. Показано существование оптимальных параметров нагревательного элемента: распределение температуры по поверхности печи и радиуса печи, при которых значительно (в несколько раз) увеличивается устойчивость процесса вытяжки кварцевых трубок.

DOI: 10.31857/S0032816223050130, EDN: ZKBBSD

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Успехи, достигнутые волоконной оптикой в конструировании и производстве кварцевых световодов, значительно расширили область их применения. Одним из перспективных направлений является приборостроение и, в частности, производство оптоволоконных датчиков [1–3]. Датчики на основе оптических волокон активно используются в строительстве для контроля устойчивости конструкций [4], для совершенствования линий связи [5], летательных аппаратов [6], в нефтегазодобывающей отрасли [7]. Широкое использование оптические волокна получили при создании медицинских датчиков [8], противопожарных анализаторов и других систем контроля для использования в гражданской инфраструктуре [9]. Развитие приборостроения с использованием кварцевых оптических волокон повлекло разработку и изготовление специальных видов световодов. Среди них особое место занимают так называемые “полые” волокна (фотонно-кри-

сталлические световоды, PCF). Это современный и перспективный тип волокон, заслуживший признание в мировой производственной практике [10, 11]. Отличительной особенностью PCF является наличие в них рядов полостей (зазоров), параллельных оси световода (рис. 1). Геометрическая конфигурация расположения полостей может быть разнообразна и отвечает цели использования волокна. Области применения PCF-волокон весьма разнообразны, наиболее часто их используют в датчиках температуры, давления, химических и жидкостных сенсорах [12, 13].



**Рис. 1.** Пример расположения сквозных отверстий в PCF (поперечное сечение).

<sup>1</sup> Международная конференция “Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика 2023”, Россия, Пермь, 24–26 мая 2023 г. (International conference “Optical Reflectometry, Metrology & Sensing 2023”, Russia, Perm, 24–26, May 2023).

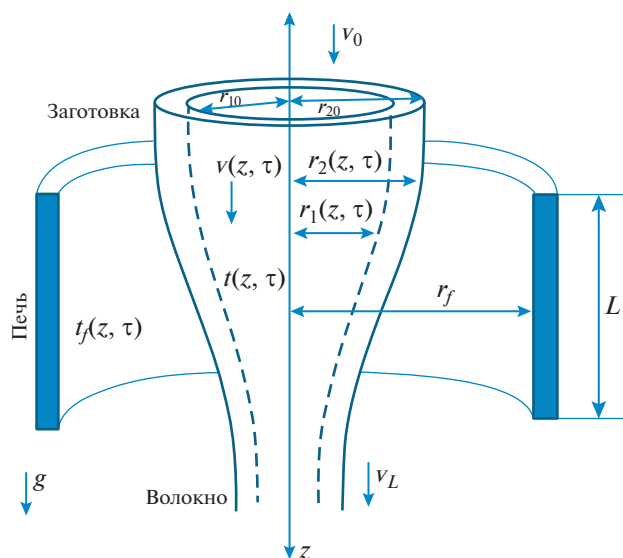


Рис. 2. Схема процесса вытяжки капилляра.

Одним из важных факторов, влияющих на качество работы датчиков, является качество оптического волокна как его основного чувствительного элемента. В связи с этим еще на этапе производства волокон особым образом контролируется ряд важных параметров, поддержание которых в заранее известных диапазонах приводит к стабильному процессу вытягивания и качеству готовой продукции. Один из них — это геометрические параметры (как заготовки, так и готового волокна), отвечающие за однородность формы волокна, его симметричность и постоянство толщины [14, 15]. Но еще более важный аспект — оценивание взаимного влияния геометрических и термомеханических параметров процесса вытяжки и их отклонений (от программных значений), а также влияния таких отклонений на стабильность процесса вытяжки в целом. Вопросы стабильности отдельных параметров волокон исследованы в литературе достаточно широко. К примеру, для стеклопластиковых волокон показано, что стабильность их отдельных параметров может быть повышена химическим путем — добавка керамических наполнителей резко повышает термическую стабильность композитов [16]. Для металлических волокон армирующие добавки также позволяют улучшить механические свойства и термическую стабильность [17]. Однако проблема устойчивости самого процесса вытяжки, как и задача стабильности характеристик волокон непосредственно в процессе их изготовления, исследованы недостаточно, в особенности это касается различных видов кварцевых волокон, в том числе РСФ.

В настоящее время задачи стабильности процессов производства капилляров (тончайших кварцевых труб) приобретают особый интерес, поскольку именно капилляры являются основными элементами РСФ. В данном исследовании проводится классический в математическом понимании анализ устойчивости процесса вытяжки капилляра. Математическая модель вытяжки, лежащая в основе, представляет собой расширенную модификацию модели вытяжки капилляра [18, 19]. Изучаются факторы, влияющие на стабильность параметров процесса вытяжки. Это так называемая кратность вытяжки (отношение скоростей вытягивания волокна и подачи кварцевой заготовки), а также теплофизические параметры нагревательного элемента (печи), который обеспечивает плавление заготовки.

## 2.МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ ВЫТЯЖКИ КВАРЦЕВОГО КАПИЛЛЯРА

Линейная теория устойчивости, используемая в данной работе, позволяет исследовать стабильность конкретного состояния динамической системы при малых возмущающих воздействиях. Свойство малости возмущений позволяет перейти от нелинейных математических моделей к линейным математическим моделям. Поэтому вначале рассмотрим нелинейные математические модели процесса вытяжки кварцевых капилляров, среди которых особо отметим модель, предложенную в работе [18]. Указанная модель является квазиодномерной и учитывает инерционные силы, силы вязкости и поверхностного натяжения, а также все виды теплопереноса: теплопроводность, конвективный и лучистый теплопереносы. Однако при этом лучистая энергия, вносящая основной вклад в нагрев расплава кварца, учитывается приближенно. Поэтому в дальнейших исследованиях будет использована предложенная авторами модифицированная математическая модель вытяжки кварцевых капилляров, в которой уравнение энергии получено в более общей постановке на основе законов Планка, Стефана–Больцмана, Ламберта [20]. Схема вытяжки капилляров и основные геометрические параметры струи расплава и печи представлены на рис. 2.

Тогда с учетом сделанного выше замечания о лучистом теплообмене система уравнений, описывающая процесс вытяжки кварцевых капилляров и дополненная начальными и граничными условиями, примет следующий вид:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{\tau}} + \frac{\partial(v(\bar{z}, \bar{\tau})r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau}))}{\partial \bar{z}} = \frac{P_0 r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau})r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - \tilde{\gamma}r_1(\bar{z}, \bar{\tau})r_2(\bar{z}, \bar{\tau})(r_1(\bar{z}, \bar{\tau}) + r_2(\bar{z}, \bar{\tau}))}{\bar{\mu}(t(\bar{z}, \bar{\tau})) \cdot (r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau}))}, \\
& \frac{\partial r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{\tau}} + \frac{\partial(v(\bar{z}, \bar{\tau})r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}))}{\partial \bar{z}} = \frac{P_0 r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau})r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - \tilde{\gamma}r_1(\bar{z}, \bar{\tau})r_2(\bar{z}, \bar{\tau})(r_1(\bar{z}, \bar{\tau}) + r_2(\bar{z}, \bar{\tau}))}{\bar{\mu}(t(\bar{z}, \bar{\tau}))(r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau}))}, \\
& \rho(r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau})) \left( \frac{\partial v(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{\tau}} + v(\bar{z}, \bar{\tau}) \frac{\partial v(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{z}} - g \right) = \\
& = \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left( 3\bar{\mu}(t(\bar{z}, \bar{\tau})) \cdot (r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau})) \frac{\partial v(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{z}} + \tilde{\gamma}(r_2(\bar{z}, \bar{\tau}) + r_1(\bar{z}, \bar{\tau})) \right), \\
& (r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau})) \left( \frac{\partial t(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{\tau}} + v(\bar{z}, \bar{\tau}) \frac{\partial t(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{z}} \right) \rho C_p = \\
& = \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left( \lambda_{\text{ef}} (r_2^2(\bar{z}, \bar{\tau}) - r_1^2(\bar{z}, \bar{\tau})) \frac{\partial t(\bar{z}, \bar{\tau})}{\partial \bar{z}} \right) - 2r_1(\bar{z}, \bar{\tau}) \sqrt{1 + r_1'^2(\bar{z}, \bar{\tau})} \cdot \bar{\alpha}_1 \cdot (t(\bar{z}, \bar{\tau}) - t_{\text{in}}) - \\
& - 2r_2(\bar{z}, \bar{\tau}) \sqrt{1 + r_2'^2(\bar{z}, \bar{\tau})} \cdot [\omega_2 \varepsilon \cdot n_c^2 \sigma_0 \cdot (t^4(\bar{z}, \bar{\tau}) - t_{\text{out}}^4) + \bar{\alpha}_2 (t(\bar{z}, \bar{\tau}) - T_a)] + \\
& + 4n_c^2 \sigma_0 \cdot r_2(\bar{z}, \bar{\tau}) \cdot r_f \cdot (r_f - r_2(\bar{z}, \bar{\tau})) \int_0^L \frac{(\bar{\beta} \varepsilon_f t_f^4(\eta, \bar{\tau}) - \varepsilon \cdot t^4(\bar{z}, \bar{\tau})) \left( (r_f - r_2(\bar{z}, \bar{\tau})) + |r_2'(\bar{z}, \bar{\tau})|(\bar{z} - \eta) \right)}{((\eta - \bar{z})^2 + (r_f - r_2(\bar{z}, \bar{\tau}))^2)^2} d\eta, \\
& v(\bar{z}, 0) = v_s(\bar{z}), \quad v(0, \bar{\tau}) = v_0, \quad v(L, \bar{\tau}) = v_L, \quad r_1(\bar{z}, 0) = r_{1s}(\bar{z}), \quad r_1(0, \bar{\tau}) = r_{10}, \\
& r_2(\bar{z}, 0) = r_{2s}(\bar{z}), \quad r_2(0, \bar{\tau}) = r_{20}, \quad t(\bar{z}, 0) = t_s(\bar{z}), \quad t(0, \bar{\tau}) = t_0, \quad \left. \frac{\partial t}{\partial \bar{z}} \right|_{\bar{z}=L} = 0,
\end{aligned} \tag{1}$$

где  $v_s(\bar{z})$  — начальная скорость (м/с);  $v_0$  — скорость подачи волокна (м/с);  $v_L$  — скорость вытяжки волокна (м/с);  $r_{1s}(\bar{z})$ ,  $r_{2s}(\bar{z})$  — начальные значения внутреннего и внешнего радиусов капилляра (м);  $r_{10}$ ,  $r_{20}$  — внутренний и внешний радиусы заготовки (м);  $t_s(\bar{z})$  — начальная температура ( $^{\circ}\text{C}$ );  $t_0$  — температура заготовки ( $^{\circ}\text{C}$ ).

Перечень остальных используемых обозначений и их единицы измерения приведены в табл. 1.

Адекватность математической модели (1) реальному процессу вытяжки капилляров была проверена путем сравнения численных расчетов с экспериментальными данными, приведенными в работе [21]. Численные исследования проводились в среде Comsol Multiphysics, их результаты для внутреннего диаметра представлены на рис. 3. Как видно на рисунке, полученные в работе численные результаты достаточно хорошо совпали с

данными эксперимента. Аналогичная картина наблюдалась и для внешнего диаметра.

