Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Пермский национальный исследовательский
политехнический университет»

Пермский инновационный территориальный кластер
волоконно-оптических технологий «ФОТОНИКА»

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 5, № 1–2

Издательство
Пермского национального исследовательского
политехнического университета
2018

УДК 621.383
П75

Публикуются статьи, содержащие фундаментальные и прикладные результаты в области лазерной оптики, в том числе связанные с исследованиями в области технологии и свойств оптических компонентов, источников, приемников и преобразователей оптического излучения, оптических коммуникаций, оптических датчиков и информационных систем, лазерных технологий обработки материалов, фотоники в биологии и медицине, радиофотоники.

Предназначено для научных сотрудников, специализирующихся в области фотоники и оптоэлектронного приборостроения, студентов старших курсов направлений «Фотоника и оптоэлектроника», «Приборостроение», «Лазерная техника», «Волоконная оптика».

Главный редактор: *С.А. Бабин*, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)
Заместитель главного редактора: *В.П. Первадчук*, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)
Ответственный секретарь: *Д.Б. Владимирова*, канд. физ.-мат. наук, доцент (Пермь, Россия)

Редакционная коллегия:
Е.М. Дианов, акад. РАН (Москва, Россия)
Ю.Н. Кульчин, акад. РАН (Владивосток, Россия)
В.П. Матвеенко, акад. РАН (Пермь, Россия)
С.А. Бабин, чл.-корр. РАН (Новосибирск, Россия)
А.Н. Гурьянов, чл.-корр. РАН (Нижний Новгород, Россия)
М.П. Федорук, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук, профессор (Новосибирск)
А.А. Аполонский, доктор (Мюнхенский университет Людвига-Максимилиана, Мюнхен, Германия)
А.Б. Волынцев, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)
Н.А. Гиппиус, д-р физ.-мат. наук, профессор (Сколтех, Москва)
В.П. Драчёв, профессор (Университет Северного Техаса, Дентон, США)
В.В. Криштоп, д-р физ.-мат. наук, профессор (Хабаровск, Россия)
И.А. Лобач, канд. физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)
О.Е. Наний, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)
В.П. Первадчук, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)
Д.И. Семенцов, д-р физ.-мат. наук, профессор (Ульяновск, Россия)
С.Л. Семёнов, д-р физ.-мат. наук, директор НЦВО РАН (Москва, Россия)
Е.В. Сорокин, профессор (Венский технический университет, Австрия)
К.А. Тарабрин, директор департамента (Минпромторг России, Москва, Россия)
С.К. Турицын, профессор (Университет Астон, Бирмингем, Англия)
А.А. Фотиади, доктор (Политехнический университет Монса, Монс, Бельгия)
В.Б. Цветков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)
И.Н. Шардаков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)
В.Я. Шур, д-р физ.-мат. наук, профессор (Екатеринбург, Россия)
Ю.В. Чеботаревский, д-р физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Журнал «Прикладная фотоника (Applied Photonics)» зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор), свидетельство ПИ № ФС 77 - 59184 от 3 сентября 2014 г.

Периодическое печатное издание (выходит 4 раза в год).

Учредитель – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Пермский национальный исследовательский политехнический университет».

Адрес учредителя, издателя и редакции:
614990, Пермский край, г. Пермь, Комсомольский просп., д. 29.

Тел. +7 (342) 2-198-340, e-mail: photonics.appl.jrn@gmail.com.

© ПНИПУ, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

В.С. Терентьев, А.В. Достовалов, В.П. Бессмельцев, М.А. Грачев, С.А. Бабин

Изготовление матриц наноотверстий в тонкой алюминиевой пленке методом фемтосекундной абляции с помощью дифракционного мультипликатора 5

А.С. Бурдина, К.И. Гагарина, А.Л. Габов, А.А. Миронова

Влияние термической обработки на фазовый состав диоксида кремния 22

М.С. Астапович, А.Н. Колядин, А.В. Гладышев, А.Ф. Косолапов, А.Д. Прямиков, М.М. Худяков, М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов

Эффективный рамановский лазер на длине волны 4.42 мкм на основе полого световода из кварцевого стекла 32

В.А. Акулов, А.А. Власов

Ультрафиолетовый лазер на основе одночастотного волоконного РОС-лазера с длиной волны 1030 нм....53

М.В. Дашков, А.С. Смирнов

Поляризационная рефлектометрия оптических волокон: физические основы, методы и приложения 62

О.В. Колмогоров, А.Н. Щипунов, Д.В. Прохоров, С.С. Донченко

Оптический рефлектометр для прецизионных измерений – схема и результаты теоретических и экспериментальных исследований 92

Р.С. Пономарев, Д.