Поскольку анализ устойчивости процесса будет проведен в рамках линейной теории, целесообразно уравнения системы (1) записать в безразмерном виде, предполагая при этом, что

$$z = \frac{\bar{z}}{L}, \quad \tau = \frac{\bar{\tau} v_L}{L}, \quad V(z, \tau) = \frac{v(\bar{z}, \bar{\tau})}{v_L},$$

$$R_1(z, \tau) = \frac{r_1(\bar{z}, \bar{\tau})}{L}, \quad R_2(z, \tau) = \frac{r_2(\bar{z}, \bar{\tau})}{L},$$

$$T(z, \tau) = \frac{t(\bar{z}, \bar{\tau})}{T_a}, \quad \lambda = \frac{\lambda_{\text{ef}}}{\lambda_i}, \quad \mu = \frac{\bar{\mu}}{\mu_0}, \quad R_f = \frac{r_f}{L},$$

$$T_{\text{in}} = \frac{t_{\text{in}}}{T_a}, \quad T_{\text{out}} = \frac{t_{\text{out}}}{T_a}, \quad T_f(z, \tau) = \frac{t_f(\bar{z}, \bar{\tau})}{T_a}.$$

В результате этих преобразований система (1) приняла следующий вид:

$$\begin{aligned}
& (R_2^2(z, \tau) - R_1^2(z, \tau)) \left( \frac{\partial V(z, \tau)}{\partial \tau} + V(z, \tau) \frac{\partial V(z, \tau)}{\partial z} \right) = \\
& = \frac{3}{\text{Re}} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left( (R_2^2(z, \tau) - R_1^2(z, \tau)) \cdot \mu(T(z, \tau)) \cdot \frac{\partial V(z, \tau)}{\partial z} \right) + \frac{(R_2^2(z, \tau) - R_1^2(z, \tau))}{\text{Fr}} + \frac{1}{\text{We}} \cdot \frac{\partial (R_1(z, \tau) + R_2(z, \tau))}{\partial z},
\end{aligned}$$

**Таблица 1.** Используемые обозначения и их единицы измерения

| Значение                      | Описание                                                   | Значение         | Описание                                                                                                |
|-------------------------------|------------------------------------------------------------|------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| $\bar{z}$                     | продольная координата, м                                   | $t_{in}$         | температура газа внутри трубы, °С                                                                       |
| $\bar{\tau}$                  | время, с                                                   | $P_0$            | разность между внутренним и внешним давлениями, Па                                                      |
| $r_2(\bar{z}, \bar{\tau})$    | внешний радиус капилляра, м                                | $C_p$            | удельная теплопроводность расплава, Дж/г · °С                                                           |
| $r_1(\bar{z}, \bar{\tau})$    | внутренний радиус капилляра, м                             | $\rho$           | плотность расплава, г · м <sup>3</sup>                                                                  |
| $v(\bar{z}, \bar{\tau})$      | скорость течения расплава, м/с                             | $\bar{\beta}$    | коэффициент отражения [1]                                                                               |
| $t(\bar{z}, \bar{\tau})$      | температура расплава, °С                                   | $\varepsilon_f$  | степень черноты нагревательного элемента [1]                                                            |
| $\mu(t(\bar{z}, \bar{\tau}))$ | вязкость расплава кварца, Па · с                           | $\varepsilon$    | степень черноты расплава кварца [1]                                                                     |
| $t_f(\bar{z}, \bar{\tau})$    | температура печи, °С                                       | $\tilde{\gamma}$ | коэффициент поверхностного натяжения [Н/м]                                                              |
| $L$                           | длина зоны нагрева, м                                      | $\bar{\alpha}_1$ | коэффициент теплоотдачи, с внутренней поверхности печи, Вт/(м <sup>2</sup> · °С)                        |
| $t_{out}$                     | температура газа снаружи трубы, °С                         | $\bar{\alpha}_2$ | коэффициент теплоотдачи с внешней поверхности печи, Вт/(м <sup>2</sup> · °С)                            |
| $T_a$                         | температура окружающей среды, °С                           | $\lambda_t$      | коэффициент молекулярной теплопроводности расплава, Вт/(м <sup>2</sup> · °С)                            |
| $r_f$                         | радиус печи, м                                             | $\lambda_{ef}$   | эффективный коэффициент теплопроводности, учитывающий как молекулярную, так и лучистую проводимость [1] |
| $\omega_2$                    | коэффициент излучения с поверхности заготовки вне печи [1] | $n_c$            | показатель преломления газа [1]                                                                         |
| $\sigma_0$                    | постоянная Стефана–Больцмана [1]                           |                  |                                                                                                         |

$$\frac{\partial R_1^2(z, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial (V(z, \tau) R_1^2(z, \tau))}{\partial z} = \frac{La R_1^2(z, \tau) R_2^2(z, \tau) - \frac{1}{Ma} R_1(z, \tau) R_2(z, \tau) (R_1(z, \tau) + R_2(z, \tau))}{\mu(T(z, \tau)) \cdot (R_2^2(z, \tau) - R_1^2(z, \tau))},$$

$$\frac{\partial R_2^2(z, \tau)}{\partial \tau} + \frac{\partial (V(z, \tau) R_2^2(z, \tau))}{\partial z} = \frac{La R_1^2(z, \tau) R_2^2(z, \tau) - \frac{1}{Ma} R_1(z, \tau) R_2(z, \tau) (R_1(z, \tau) + R_2(z, \tau))}{\mu(T(z, \tau)) \cdot (R_2^2(z, \tau) - R_1^2(z, \tau))},$$

**Таблица 2.** Критерии подобия

| Значение                                                                                                                                                                                | Описание                    | Значение                                                                                      | Описание                                         |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------|-----------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------|
| $Re = \frac{\rho v_L L}{\mu_0}$                                                                                                                                                         | число Рейнольдса            | $La = \frac{\bar{P}_0 \cdot L}{\mu_0 v_L}$                                                    | критерий взаимодействия капиллярных сил          |
| $Fr = \frac{v_L^2}{Lg}$                                                                                                                                                                 | число Фруда                 | $Ma = \frac{\mu_0 v_L}{\tilde{\gamma}}$                                                       | критерий взаимодействия сил молекулярного трения |
| $We = \frac{\rho L v_L^2}{\tilde{\gamma}}$                                                                                                                                              | число Вебера                | $Pe = \frac{\rho C_p v_L L}{\lambda_0}$                                                       | число Пекле                                      |
| $\chi_1 = \frac{\omega_2 \varepsilon \cdot n_c^2 \sigma_0 \cdot \bar{T}_a^3}{\rho \cdot C_p \cdot v_L}$<br>$\chi_2 = \frac{n_c^2 \sigma_0 \cdot \bar{T}_a^3}{\rho \cdot C_p \cdot v_L}$ | Безразмерные комплексы 1, 2 | $St_1 = \frac{\bar{\alpha}_1}{\rho C_p v_L},$<br>$St_2 = \frac{\bar{\alpha}_2}{\rho C_p v_L}$ | критерий Стэнтона                                |

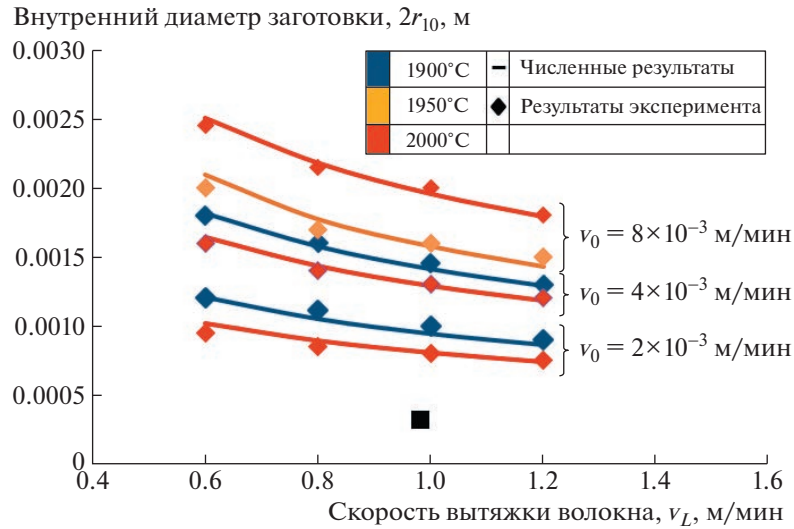


Рис. 3. Зависимость внутреннего диаметра капилляра от скорости подачи, скорости вытяжки и температуры печи.

$$\begin{aligned}
 & (R_2^2(z, \tau) - R_1^2(z, \tau)) \left( \frac{\partial T(z, \tau)}{\partial \tau} + V(z, \tau) \frac{\partial T(z, \tau)}{\partial z} \right) = \frac{1}{\text{Pe}} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda (R_2^2(z, \tau) - R_1^2(z, \tau)) \frac{\partial T(z, \tau)}{\partial z} \right) - \\
 & - 2R_1(z, \tau) \sqrt{1 + R_1'^2(z, \tau)} \cdot \text{St}_1 \cdot (T(z, \tau) - T_{\text{in}}) - 2R_2(z, \tau) \sqrt{1 + R_2'^2(z, \tau)} \cdot \text{St}_2 \cdot (T(z, \tau) - 1) - \\
 & - 2\chi_1 R_2(z, \tau) \sqrt{1 + R_2'^2(z, \tau)} \cdot (T^4(z, \tau) - T_{\text{out}}^4) + 4\chi_2 R_2(z, \tau) \cdot R_f \cdot (R_f - R_2(z, \tau)) \times \\
 & \times \int_0^1 \frac{(\bar{\beta} \varepsilon_f T_f^4(\eta, \tau) - \varepsilon T^4(z, \tau)) \left( (R_f - R_2(z, \tau)) + |R_2'(z, \tau)| \cdot (z - \eta) \right)}{((\eta - z)^2 + (R_f - R_2(z, \tau))^2)^2} d\eta \\
 & V(z, 0) = \frac{v_s(z)}{v_L} = V_s(z), \quad V(0, \tau) = \frac{v_0}{v_L} = \frac{1}{E}, \quad V(1, \tau) = 1, \quad R_1(z, 0) = \frac{r_{1s}(z)}{L} = R_{1s}(z), \\
 & R_1(0, \tau) = \frac{r_{10}}{L} = R_{10}, \quad R_2(z, 0) = \frac{r_{2s}(z)}{L} = R_{2s}(z), \quad R_2(0, \tau) = \frac{r_{20}}{L} = R_{20}, \\
 & T(z, 0) = \frac{t_s(z)}{T_a} = T_s(z), \quad T(0, \tau) = \frac{t_0}{T_a}, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=1} = 0.
 \end{aligned} \tag{2}$$

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УСТОЙЧИВОСТИ ВЫТЯЖКИ КВАРЦЕВЫХ КАПИЛЛЯРОВ

Как отмечено выше, свойство малости возмущения позволяет пренебрегать при исследовании устойчивости произведениями возмущений искомых функций, другими словами, анализ линеаризованной в окрестности своего основного (стационарного) состояния системы может заменить анализ исходной нелинейной системы [22–24].

При линеаризации определяющие состояние системы параметры разделялись на основные

(как правило, стационарные)  $\bar{F}(z)$  и возмущающие  $\tilde{F}(z, \tau)$ :

$$\begin{aligned}
 F(z, \tau) &= \bar{F}(z) \cdot (1 + \tilde{F}(z, \tau)), \\
 F(z, \tau) &\in (V(z, \tau), R_1(z, \tau), R_2(z, \tau), T(z, \tau)), \\
 \bar{F}(z) &\in (\bar{V}(z), \bar{R}_1(z), \bar{R}_2(z), \bar{T}(z)), \\
 \tilde{F}(z, \tau) &\in (\tilde{V}(z, \tau), \tilde{R}_1(z, \tau), \tilde{R}_2(z, \tau), \tilde{T}(z, \tau)).
 \end{aligned}$$

С учетом этого замечания линеаризованная система уравнений (2) примет вид

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tau} = \frac{3}{\text{Re}} \cdot \frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial z^2} + \beta_1(z) \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z} + \beta_2(z) \tilde{V} + \alpha_1(z) \frac{\partial \tilde{R}_2}{\partial z} +$$

$$\begin{aligned}
 & + \alpha_2(z) \tilde{R}_2 + \theta_1(z) \frac{\partial \tilde{R}_1}{\partial z} + \theta_2(z) \tilde{R}_1 + \varphi_1(z) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} + \varphi_2(z) \tilde{T}, \\
 & - \frac{\partial \tilde{R}_1}{\partial \tau} = \beta_3(z) \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z} + \beta_4(z) \tilde{V} + \theta_3(z) \frac{\partial \tilde{R}_1}{\partial z} + \\
 & \quad + \theta_4(z) \tilde{R}_1 + \alpha_3(z) \tilde{R}_2, \\
 & - \frac{\partial \tilde{R}_2}{\partial \tau} = \beta_3(z) \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z} + \beta_5(z) \tilde{V} + \theta_3(z) \frac{\partial \tilde{R}_1}{\partial z} + \\
 & \quad + \theta_5(z) \tilde{R}_1 + \alpha_4(z) \tilde{R}_2, \\
 & \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{\text{Pe}} \cdot \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial z^2} + \varphi_3(z) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} + \varphi_4(z) \tilde{T} + \\
 & \quad + \alpha_5(z) \frac{\partial \tilde{R}_2}{\partial z} + \alpha_6(z) \tilde{R}_2 + \theta_6(z) \frac{\partial \tilde{R}_1}{\partial z} + \\
 & \quad + \theta_7(z) \tilde{R}_1 + \beta_6(z) \tilde{V}, \\
 & \tilde{V}(z, 0) = 0, \quad \tilde{V}(0, \tau) = 0, \quad \tilde{V}(1, \tau) = 0, \\
 & \tilde{R}_1(z, 0) = 0, \quad \tilde{R}_1(0, \tau) = 0, \\
 & \tilde{R}_2(z, 0) = 0, \quad \tilde{R}_2(0, \tau) = 0, \\
 & \tilde{T}(z, 0) = 0, \quad \tilde{T}(0, \tau) = 0, \quad \left. \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} \right|_{z=1} = 0.
 \end{aligned} \tag{3}$$

Соответствующие коэффициенты системы (3) зависят только от стационарного решения исходной нелинейной системы (2) и имеют вид

$$\begin{aligned}
 \alpha_1(z) &= \frac{6\mu \bar{V}' \bar{R}_2^2}{\bar{V} \text{Re} \bar{R}^2} + \frac{\bar{R}_2}{\text{We} \bar{V} \bar{R}^2}, \\
 \alpha_2(z) &= \frac{-2\bar{R}_2^2 \bar{V}}{\bar{R}^2} + \frac{6}{\bar{R}^2 \bar{V} \text{Re}} \cdot \frac{d}{dz} \left( \mu \bar{R}_2^2 \frac{d\bar{V}}{dz} \right) + \\
 & \quad + \frac{2\bar{R}_2^2}{\bar{V} \text{Fr} \bar{R}^2} + \frac{\bar{R}_2'}{\text{We} \bar{V} \bar{R}^2}, \\
 \alpha_3(z) &= -\frac{\bar{R}_2}{2\bar{R}_1^2} \left( \frac{2\text{La} \bar{R}_1^2 \bar{R}_2 - \frac{2}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_1^2}{\mu \bar{R}^2} \right) + \\
 & \quad + \frac{\bar{R}_2}{2\bar{R}_1^2} \left( \frac{2\bar{R}_2 \left( \text{La} \bar{R}_1^2 \bar{R}_2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right)}{\mu (\bar{R}_1^2 - \bar{R}_2^2)^2} \right), \\
 \alpha_4(z) &= \frac{1}{\bar{R}_2^2} \cdot \frac{d}{dz} (\bar{R}_2^2 \bar{V}) - \\
 & \quad - \frac{1}{2\bar{R}_2} \left( \frac{2\text{La} \bar{R}_1^2 \bar{R}_2 - \frac{2}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_1^2}{\mu \bar{R}^2} - \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \left. - \frac{2\bar{R}_2 \left( \text{La} \bar{R}_1^2 \bar{R}_2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right)}{\mu (\bar{R}_1^2 - \bar{R}_2^2)^2} \right), \\
 \alpha_5(z) &= \frac{1}{\bar{R}^2 \bar{T}} \cdot \left( \frac{2}{\text{Pe}} \frac{d}{dz} \left( \lambda \bar{R}_2^2 \frac{d\bar{T}}{dz} \right) - 2\bar{R}_2^2 \bar{R}_2^2 \text{St}_2 (\bar{T} - 1) - \right. \\
 & \quad - 2\bar{R}_2^2 \bar{R}_2^2 (\bar{T}^4 - \bar{T}_{\text{out}}^4) \chi_1 + 4\chi_2 R_f \bar{R}_2^2 (R_f - \bar{R}_2) k \times \\
 & \quad \times \int_0^1 \frac{(\beta \varepsilon_f T_f^4 - \varepsilon \bar{T}^4) (z - \eta)}{[(\eta - z)^2 + (R_f - \bar{R})^2]^2} d\eta \Bigg), \\
 \alpha_6(z) &= \frac{1}{\bar{R}^2 \bar{T}} \cdot \left( \frac{2}{\text{Pe}} \frac{d}{dz} \left( \lambda \bar{R}_2^2 \frac{d\bar{T}}{dz} \right) - \right. \\
 & \quad - 2\bar{R}_2^2 \bar{T} \left( 1 + \frac{3}{2} \bar{R}_2^2 \right) \text{St}_2 (\bar{T} - 1) - \\
 & \quad - 2\bar{R}_2^2 (\bar{T}^4 - \bar{T}_{\text{out}}^4) \left( 1 + \frac{3}{2} \bar{R}_2^2 \right) \chi_1 - 2\bar{V} \bar{R}_2^2 \frac{d\bar{T}}{dz} \\
 & \quad + 4\chi_2 R_p \bar{R}_2^2 \int_0^1 (\beta \varepsilon_f T_f^4 - \varepsilon \bar{T}^4) \times \\
 & \quad \times \frac{(R_f - \bar{R}_2)(R_f - 3\bar{R}_2) + |\bar{R}_2'| (z - \eta)(R_f - 2\bar{R}_2)}{[(\eta - z)^2 + (R_f - \bar{R}_2)^2]^2} + \\
 & \quad + \frac{(4\bar{R}_2)(R_f - \bar{R}_2)(R_f - \bar{R}_2 + |\bar{R}_2'| (z - \eta))}{[(\eta - z)^2 + (R_f - \bar{R}_2)^2]^3} d\eta \Bigg), \\
 \beta_1(z) &= \frac{3}{\text{Re} \bar{V} \bar{R}^2} ((\mu \bar{R}^2 \bar{V})' + (\mu \bar{R}^2 \bar{V}')) - \bar{V}, \\
 \beta_2(z) &= \frac{3}{\text{Re} \bar{V} \bar{R}^2} \frac{d}{dz} (\mu \bar{R}^2 \bar{V}') - 2\bar{V}', \quad \beta_3(z) = \frac{\bar{V}}{2}, \\
 \beta_4(z) &= \frac{1}{2\bar{R}_1^2} \frac{d}{dz} (\bar{R}_1^2 \bar{V}), \quad \beta_5(z) = \frac{1}{2\bar{R}_2^2} \frac{d}{dz} (\bar{R}_2^2 \bar{V}), \\
 \beta_6(z) &= -\frac{\bar{V} \bar{T}'}{\bar{T}}, \quad \theta_1(z) = \frac{-6\bar{R}_1^2 \bar{V}' \mu}{\bar{R}^2 \bar{V} \text{Re}} + \frac{\bar{R}_1}{\text{We} \bar{V} \bar{R}^2}, \\
 \theta_2(z) &= \frac{-6}{\bar{R}^2 \bar{V} \text{Re}} \cdot \frac{d}{dz} \left( \mu \bar{R}_1^2 \frac{d\bar{V}}{dz} \right) + \\
 & \quad + \frac{2\bar{V}' \bar{R}_1^2}{\bar{R}^2} - \frac{2\bar{R}_1^2}{\bar{V} \text{Fr} \bar{R}^2} + \frac{\bar{R}_1'}{\text{We} \bar{V} \bar{R}^2}, \\
 \theta_3(z) &= \bar{V}, \\
 \theta_4(z) &= \frac{1}{\bar{R}_1^2} \cdot \frac{d}{dz} (\bar{R}_1^2 \bar{V}) -
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{1}{2\bar{R}_1} \left( \frac{2\text{La} \bar{R}_1 \bar{R}_2^2 - \frac{2}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_2^2}{\mu \bar{R}^2} - \right. \\
& \left. - \frac{2\bar{R}_1 \left( \text{La} \bar{R}_1^2 \bar{R}_2^2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right)}{\mu (\bar{R}_1^2 - \bar{R}_2^2)^2} \right), \\
\theta_5(z) = & -\frac{\bar{R}_1}{2\bar{R}_2^2} \left( \frac{2\text{La} \bar{R}_1 \bar{R}_2^2 - \frac{2}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_2^2}{\mu \bar{R}^2} - \right. \\
& \left. - \frac{\bar{R}_1}{2\bar{R}_2^2} \left( \frac{2\bar{R}_1 \left( \text{La} \bar{R}_1^2 \bar{R}_2^2 - \frac{1}{\text{Ma}} \bar{R}_1 \bar{R}_2 (\bar{R}_1 + \bar{R}_2) \right)}{\mu (\bar{R}_1^2 - \bar{R}_2^2)^2} \right) \right), \\
\theta_6(z) = & \frac{1}{\bar{R}^2 \bar{T}} \cdot \left[ -\frac{2}{\text{Pe}} \left( \lambda \bar{R}_1^2 \frac{d\bar{T}}{dz} \right) - 2\text{St}_1 \bar{R}_1^2 \bar{R}_1 (\bar{T} - \bar{T}_{in}) \right], \\
\theta_7(z) = & \frac{1}{\bar{R}^2 \bar{T}} \cdot \left[ -\frac{2}{\text{Pe}} \frac{d}{dz} \left( \lambda \bar{R}_1^2 \frac{d\bar{T}}{dz} \right) - \right. \\
& \left. - 2\text{St}_1 \bar{R}_1 (\bar{T} - \bar{T}_{in}) \left( 1 + \frac{3}{2} \bar{R}_1^2 \right) + 2\bar{V} \bar{R}_1^2 \frac{d\bar{T}}{dz} \right], \\
\varphi_1(z) = & -\frac{3a_2 \mu \bar{T} \bar{V}}{\text{Re} \bar{V}}, \\
\varphi_2(z) = & -\frac{1}{\text{Re} \bar{R}^2 \bar{V}} \cdot \frac{d}{dz} \left( 3\mu a_2 \bar{T} \bar{R}^2 \frac{d\bar{V}}{dz} \right), \\
\varphi_3(z) = & \frac{(\lambda \bar{R}^2 \bar{T})' + \lambda \bar{R}^2 \bar{T}'}{\bar{R}^2 \bar{T} \text{Pe}} - \bar{V}, \\
\varphi_4(z) = & \frac{1}{\bar{R}^2 \bar{T}} \cdot \left( \frac{1}{\text{Pe}} \frac{d}{dz} \left( \lambda \bar{R}^2 \frac{d\bar{T}}{dz} \right) - 2\bar{R}_1 \bar{T} \sqrt{1 + \bar{R}_1^2} \text{St}_1 - \right. \\
& - 2\bar{R}_1 \bar{T} \sqrt{1 + \bar{R}_1^2} \text{St}_1 - 2\bar{R}_2 \bar{T} \sqrt{1 + \bar{R}_1^2} \text{St}_2 - \\
& - 8\bar{R}_2 \bar{T}^4 \sqrt{1 + \bar{R}_1^2} \chi_1 - \bar{V} \bar{R}^2 \frac{d\bar{T}}{dz} - 16\chi R_f \varepsilon (R_f - \bar{R}_2) \bar{T}^4 \times \\
& \times \left. \int_0^1 \frac{R_f - \bar{R}_2 + |\bar{R}_2'| (z - \eta)}{[(\eta - z)^2 + (R_f - \bar{R}_2)^2]^2} d\eta \right),
\end{aligned}$$

здесь  $\bar{R}^2 = \bar{R}_1^2 - \bar{R}_2^2$ .

На следующем этапе был применен метод разделения переменных, согласно которому в линеаризованных уравнениях системы (3) неизвестные были представлены следующим образом:

$$\tilde{F}(z, \tau) = \tilde{f}(z) \cdot e^{-i\omega\tau}, \quad \tilde{f}(z) \in (\tilde{v}(z), \tilde{t}(z), \tilde{r}_1(z), \tilde{r}_2(z)).$$

После разделения переменных система (3) была сведена к системе линейных обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned}
& \frac{3\mu}{\text{Re}} \cdot \tilde{v}''(z) + \beta_1(z) \cdot \tilde{v}'(z) + [\beta_2(z) + i\omega] \cdot \tilde{v}(z) + \\
& + \alpha_1(z) \cdot \tilde{r}_2'(z) + \alpha_2(z) \cdot \tilde{r}_2(z) + \theta_1(z) \cdot \tilde{r}_1'(z) + \\
& + \theta_2(z) \cdot \tilde{r}_1(z) + \varphi_1(z) \cdot \tilde{t}'(z) + \varphi_2(z) \cdot \tilde{t}(z) = 0, \\
& \beta_3(z) \cdot \tilde{v}'(z) + \beta_4(z) \cdot \tilde{v}(z) + \theta_3(z) \cdot \tilde{r}_1'(z) + \\
& + (\theta_4(z) - i\omega) \cdot \tilde{r}_1(z) + \alpha_3(z) \cdot \tilde{r}_2(z) = 0, \\
& \beta_5(z) \cdot \tilde{v}'(z) + \beta_6(z) \cdot \tilde{v}(z) + \theta_5(z) \cdot \tilde{r}_2'(z) + \\
& + (\alpha_4(z) - i\omega) \cdot \tilde{r}_2(z) + \theta_6(z) \cdot \tilde{r}_1(z) = 0, \\
& \frac{\lambda}{\text{Pe}} \cdot \tilde{t}''(z) + \varphi_3(z) \cdot \tilde{t}'(z) + (\varphi_4(z) + i\omega) \cdot \tilde{t}(z) + \\
& + \alpha_5(z) \cdot \tilde{r}_2'(z) + \alpha_6(z) \cdot \tilde{r}_2(z) + \\
& + \theta_6(z) \cdot \tilde{r}_1'(z) + \theta_7(z) \cdot \tilde{r}_1(z) + \beta_6(z) \cdot \tilde{v}(z) = 0.
\end{aligned} \tag{4}$$

Далее с помощью дискретизации конечно-разностным методом (центральная аппроксимация) была получена система линейных алгебраических уравнений, которая в матричном виде имеет следующий вид:

$$(iN - \omega I)X = 0, \tag{5}$$

здесь  $i$  — мнимая единица;  $X = (\tilde{v}_k, \tilde{r}_{1k}, \tilde{r}_{2k}, \tilde{t}_k)^T$  — вектор-столбец значений переменных на каждом шаге;  $I$  — единичная матрица;  $N$  — матрица коэффициентов при переменных  $X$ .

Из уравнения (5) следует, что  $\omega$  является собственным значением матрицы коэффициентов  $N$ . Поскольку собственная частота является комплексным числом,  $\omega = \omega_r + i\omega_i$ , где  $\omega_i$  — коэффициент нарастания. Этот коэффициент позволяет судить о том, затухают или нарастают колебания. Если все  $\omega_i < 0$ , тогда можно говорить о том, что колебания затухают, а значит, исследуемое состояние (стационарное течение) устойчиво, в противном случае (при  $\omega_i > 0$ ) оно неустойчиво [22]. Тем самым, задача анализа устойчивости свелась к задаче нахождения собственных чисел матрицы коэффициентов, причем для определения устойчивости достаточно оценивать только максимальное значение мнимой части  $\omega_i^{(1)}$ , так называемый коэффициент затухания первой моды.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ УСТОЙЧИВОСТИ ВЫТЯЖКИ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

##### 4.1. Изотермический процесс

Приведем краткий обзор параметров, важных для оценивания устойчивости процесса изготов-

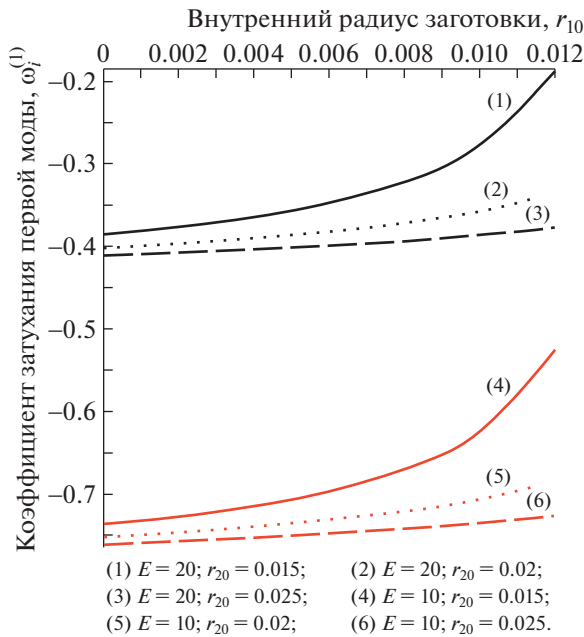


Рис. 4. Зависимость  $\omega_i^{(1)}$  от геометрии заготовки при различной кратности вытяжки  $E$ .

ления волокон. Наиболее важным из них является кратность вытяжки  $E$ . Проведены оценка влияния кратности вытяжки и одновременный учет влияния геометрических параметров заготовки на устойчивость рассматриваемого процесса (рис. 4).

С ростом кратности вытяжки процесс становится менее устойчивым. Кроме того, уменьшение толщины заготовки при одновременном увеличении размера полости капилляра также приводит к потере устойчивости. Необходимо отметить, что данная зависимость между кратностью и устойчивостью вытяжки была также выявлена и в случае сплошного волокна [25–28].

Наибольший интерес вызывает связь устойчивости процесса с числом Рейнольдса, которое характеризует действие сил инерции и вязкого трения. Кратность вытяжки была зафиксирована значением  $E = 20$ , а расчеты устойчивости проводились при различных значениях числа Рейнольдса и для различных геометрических параметров заготовок.

По результатам расчета коэффициентов первой моды (рис. 5) можно установить, что с ростом числа Рейнольдса устойчивость процесса вытяжки кварцевого капилляра увеличивается. Кроме того, увеличение внутреннего радиуса капилляра или, что то же самое, радиуса его полости, приводит к потере устойчивости процесса вытяжки.

Таким образом, проведенный анализ позволил найти границы устойчивости к малым возмущениям для процесса вытяжки с учетом их геометрических параметров, кратности и чисел Рейнольдса.

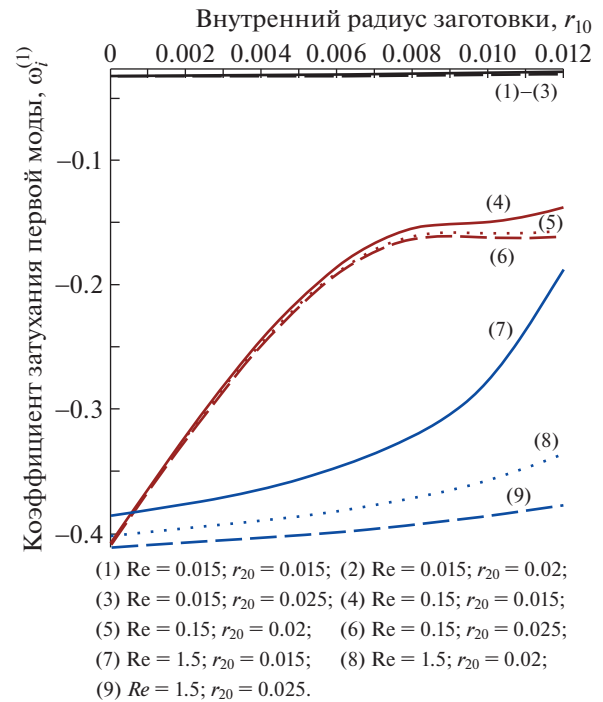


Рис. 5. Зависимость  $\omega_i^{(1)}$  от радиусов заготовки при различных числах  $Re$ .

#### 4.2. Неизотермический процесс

Рассмотрим вытяжку в условиях неизотермичности. Оценим влияние распределения температуры вдоль поверхности печи на устойчивость вытяжки кварцевых трубок. Известно, что температура вдоль поверхности печи изменяется, причем в центральной части печи можно выделить зону (ядро) шириной  $H$ , в которой температура постоянна и намного выше, чем вблизи краев [29]. Будем считать, что распределение температуры печи определяется соотношением

$$T_f(z, \tau) = \begin{cases} T_{f1}, & z \in \left[0; \frac{(1-h) \cdot L}{2}\right] \\ T_{f2}, & z \in \left(\frac{(1-h) \cdot L}{2}; \frac{(1+h) \cdot L}{2}\right), \\ T_{f1}, & z \in \left[\frac{(1+h) \cdot L}{2}; L\right], \end{cases}$$

где  $h = H/L$  — относительная ширина ядра нагревательного элемента.

Распределение температуры вдоль поверхности нагревательного элемента наравне с кратностью вытяжки, скоростью подачи заготовки и скоростью вытяжки является параметром, оказывающим влияние на устойчивость процесса производства волокна.

Цель данного этапа исследования — выявление таких значений параметра  $h$ , при которых

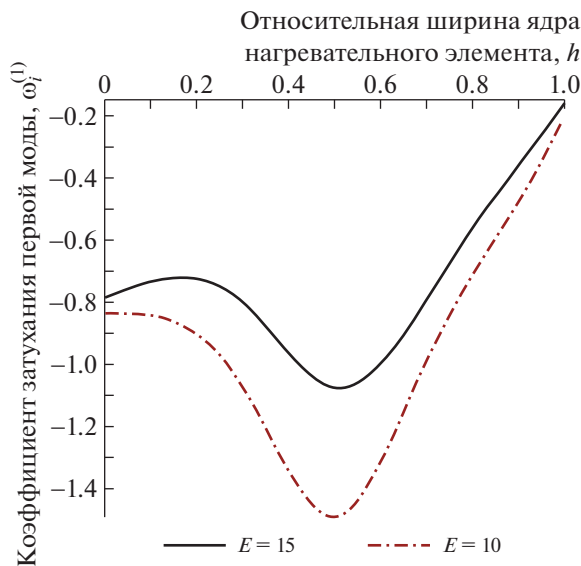


Рис. 6. Зависимость  $\omega_i^{(1)}$  от  $h$  при различных значениях кратности  $E$ .

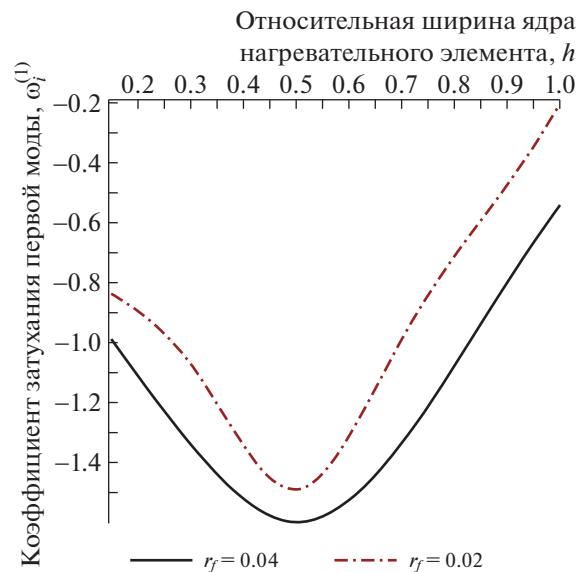


Рис. 7. Зависимость  $\omega_i^{(1)}$  от радиуса печи и  $h$ .

процесс вытяжки является устойчивым. Расчеты проводились в Comsol Multiphysics с кратностью вытяжки из области устойчивости. Значения остальных параметров процесса вытяжки были следующими:

$$\begin{aligned} v_0 &= 0.01, & r_f &= 0.02, & r_{10} &= 0.008, \\ r_{20} &= 0.015, & T_{f1} &= 1600, & T_{f2} &= 2100. \end{aligned}$$

Результаты исследований, представленные на рис. 6, демонстрируют существенную зависимость устойчивости вытяжки от параметра  $h$ . Выявляется оптимальная зона  $h \in [0.2; 0.7]$ , в которой формирование волокна наиболее устойчиво. Как и в изотермическом случае, существенно влияние кратности на устойчивость. Таким образом, полученные закономерности позволяют проектировать системы управления температурой печи с целью повышения устойчивости процесса вытяжки.

Выявлена существенная зависимость устойчивости процесса вытяжки от радиуса печи. На рис. 7 представлена зависимость первых мод от указанного расстояния и ядра печи  $h$ . При фиксированном радиусе преформы с увеличением радиуса печи  $r_f$  увеличивается расстояние между поверхностями кварца и нагревателя, что приводит к большей стабилизации процесса вытяжки.

Получена достаточно интересная зависимость устойчивости вытяжки от температуры на концах печи ( $T_{\text{л}}$ ). При значениях  $T_{\text{л}}$ , меньших температуры плавления кварца, устойчивость процесса практически не зависит от  $T_{\text{л}}$ . При  $T_{\text{л}}$  выше тем-

пературы плавления с ростом  $T_{\text{л}}$  процесс вытяжки становится менее устойчивым (рис. 8).

Таким образом, существуют оптимальные параметры нагревательного элемента — ширина ядра  $h$ , его температура  $T_{f2}$ , температура на краях печи  $T_{\text{л}}$  и радиус печи  $r_f$ , — при которых значительно (в несколько раз) увеличивается устойчивость процесса вытяжки кварцевых труб.

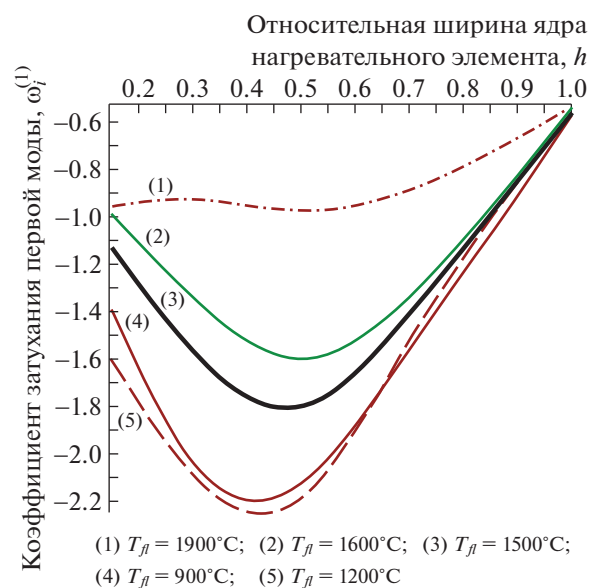


Рис. 8. Зависимость  $\omega_i^{(1)}$  от  $h$  при различных значениях  $T_{\text{л}}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование посвящено вопросам устойчивости процесса вытяжки кварцевых капилляров для РСФ. Получена модифицированная модель вытяжки РСФ, учитывающая силы инерции, вязкого трения и поверхностного натяжения, а также все виды теплообмена. В рамках линейной теории устойчивости разработаны подходы к оценке устойчивости модельных решений. Оценено влияние кратности вытяжки  $E$  и сил инерции (числа Рейнольдса) на устойчивость рассматриваемого процесса. При этом одновременно учитывалось влияние геометрических параметров заготовки.

Исследовано влияние относительной ширины нагревательного элемента на устойчивость. Показано, что с увеличением кратности вытяжки теряется устойчивость процесса. Расчеты при различных значениях радиуса печи показали, что устойчивость зависит от расстояния между печью и поверхностью заготовки: чем меньше радиус, тем менее устойчив процесс. Показано существование оптимальных параметров нагревательного элемента — ширины ядра, его температуры, температуры на краях печи и радиуса печи, — при которых в несколько раз увеличивается устойчивость процесса вытяжки. Выявлена оптимальная зона нагрева, в которой процесс формирования волокна наиболее устойчив.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pendão C., Silva I.* // *Sensors*. 2022. V. 22. P. 7554. <https://doi.org/10.3390/s22197554>
2. *Lin W., Zhang C., Li L., Liang S.* // In Proceedings of the 2012 Symposium on Photonics and Optoelectronics. Shanghai. China. 21–23 May 2012. P. 1.
3. *Krohn D.A., MacDougall T., Mendez A.* *Fiber Optic Sensors: Fundamentals and Applications*. Spie Press. Bellingham. WA. 2014.
4. *Xiao F., Chen G.S., Hulsey J.L.* // *Sensors*. 2017. V. 17. P. 2390. <https://doi.org/10.3390/s17102390>
5. *Padma S., Umesh S., Pant S., Srinivas T.* // *J. Biomedical Opt.* 2016. V. 21. P. 86012. <https://doi.org/10.1117/1.JBO.21.8.086012>
6. *Kahandawa G.C., Epaarachchi J., Wang H., Lau K.* // *Photonic Sens.* 2012. V. 2. P. 203. <https://doi.org/10.1007/s13320-012-0065-4>
7. *Qiao X., Shao Z., Bao W., Rong. Q.* // *Sensors*. 2017. V. 17. P. 429. <https://doi.org/10.3390/s17030429>
8. *Nie M., Xia Y.H., Yang H.S.* // *Clust. Comput.* 2019. V. 22. P. 8217. <https://doi.org/10.1007/s10586-018-1727-9>
9. *Wu T., Liu G., Fu S., Xing F.* // *Sensors* 2020. V. 20. P. 4517. <https://doi.org/10.3390/s20164517>
10. *Reeves W., Knight J., Russell P., Roberts P.* // *Opt. Express* 2002. 10. 609. <https://doi.org/10.1364/oe.10.000609>
11. *Habib M.A., Anower M.S., Hasan M.R.* // *Curr. Opt. Photon.* 2017. V. 1. P. 567. <https://doi.org/10.3807/COPP.2017.1.6.567>
12. *Troia B., Paolicelli A., Leonardis F., Passaro V.* // *Adv. Photon. Cryst.* 2013. V. 1. P. 241. <https://doi.org/10.5772/53897>
13. *Maidi A.M., Kalam M.A., Begum F.* // *Photonics*. 2022. V. 9. P. 958. <https://doi.org/10.3390/photonics9120958>
14. *Griffin S.* // *Lc Gc North America*. 2002. V. 20 (10). P. 928.
15. *McMican R.* // *Reinforced Plastics* 2012. V. 56 (5). P. 9. [https://doi.org/10.1016/S0034-3617\(12\)70110-8](https://doi.org/10.1016/S0034-3617(12)70110-8)
16. *Xue C., Qin Y., Fu H., Fan J.* // *Polymers* 2022. V. 14. P. 3372. <https://doi.org/10.3390/polym14163372>
17. *Wang K.Y., Liu R.X., Zhang L., Yan Y.H., Sui X.Y., Zhou C.L., Cheng Z.Q.* // *IOP Conf. Series: Materials Science and Engin.* 2019. P. 678. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/678/1/012076>
18. *Fitt A.D., Furusawa K., Monro T.M., Please C.P.* // *J. Light. Technol.* 2001. V. 19. P. 1924. <https://doi.org/10.1109/50.971686>
19. *Pervadchuk V., Vladimirova D., Gordeeva I., Kuchumov A.G., Dektyarev D.* // *Fibers* 2021. V. 9. P. 77. <https://doi.org/10.3390/fib9120077>
20. *Lienard I.V., John H.* *A Heat Transfer Textbook*. Phlogiston Press: Cambridge. MA. 2017.
21. *Fitt A.D., Furusawa K., Monro T.M., Please C.P., Lienard I.V., John H.* // *J. Light. Technol.* 2001. V. 19. P. 1924. <https://doi.org/10.1109/50.971686>
22. *Drazin P.G., Reid W.H.* *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University Press. 2010. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511616938>
23. *Morgan R.* // *Math. J.* 2015. V. 16. P. 67.
24. *Rodríguez R.S., Avalos G.G., Gallegos N.B., Ayala-jaimés G., García A.P.* // *Symmetry* 2021. 13. 854. <https://doi.org/10.3390/sym13050854>
25. *Jung H.W., Hyun J.C.* // *Rheology Rev.* 2006. V. 2006. P. 131.
26. *Bechert M., Scheid B.* // *Phys. Rev. Fluids* 2017. V. 2. P. 10.1103. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.113905>
27. *Van der Hout R.* // *Europ. J. Appl. Math.* 2000. V. 11. P. 129. <https://doi.org/10.1017/S0956792599004118>
28. *Hagen T., Langwallner B.* // *ZAMM·Z. Angew. Math. Mech.* 2006. V. 86. P. 63. <https://doi.org/10.1002/zamm.200410225>
29. *Vasil'ev V.N., Dul'nev G.N., Naumchik V.D.* // *J. Engen. Phys.* 1988. V. 55. P. 918.

АННОТАЦИИ СТАТЕЙ, НАМЕЧАЕМЫХ  
К ПУБЛИКАЦИИ В ЖУРНАЛЕ ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223050373, EDN: XXHHRY

## ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

**Gozde Tektas, Cuneyt Celiktas. Investigation OF Alpha Detection Performances of Two different Types of Photomultiplier Tubes.** — 8 p., 7 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Alpha particle detection performances of a Hamamatsu R1828-01 model and a RCA 6342A model photomultiplier tubes (PMT) were tested. For the sensitivity of the PMTs to alpha particles, an Eljen AJ-440 model ZnS(Ag) scintillator material in sheet form was used in front of their windows. To test their performances, the alpha peaks of an  $^{241}\text{Am}$  source and the energy resolution values of the detectors that composed of these PMTs were compared. It has been showed that R1828-01 model PMT utilized for fast timing measurements in radiation detection could be used in alpha particle detection efficiently. This work revealed its another advantageous feature in addition to existing specifications.

**Азнабаев Д., Исатаев Т., Лукьянов С.М., Смирнов В.И., Стукалов С.С., Солодов А.Н. Позиционно-чувствительный детектор на основе микроканальных пластин для измерения характеристик осколков деления на установке МАВР.** — 9 с., 13 рис.

Представлены результаты измерений осколков деления с помощью времяпролетной системы с позиционно-чувствительным детектором на основе микроканальных пластин, созданной для измерений масс продуктов ядерных реакций на установке МАВР. Преимуществом таких микроканальных пластин является их высокая позиционная чувствительность и высокая эффективность регистрации тяжелых заряженных частиц с малой энергией. В работе приведены техническое описание системы регистрации осколков деления и результаты измерения параметров позиционно-чувствительного детектора на основе микроканальных пластин большой площади ( $40 \times 60 \text{ мм}^2$ ), полученные при измерении осколков спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Координатное разрешение по осям  $X$  и  $Y$  определялось при регистрации осколков деления в реакции  $^{14}\text{N} + ^{192}\text{Au}$  на установке МАВР. Временное разрешение ПЧД было получено путем регистрации времени пролета альфа-частиц, испускаемых радиоактивным источником  $^{226}\text{Ra}$ .

**Акулич В.В., Афанасьев К.Г., Баев В.Г., Колесников А.О., Кравчук Н.П., Кучинский Н.А., Малышев В.Л., Мовчан С.А. Тонкостенные дрейфовые трубки с резистивным катодом из DLC и внешним стриповым считыванием сигнала.** — 10 с., 10 рис.

Разработаны, изготовлены и испытаны образцы тонкостенных дрейфовых трубок (строу) с резистивным катодом и внешним стриповым считыванием. Катодный цилиндр строу изготовлен по технологии ультразвуковой сварки из лавсановой пленки. В качестве катода используется резистивное покрытие из ал-

мазоподобного углерода (Diamond Like Carbon – DLC). Показана возможность считывания наведенного катодного сигнала с кольцевых электродов (стрипов), расположенных на внешней стороне катодного цилиндра строу. Использование метода центра тяжести для сигналов со стрипов позволяет с хорошей точностью определить координату события вдоль анодной проволоочки.

**Галаванов А.В., Кумпан А.В., Салахутдинов Г.Х., Сосновцев В.В., Шакиров А.В. Установка для исследования газовых смесей для трехкаскадного газового электронного умножителя.** — 7 с., 8 рис.

В НИЯУ МИФИ создана экспериментальная установка для исследования спектрометрических характеристик газовых смесей для каскадных газовых электронных усилителей (ГЭУ), которые широко используются в современных трековых детекторах, черенковских детекторах, детекторах синхротронного излучения для постановки экспериментов в области физики высоких энергий. В статье приводятся результаты исследований характеристик газовой смеси для ГЭУ, применяемых в международном эксперименте BM@N (ОИЯИ, г. Дубна). Отмечена возможность использования данной установки для проведения лабораторных работ в сопровождении магистерских курсов по направлению «Ядерная физика и технологии».

**Суслов И.А., Немченко И.Б., Клименко А.А., Быстрыков А.Д., Камнев И.И. Теллур-содержащие пластмассовые сцинтилляторы.** — 13 с., 1 рис.

Представлены первые результаты разработки на основе полистирола, полиметилметакрилата и их сополимеров не известных ранее теллурсодержащих пластмассовых сцинтилляторов для детекторов по поиску и исследованию безнейтринного двойного бета-распада. В качестве теллурсодержащих добавок использованы комплексное соединение оксида дифенилтеллура и ди-(2-этилгексил)фосфорной кислоты и ди-2-этилгексаноат дифенилтеллура. Описаны условия получения образцов, охарактеризован их световой ход и прозрачность.

## ЭЛЕКТРОНИКА И РАДИОТЕХНИКА

**Деспотули А.Л., Казьмирук В.В., Деспотули А.А., Андреева А.В. Генератор прямоугольных импульсов на основе последовательного соединения MOSFET с  $U_{\text{max}} = 4500 \text{ В}$ .** — 15 с., 7 рис.

Выявлены преимущества новой конструкции генератора высоковольтных прямоугольных импульсов. В отличие от аналогов, в предложенном авторами генераторе изменены схемы ключа, образованного последовательным соединением  $N$  транзисторов ( $T_k$ ,  $k = 1, \dots, N$ ) и сопряженного с ключом высоковольтного

источника; он обеспечивает  $N$  ЭДС  $E_k$  ( $E_i/E_j = \text{const}$  ( $i, j$ );  $i^1 j$ ;  $i, j = 1, 2, \dots, N$ ), которые питают  $T_k$  через нагрузочные резисторы  $R_k$ . Предложенная конструкция позволяет отказаться от резистивного делителя и снабдеров, балансирующих равенство напряжений  $U_k$  на одинаковых  $T_k$  в генераторах-аналогах. Преимущества нового решения: 1) простота схемы и настройки ключа; 2) быстрый переход ON@OFF ( $R_k$  малы); 3) высокая частота повторения импульсов; 4) значительное улучшение балансировки напряжений  $U_k$ , что позволяет задавать ЭДС  $E_k$  так, чтобы выполнялось условие  $SU_k \gg SU_{k, \max}$  для разных по типу транзисторов ( $U_{i, \max}^1 U_{j, \max}$ ). В генераторе использовались высоковольтные транзисторы разных типов с  $U_{\max} = 4500$  В. В результате, упрощена постановка высоковольтных экспериментов для поиска новых путей выполнения исследования. Выполнено сравнение вольт-амперных характеристик эмиссии (импульсный и стационарный режимы) из жидкого сплава на основе Ga.

**Коротков С.В., Жмодиков А.Л., Коротков Д.А.** Генератор высоковольтных наносекундных импульсов на основе динисторов с ударной ионизацией. — 7 с., 4 рис.

Описан генератор мощных наносекундных импульсов, состоящий из четырех эстафетно включающихся каскадов. Каждый каскад содержит накопительный конденсатор с рабочим напряжением 8 кВ и блок последовательно соединенных динисторов с ударной ионизацией. Показана возможность коммутации в нагрузку 30 Ом импульсов тока с амплитудой 800 А и фронтом 4 нс, следующих с частотой 100 Гц. Определены перспективы увеличения выходного напряжения и выходной энергии генератора.

**Паршин В.В., Чиликов А.А., Шитов А.М., Корнишин С.Ю., Шевелёв И.Н., Серов Е.А., Королёв С.А.** Волноводный детектор мощности трёхмиллиметрового диапазона с низким коэффициентом отражения. — 8 с., 6 рис.

Представлен корпусной детектор мощности, выполненный в волноводе стандартного сечения  $2.4 \times 1.2$  мм<sup>2</sup> для трёхмиллиметрового диапазона длин волн с достаточно хорошим для этого типа устройств согласованием. В конструкции используются низковольтные диоды, изготовленные на структуре отечественного производства. Приводятся расчетные и экспериментальные характеристики детекторов, такие как частотная зависимость чувствительности и уровень коэффициента стоячей волны (КСВ). Показано, что средняя чувствительность детекторов по диапазону составляет более 1000 В/Вт, а КСВ имеет значение не более 3.

## ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

**Алексеев В.И., Архангельский А.И., Басков В.А., Батищев А.Г., Власик К.Ф., Гальпер А.М., Дронов В.А., Львов А.И., Кольцов А.В., Полянский В.В., Сидорин С.С., Утешев З.М.** Калибровочный пучок вторичных электронов низких энергий ускорителя ФИАН “Пахра”. — 13 с., 11 рис.

Представлены характеристики калибровочного пучка вторичных электронов ускорителя “Пахра” Физического института им. П.Н. Лебедева РАН на основе магнита СП-3. Энергетическое разрешение пучка с

медным конвертором толщиной 2 мм в диапазоне энергий электронов  $E = 5\text{--}100$  МэВ составило  $\delta \approx 10\%$ .

**Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Семиков Д.А., Тертышник А.Д.** Метод детектирования нанометровых колебаний длины в волоконно-оптических сенсорах с помощью следящего тандемного низкокогерентного интерферометра. — 7 с., 4 рис.

Предложен метод детектирования изменений длины оптического резонатора, предназначенный для волоконно-оптических сенсоров на базе интерферометра Фабри–Перо. Показана возможность детектирования колебаний длины резонатора на субнанометровом уровне в полосе частот 1.5–300 кГц. Чувствительность составила 0.3 нм по среднеквадратичному отклонению. Предложенная схема позволяет надежно выделять высокочастотные колебания на фоне медленных дрейфов длины сенсора, вызванных температурными колебаниями или деформациями.

**Костюшин В.А., Позняк И.М., Топорков Д.А., Бурмистров Д.А., Журавлев К.В., Лиджигорьев С.Д., Усманов Р.Р., Цыбенко В.Ю., Немчинов В.С.** Плазменная установка МК-200. — 9 с., 7 рис.

Плазменные потоки с высокой скоростью, плотностью и энергосодержанием находят широкое применение в исследованиях по взаимодействию плазмы с материалами, моделированию астрофизических процессов, разработке плазменных двигателей и плазменных источников излучения, инжекции плазмы в термоядерные установки. Для генерации таких потоков могут быть использованы электродинамические плазменные ускорители. В данной работе описаны конструктивные особенности мощного импульсного плазменного ускорителя и диагностические средства для измерения параметров генерируемого им плазменного потока.

**Котов В.М., Аверин С.В., Зенкина А.А., Белоусова А.С.** Поляризационные особенности пространственного акустооптического фильтра, основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка. — 13 с., 6 рис.

Исследованы поляризационные свойства двухканального пространственного акустооптического фильтра, основанного на дифракции в два симметричных брэгговских порядка. Продемонстрирован вариант, когда в процессе фурье-обработки изображения контуры в разных каналах образуются в разных поляризациях, причем формирование контуров происходит на разных акустических частотах. Вариант подтвержден экспериментально на примере оптического фурье-обработки изображения, переносимого излучением с длиной волны света 0.63 мкм. В качестве фильтра пространственных частот использована акустооптическая ячейка из парателлурита, позволившая выделить контур изображения по одному каналу на частоте звука 34 МГц, а по-другому — на частоте 42 МГц.

**Кузьмин Н.В., Тугаринов С.Н., Серов В.В., Серов С.В., Павлова Г.С., Науменко Н.Н.** Светосильный спектрометр-полихроматор высокого разрешения, оснащенный научными КМОП-камерами, для спектроскопической диагностики плазмы токамаков. — 18 с., 7 рис.

Описан усовершенствованный прототип спектрометра-полихроматора высокого разрешения (СПВР), разработанного для спектроскопической диагностики

плазмы, в частности, для активной спектроскопической диагностики на установке ИТЭР. Активная спектроскопия позволяет измерять такие параметры плазмы, как профили ионной температуры, скорости торoidalного и полоидального вращения, концентрации легких примесей. Спектрометр оборудован несерийными высокопроизводительными компактными научными КМОП-камерами с низким уровнем шумов, широким динамическим диапазоном, высокой квантовой эффективностью и практически 100-процентным рабочим циклом. В основе спектрометра лежат три пропускающие голограммные дифракционные решетки, обеспечивающие работу одновременно в трех спектральных диапазонах:  $468 \pm 5$  нм,  $529 \pm 5$  нм и  $656 \pm 6$  нм. Представлены результаты измерения основных технических параметров камер, пропускающих дифракционных решеток и спектрометра в целом. Было установлено соответствие характеристик разработанного спектрометра требованиям, предъявляемым к спектроскопическому оборудованию, необходимому для измерений методом активной спектроскопии на установке ИТЭР.

**Лавров Л.М., Поздняков Е.В., Ульмов Е.А., Ямщиков В.М. Метод измерения диаграммы направленности рассеянного излучения из лазерной плазмы с использованием засвеченной фотобумаги.** — 15 с., 12 рис.

Предложен метод регистрации пространственного распределения рассеянного из лазерной плазмы излучения в широком угловом диапазоне, вплоть до  $4\pi$ , с использованием предварительно засвеченной и проявленной фотобумаги. Метод позволяет получить диаграмму направленности рассеянного излучения с достаточно высоким пространственным и угловым разрешением. Выполнив калибровку чувствительности фотобумаги, можно измерить величину энергии рассеянного излучения, ее пространственное распределение и определить интегральную величину потерь энергии на рассеяние в широком спектральном диапазоне от УФ- до ИК-области.

**Маркин Ю.В., Кунькова З.Э. Методика оперативного контроля инструментальных ошибок при регистрации спектров магнитного кругового дихроизма в отраженном свете.** — 16 с., 6 рис.

Описана методика оперативного контроля достоверности данных спектроскопии магнитного кругового дихроизма в отраженном свете, основанная на измерении полярного магнитооптического эффекта Керра при нормальном падении света на образец с использованием метода фазовой модуляции световой волны с помощью фотоупругого модулятора. Представленная методика предполагает в процессе сканирования по спектру измерение амплитуд сигналов на “нулевой” ( $V_{\perp}$ ) и удвоенной ( $V_{2f}$ ) частотах  $f$  фазовой модуляции в скрещенных поляризаторах. При этих измерениях постоянство отношения  $V_{2f}/V_{\perp}$  во всем спектральном диапазоне является подтверждением достоверности данных спектроскопии. Выполнен анализ возможных инструментальных погрешностей, приводящих к искажению формы регистрируемого спектра. Работоспособность и эффективность методики иллюстрируется на примере измерения спектра магнитного кругового дихроизма пленки MnAs.

**Осипов В.В., Орлов А.Н., Лисенков В.В., Максимова Р.Н., Шитов В.А. распределение магнитного поля в зазоре между двумя постоянными маг-**

**тами: расчетные и экспериментальные данные, а также их применение.** — 11 с., 7 рис.

Проведены теоретические и экспериментальные исследования распределения магнитного поля в пространстве между двумя постоянными магнитами цилиндрической формы со сквозными отверстиями в центре. В середине пространства размерами  $2 \times 2 \times 2$  мм<sup>3</sup> вблизи оси симметрии обнаружено магнитное поле с неоднородностью не более чем 3%, а в области  $1 \times 1 \times 1$  мм<sup>3</sup> — менее 1%. На основе расчетных и экспериментальных результатов разработана и изготовлена установка для определения постоянной Верде ( $V$ ) с применением постоянных магнитов из неодима. Определены магнитооптические постоянные для образцов оптической керамики из Tb<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Tb<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> на длинах волн 0.628 и 1.06 мкм.

**Сергеев В.А., Радаев О.А., Фролов И.В. Измеритель внутренней квантовой эффективности светодиодов.** — 15 с., 6 рис.

Приведены описание и характеристики разработанного измерителя внутренней квантовой эффективности (ВКЭ) InGaN-светодиодов. Измеритель позволяет определять ВКЭ светодиодов в диапазоне токов до 25 мА путем измерения ватт-амперной характеристики и решения системы уравнений, связывающих значения мощности излучения светодиода при двух токах с аппроксимирующей функцией, полученной на основе ABC-модели (модели рекомбинации носителей заряда в светоизлучающей гетероструктуре, где А, В и С — коэффициенты безызлучательной, излучательной и оже-рекомбинации соответственно). В отличие от известных российских и зарубежных аналогов, измеритель ВКЭ характеризуется простотой аппаратной реализации и позволяет определять ВКЭ светодиодов при комнатной температуре. Работа измерителя апробирована на примере измерения ВКЭ коммерческих InGaN-светодиодов зеленого и синего свечения. Измеритель может быть использован в научных лабораториях, а также во входном контроле предприятий — изготовителей светодиодной продукции.

**Тарасенко В.Ф., Скакун В.С., Панарин В.А., Сорокин Д.А. Малогабаритная эксилампа с длиной волны 172 нм.** — 9 с., 3 рис.

Описана конструкция и приведены параметры малогабаритной эксилампы, имеющей оригинальный отпаянный излучатель, изготовленный из кварцевой трубки с внешним диаметром 21 мм. Исследованы характеристики излучения ксенона в вакуумной ультрафиолетовой области спектра. На полосе второго континуума ксенона, имеющего максимум на длине волны  $\lambda \approx 172$  нм, при частоте следования импульсов 96 кГц получена плотность мощности излучения 30 мВт/см<sup>2</sup>. Эксилампа использована для возбуждения полиметилметакрилата, в котором зарегистрирована полоса фотолюминесценции в области спектра 380–480 нм.

**Хурчиев А.О., Панюшкин В.А., Скобляков А.В., Канцырев А.В., Голубев А.А., Гаврилин Р.О., Богданов А.В., Ладыгина Е.М., Высоцкий С.А. Калибровка детекторных пленок Imaging Plates для регистрации заряженных частиц.** — 16 с., 13 рис.

Информация об эмитируемых заряженных частицах плазмой сильноточных разрядов представляет интерес как с точки зрения понимания фундаменталь-

ных процессов, происходящих в импульсной плазме, так и для прикладных задач. Компактные магнитные спектрометры на основе постоянных магнитов позволяют проводить измерения потока заряженных частиц от плазмы в условиях сильных электромагнитных наводок. Пленочные детекторы Imaging Plate (IP) являются одними из наиболее часто используемых типов детекторов для регистрации заряженных частиц в лазерно-плазменных и электроразрядных экспериментах. В данной работе представлены результаты калибровки пленки IP BAS-MS при регистрации электронов и пленки IP BAS-TR при регистрации ионов гелия и вольфрама. Получены калибровочные зависимости чувствительности пленки BAS-MS для электронов в диапазоне энергий 0.65–50 МэВ и чувствительности пленки BAS-TR для ионов вольфрама в диапазоне энергий от 20 эВ до 650 кэВ с учетом углов падения частиц на детектор.

### ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ ДЛЯ ЭКОЛОГИИ, МЕДИЦИНЫ, БИОЛОГИИ

**Yanrong Yang, Junlei Zhao, Yuehua Zhou, Yun Dai. Dual-Camera Three-Dimensional Automatic Tracking for a Human Eye Adaptive Optics System.** — 13 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

Adaptive optics (AO) has been widely used to measure and regulate human eye aberrations in real time. However, involuntary eye movement will restrict the working ability of the AO system severely. Thus, we propose a dual-camera three-dimensional (3D) automatic tracking technique for the AO system. In this paper, the basic principle of 3D tracking eye positioning and pupil tracking was introduced. The accuracy and feasibility were verified by practical experiments. The results show that the averaged root mean square error of higher-order aberrations from eight subjects is decreased by 11.5%, and the fluctuation variance is decreased significantly.

**Аврорин А.В., Аврорин А.Д., Айнутдинов В.М., Аллахвердян В.А., Бардачова З., Белолепиков И.А., Борина И.В., Буднев Н.М., Гафаров А.Р., Голубков К.В., Горшков Н.С., Гресь Т.И., Дворниcki P., Джилкибаев Ж.-А.М., Дик В.Я., Домогацкий Г.В., Дорошенко А.А., Дячок А.Н., Елжов Т.В., Зоборов Д.Н., Кебкел В.К., Кебкел К.Г., Кожин В.А., Колбин М.М., Конишев К.В., Коробченко А.В., Кошечкин А.П., Круглов М.В., Крюков М.К., Кулепов В.Ф., Малышкин Ю.М., Миленин М.Б., Миргазов Р.Р., Назари В., Наумов Д.В., Петухов Д.П., Плисковский Е.Н., Розанов М.И., Рушай В.Д., Рябов Е.В., Сафронов Г.Б., Сеитова Д., Сиренко А.Э., Скурихин А.В., Соловьев А.Г., Сорокинов М.Н., Стромаков А.П., Суворова О.В., Таболенко В.А., Тарашанский Б.А., Файт Л., Хатун А., Храмов Е.В., Шайбонов Б.А., Шелепов М.Д., Шилкин С.Д., Шимковиц Ф., Штекл И., Эцкорова Э., Яблокова Ю.В. Повышение чувствительности нейтринного телескопа BAIKAL-GVD с помощью внешних гирлянд оптических модулей.** — 15 с., 7 рис.

В оз. Байкал продолжается развертывание глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD. К апрелю 2022 г. было введено в эксплуатацию 10 кластеров телескопа, в состав которых входит 2880 оптических

модулей. Одной из актуальных задач Байкальского проекта является исследование возможностей увеличения эффективности регистрации детектора на основе опыта его эксплуатации и результатов, полученных на других нейтринных телескопах за последние годы. В данной работе рассматривается вариант оптимизации конфигурации телескопа, путем установки дополнительной гирлянды оптических модулей между кластерами детектора (внешней гирлянды). Экспериментальная версия внешней гирлянды была установлена в оз. Байкал в апреле 2022 г. В работе представлены результаты расчетов эффективности регистрации нейтринных событий для новой конфигурации установки, техническая реализация системы регистрации и сбора данных внешней гирлянды и первые результаты ее натурных испытаний в оз. Байкал.

**Артюхов А.А., Загрядский В.А., Кравец Я.М., Кузнецова Т.М., Маламут Т.Ю., Новиков В.И., Рыжков А.В., Скобелин И.И., Удалова Т.А. Лабораторная установка для повышения технологического выхода  $^{123}\text{I}$  при облучении протонами мишени с  $^{124}\text{Xe}$ .** — 12 с., 3 рис.

Одним из способов получения  $^{123}\text{I}$  является облучение протонами газообразного  $^{124}\text{Xe}$ , в среде которого происходят ядерные реакции, приводящие к образованию и распаду изотопов  $^{123}\text{Xe}$  и  $^{123}\text{I}$ . По окончании облучения газовую фазу конденсируют из мишенного устройства в специальную "распадную емкость", в которой, в процессе распада  $^{123}\text{Xe}$ , происходит образование и накопление целевого изотопа  $^{123}\text{I}$ . За время облучения в мишенном устройстве образуется и оседает на его стенках количество  $^{123}\text{I}$ , сопоставимое с получаемым в «распадной емкости». Для повышения общего выхода  $^{123}\text{I}$  была создана лабораторная установка и отработан технологический процесс извлечения  $^{123}\text{I}$  со стенок мишени. Используется метод экстракции органическими растворителями — ацетоном и диэтиловым эфиром. Степень экстракции наработанного  $^{123}\text{I}$  из алюминиевой мишени составляет не менее 84%. Потери при последующей вакуумной отгонке растворителей не превышают 5%. После вакуумной отгонки выделенный  $^{123}\text{I}$  смывается раствором NaOH. На этом этапе эффективность смыва  $^{123}\text{I}$  раствором 0.01М NaOH составляет не менее 95%. Однако, даже с учетом этих потерь, предложенный способ дает возможность дополнительно извлечь из мишенного устройства радионуклид  $^{123}\text{I}$  в количестве равном или превышающем активность нарабатываемого  $^{123}\text{I}$  по существующей технологии.

**Воронов К.Е., Пияков И.В., Калаев М.П., Телегин А.М. Исследование работы детектора пролета высокоскоростных заряженных микрочастиц для времяпролетного масс-спектрометра.** — 7 с., 8 рис.

В работе рассмотрены различные конструкции детекторов пролета заряженных микрочастиц, которые могут быть установлены на масс-спектрометры с целью регистрации момента пролета микрочастицы и инициации процесса измерения. Наибольший диапазон регистрируемых масс и скоростей показала конструкция детектора, изготовленная на основе диэлектрического основания (PLA-пластик) с использованием 3D-принтера и нихромовой нити.

**Горбатов С.А., Петрухина Д.И., Тихонов А.В., Тихонов В.Н., Иванов И.А. СВЧ-ком-**

плекс для создания при атмосферном давлении низкотемпературной плазмы. — 7 с., 4 рис.

Представлен универсальный аппаратный комплекс для генерации традиционной низкотемпературной плазмы и двух типов нетермальной плазмы атмосферного давления. Основой комплекса является малобюджетный магнетронный СВЧ-генератор, применяемый в СВЧ-печах бытового и промышленного назначения. В модельных опытах с культурами микроорганизмов подтверждены биоцидные свойства генерируемой аргоновой нетермальной плазмы. Установлены стерилизующие свойства плазмы при обработке поверхности семенного материала.

**Калаев М.П., Родина А.В., Телегин А.М., Исмагилова Е. В. Исследование работы оптического датчика для регистрации параметров высокоскоростных пылевых частиц.** — 12 с., 10 рис.

Приведено описание датчика микрометеороидов и частиц космического мусора, основанного на регистрации отраженного и рассеянного лазерного излучения при прохождении частицы через оптический барьер. Предложена конструкция первичного преобразователя датчика, проведен теоретический анализ разрешающей способности, а также описание его схемотехнической реализации. Проведено моделирование с использованием метода трассировки лучей в специализированном программном обеспечении.

**Ксенофонов С.Ю., Шилягин П.А., Терпелов Д.А., Шабанов Д.В., Геликонов В.М., Геликонов Г.В. Новый метод подавления артефактов движения в спектральной оптической когерентной томографии.** — 14 с., 6 рис.

Описан новый метод обработки сигналов спектральной оптической когерентной томографии, который предназначен для эффективного подавления артефактов движения в условиях большой глубины зондирования. Особенности этого метода позволили применить его в составе отоскопической системы спектральной оптической когерентной томографии, что обеспечило высокое качество визуализации в реальном времени.

**Минаева Е.Д., Минаев С.Е., Никитин Н.С., Гуляшко А.С., Ларионов И.А., Тыртышный В.А., Юсупов В.И., Минаев Н.В. Установка для изучения лазерного воздействия на биоткани.** — 8 с., 4 рис.

Описана установка для исследования процессов лазерного воздействия на различные материалы, в том числе на биоткань. Система позволяет получать термограммы поверхности образца, проводить высокоскоростную видеосъемку и регистрировать акустические сигналы в широком диапазоне частот в процессе проведения экспериментов. Тестирование системы проведено с использованием импульсного наносекундного высокочастотного лазерного источника с длиной волны 3.03 мкм. Воздействие на образцы осуществлялось импульсами длительностью 1.5 нс и частотой 8 МГц. Показано, что с помощью использования лазерной системы можно получать разрезы на биотканях различных типов без карбонизации. Полученные экспериментальные данные позволили уточнить механизм воздействия лазерного излучения на поверхность водонасыщенных биологических тканей.

## ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ДЕМОНСТРАЦИОННОГО И УЧЕБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

**Шергин С.Л., Достовалов Н.Н. Портативная камера Вильсона для натурной демонстрации явлений ядерной физики.** — 9 с., 3 рис.

Представлена портативная конструкция камеры Вильсона. Приведено описание устройств, входящих в состав конструкции камеры и их основные технические характеристики. Проведены многократные испытания установки, выявлены ее основные параметры функционирования, а также требуемые параметры системы охлаждения. Данная конструкция камеры Вильсона применяется в качестве научного, лабораторного и демонстрационного оборудования.

## ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

**Dhia Elhak Messaoud, Boualem Djeddar, Mohamed Boubaaya, Abdelmadjid Benabdelmoumene, Boumediene Zatout, Amel Chenouf, Abdelkader Zitouni. Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor (MOSFET) Pulsed Current-Voltage Characterization Technique: Design and Discussion.** — 13 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

In this paper, we implement the pulsed current-voltage (PIV) technique for the metal-oxide-semiconductor field-effect transistor (MOSFET) device's ultrafast characterization based on the OpAmp amplifier OPA818. The latter dropped down the measurement time for a whole MOSFET characteristic to  $t_M = 50$  ns as an enhancement. Furthermore, a study concerning the technique's dependency on measurement time ( $t_M$ ), channel length ( $L$ ), and channel width ( $W$ ) is accomplished. It is found that the distortion in the technique's results, labeled as hysteresis, is inversely proportional to measurement time and it increases dramatically with very low values of  $t_M$ . Also, the results show that PIV could have a somehow direct proportionality to channel length, and it is justified by the gate/drain capacitance ( $C_{gd}$ ) effect. On the other hand, the technique shows no dependency on channel width at all. Moreover, as measurements limitations, the results couldn't record drain currents less than  $I_{ds} \approx 10^{-7}$  A, this makes PIV limited to the study of threshold voltage degradation ( $\Delta V_{th}$ ) only. However, this issue is well discussed and solutions have been proposed.

**Dhia Elhak Messaoud, Boualem Djeddar, Mohamed Boubaaya, Amel Chenouf, Abdelmadjid Benabdelmoumene, Boumediene Zatout, Abdelkader Zitouni. Fast Methods for Studying the Effect of Electrical Stress on SiO<sub>2</sub> Dielectrics in Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors.** — 15 p., 10 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

This work implements three fast measurement techniques based on the measure-stress-measure (MSM) method. These techniques, namely, measuring-around- $V_{th}$ , one-point on-the-fly (OTF), and pulsed current-voltage (PIV), were used to characterize three different technologies of metal-oxide-semiconductor field-effect transistors (MOSFETs) with same gate dielectric silicon-dioxide (SiO<sub>2</sub>) and various thicknesses  $t_{ox} = 20$  nm, 4 nm, 2.3 nm. Moreover, well-configured electrical stress biasing has been performed to discuss the dielectric degradation of these devices using those characterization techniques. The pros and cons of the used techniques

are well discussed based on our results. Furthermore, experimental results showed that threshold voltage shift ( $\Delta V_{th}$ ) follows a power law time dependence with time exponent ( $n$ ) being 0.16 for molecular hydrogen ( $H_2$ ) diffusing species and 0.25 for hydrogen atoms ( $H$ ) diffusing species. We have found that the thicker the  $SiO_2$  dielectric the more the oxide traps ( $N_{ot}$ ) contribute to the resulting degradation. However, the dependency between  $SiO_2$  dielectric thickness and oxide traps could not be necessarily linear.

**Shahlaa Majid J., Omar Adnan. Fabrication and Improvement of Organic Photodetector by adding AgO Nanoparticle.** — 9 p., 6 fig. (публикуется только в английской версии ПТЭ).

A photodetector was prepared by depositing PEDOT-PSS [poly(3,4-ethylenedioxythiophene) polystyrene sulfonate] and TPD polymer (p-TPD) [N,N'-Bis(3-methylphenyl)-N,N'-diphenylbenzidine] on porous silicon (PSi) substrates with a spin coating technique. The value of the response time (4.419 s) of the manufactured PS/PE-DOT:PSS/TPD detector (by illuminating the sample with a 250 W/cm<sup>2</sup> tungsten lamp) was measured in second's scale. The detection was  $3.9 \cdot 10^8 \text{ W}^{-1}$ , specificity —  $2.3 \times 10^8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{cm}$  and optical response —  $8.85 \cdot 10^{-3} \text{ A/W}$ . The incorporation of AgO nanoparticles with a TPD polymer improved the detection to  $80.06 \cdot 10^8 \text{ W}^{-1}$ , specificity — to  $46.4 \cdot 10^8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{cm}$ , optical response — to 2.01 A/W, and detector response time — to 5.3 ms. The measurements taken by Hall show that the n-type nanoparticles have a carrier concentration of about  $-1.15 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

**Зайцев С.В., Зыкова Е.Ю., Рау Э.И., Татаринцев А.А., Киселевский В.А. Расширение аналитических возможностей сканирующей электронной микроскопии при детектировании обратнорассеянных электронов.** — 12 с., 8 рис.

Приводятся новые возможности режима детектирования обратнорассеянных электронов в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ). Получила дальнейшее развитие методика определения химического состава зондируемого участка образца по предварительно откалиброванной шкале серого экрана СЭМ. Приведены простые соотношения для практического применения при нахождении толщин тонких пленок на массивной подложке. Определены параметры двойного слоя пленочной наноструктуры на подложке, т.е. глубины залегания и толщины подповерхностных фрагментов микрообъекта. Предложена методика измерения поверхностного потенциала отрицательно заряжающихся диэлектрических образцов при облучении электронами средних энергий.

**Казачек М.В. Математическая обработка импульсов для улучшения временных характеристик счетчика корреляций.** — 9 с., 5 рис.

Систематическая ошибка измерения длительности всплеск счетчиком корреляций, построенным нами ранее на основе цифрового осциллографа и компьютера, уменьшена на 1–2 нс путем математической обработки входных импульсов и коррекции времен их регистрации. Разброс измерения длительности и задержки всплеск не меняется при включении коррекции. Методика протестирована на модельных всплесках, уточнено время всплеск солюминесценции. Счетчик может применяться для измерения других быстропротекающих событий, например в ядерной физике.

**Косарев А.В., Подковыров В.Л., Ярошевская А.Д., Мелешко А.В., Гуторов К.М. Методика определения плотности и скорости импульсных газовых потоков миллисекундной длительности.** — 9 с., 12 рис.

Разработан стенд для исследования импульсных газовых потоков на коротких (до 1 мс) временах и представлена методика обработки экспериментальных данных. На основе данных высокоскоростной кадровой интерферометрии и по результатам измерения динамического давления определяются пространственные и временные распределения плотности и скорости потока газа. Описан оптимальный метод восстановления пространственных распределений плотности с учетом экспериментальных погрешностей. Приведенная методика позволяет характеризовать газовые потоки с плотностью более 0.0001 кг/м<sup>3</sup> и скоростью более 400 м/с.

**Костановский А.В., Зеодин М.Г., Пронкин А.А., Костановская М.Е. Установка для определения контактного электрического сопротивления высокотемпературных материалов.** — 11 с., 5 рис.

Описана установка для определения контактного электрического сопротивления, измеряемого с использованием двух поверхностных точечных потенциальных зондов, установленных на одинаковом расстоянии от контактной поверхности. Общее число парных зондов, расположенных на различном расстоянии от контактной поверхности, равно четырем. Диапазон температуры отнесения составляет 380–1500 К. Измерения могут проводиться в вакууме и на воздухе. Установка позволяет исследовать контактное сопротивление при постоянном токе, сила тока может меняться от 20 до 120 А. Первые тестовые эксперименты показали, что смена полярности тока не влияет на вольт-амперную характеристику, измеренную как на монолитном образце, так и на образце, имеющем одну неподвижную контактную поверхность.

**Милюшенко В.А., Пинтер Б., Бибииков С.Б. Экспресс-метод импедансной спектроскопии твердотельных образцов малых размеров на частотах 20 кГц–1 ГГц.** — 13 с., 3 рис.

Предложена простая и эффективная методика экспресс-диагностики материалов, позволяющая максимально оперативно проводить подготовку образцов, собственно измерения и получение данных о материальных параметрах, в частности, о дисперсии диэлектрической проницаемости. Разработан экспресс-метод импедансной спектроскопии образцов малых размеров на частотах от 20 кГц до 1 ГГц на базе векторного анализатора цепей, с использованием коаксиальной измерительной ячейки и переходников для присоединения двухполюсных объектов к коаксиальному входу прибора. Измерительная ячейка рассчитана для дисковых образцов с диаметром до 6 мм при максимальном объеме до 0.1 см<sup>3</sup>, а также для образцов в виде прямоугольных пластин, которые можно вписать в окружность того же диаметра. Переходники позволяют также подключать двухполюсники в виде сосредоточенных навесных или элементов поверхностного монтажа. В отличие от измерений в коаксиальном тракте, в предлагаемой методике не требуется обеспечение точного присоединительного поперечного размера, что позволяет оперативно производить пробоподготовку. Рассмотрены вопросы определения частотного диапазона, в котором погрешность измерения не превышает

допускаемую величину. Предложен способ увеличения верхней границы рабочей частоты измерительной ячейки с исследуемым образцом с помощью дополнительной калибровки. Разработанная программа управления процессами стандартной и дополнительной калибровки, процессом измерений в определенном диапазоне частот, на которых погрешность измерения не превышает допускаемую величину, позволяет получить значения сопротивлений, емкости, индуктивности и других электрических характеристик измерительной ячейки с исследуемым образцом в течение нескольких секунд.

**Румянцев А.В., Пятых И.Н. Замкнутый бесконтактный метод исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области температур 1000–2500 К. — 19 с., 5 рис.**

Описан замкнутый бесконтактный метод сходящихся радиальных температурных волн, создаваемых при высокочастотном индукционном модулированном нагреве образца цилиндрической формы. Метод предназначен для исследования теплофизических свойств металлов и сплавов в области высоких температур. Для реализации метода создана экспериментальная установка на базе современной аппаратуры. По данным эксперимента теплофизические параметры определяются со следующими погрешностями: температуропроводность — 2%; теплоемкость — 3%; теплопроводность — 5%; удельное электросопротивление — 1.4%; мощность — 2%. После этого вычисляются плотность, коэффициент объемного теплового расширения, электронная и решеточная теплопроводность, объемная теплоемкость, коэффициент теплоусвоения, монокроматическая и интегральная степени черноты, энтальпия, энтропия, энергия Гиббса. На конкретном примере при исследовании сплава замеше-

ния и сплава внедрения показаны преимущества замкнутого метода.

**Семенов А.М., Смирнов А.В. Изучение термического газовыделения из люминофора р43 и аэрогеля для применения в вакуумной системе ЦКП “СКИФ”. — 12 с., 4 рис.**

Успешная работа ЛИНАКа ЦКП “СКИФ” напрямую связана с усовершенствованием методов диагностики для измерения поперечного профиля и продольного распределения заряда пучка, которые, в свою очередь, требуют использования новых материалов или методов их изготовления. В данной статье приведены результаты термического газовыделения аэрогеля и люминофора Р43, нанесенного методом электрофоретического осаждения, применяемых в диагностических устройствах ЛИНАКа ЦКП “СКИФ”.

**Тарасиков В.П. Высокотемпературная установка для измерения коэффициента линейного расширения. — 6 с., 3 рис.**

Приведено описание высокотемпературной (до 1600°C) установки по измерению коэффициента линейного расширения с использованием относительно нового метода. Измерительный блок установлен в защитном перчаточном боксе, что позволило проводить измерения на образцах, облученных в реакторе. Изменения длины образца при нагреве фиксировались индикаторной головкой часового типа с точностью 1 мкм с пределами измерения (0–10) мм. Установка использовалась для определения значений распухания облученных образцов при высокотемпературных отжигах и получения значений коэффициента линейного расширения перспективных реакторных материалов. Средняя относительная ошибка измерений составляет 8–11%.

## ПРАВИЛА ПУБЛИКАЦИИ В ПТЭ

DOI: 10.31857/S0032816223050385, EDN: GUPRTD

### 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.

В 2022 г. наш журнал открывает новый раздел по тематике “Приборы и техника демонстрационного и учебного эксперимента”. Требования к статьям этого раздела не отличаются от требований к статьям других разделов ПТЭ. Мы надеемся, что авторы этого раздела будут представлять не только текстовые описания новых приборов, но и представлять видеоматериалы о том, как эти демонстрации используются в лекционной и лабораторной практике работы со студентами. Эти материалы можно давать в виде ссылок на свои ресурсы или оформлять их как “дополнительные материалы” к статье (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electronic-version/supplementary-materials/>).

Дополнительные материалы публикуются только в электронной версии на сайте <https://link.springer.com/> (для англоязычных журналов) и <https://elibrary.ru> (для русскоязычных журналов).

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 лабораториях, не переводится на английский язык и публикуется только в русской версии ПТЭ. Она, 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 рисунок, краткой информации о приборах, изготовленных в лабораториях, — 2–3 страниц текста и 1–2 рисунков, рекламных объявлений — 1 страницы и 1 рисунок 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 журналах.

Для принятия редколлегией решения о публикации статьи в журнале авторам необходимо представить в редакцию рукопись статьи в формате MS Word сопроводительное письмо от авторов или организации, направляющей статью, и авторские договоры с издателями журнала (русской и английской версий), заполненные и подписанные автором и всеми соавторами. Авторские договоры вступают в силу в случае и с момента принятия статьи к публикации. Формы договоров с издателями и дополнительная юридическая информация размещены на сайтах <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/> (русская версия) и <https://www.pleiades.online/ru/journal/instr/authors-instructions/> (английская версия). 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 <https://sciencejournals.ru/journal/pribory/>, 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. В сопроводительном письме авторы могут назвать 3–5 возможных рецензентов для представленной работы.

Рукопись необходимо отправлять через Издательский портал, используя браузер Google Chrome 60+ (<https://sciencejournals.ru/submit-manuscript/>). Зарегистрируйтесь на портале как автор и следуйте инструкциям системы. Желательно продублировать поданные материалы по электронной почте в адрес редакции ([instr@pleiadesonline.com](mailto:instr@pleiadesonline.com)). 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). Если предполагается, что публикация статьи осуществляется в режиме открытого доступа, то необходимо вместо заполнения авторского договора следо-

вать инструкциям по ссылке <https://www.pleiades.online/ru/authors/openaccess/how-to-publish/>

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 ответственный 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 пре-

дельно 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. Аббревиатура строчными буквами с точками — это традиция журнала, и наши авторы, как правило, ее принимают, отдавая дань уважения отцам-основателям журнала, существовавшего с 1956 года.

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 сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>. 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 издателя (<https://www.pleiades.online/ru/authors/guidelines/prepare-electronic-version/images/>).

9. К статье должен быть приложен список специальных 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

Общие требования к формату рукописи представлены на сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/>

Технические требования к подготовке текстовой части статьи и иллюстраций размещены на сайтах <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/text> и <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/prepare-electonic-version/images/>.

Текстовую часть статей желательно готовить с использованием стилевого файла.

### 4. РАБОТА С ЭЛЕКТРОННОЙ КОРРЕКТУРОЙ

Для работы с электронной корректурой авторам высылаются 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 сайте <https://www.pleiades.online/ru/authors/guidlines/electronic-proofreading/>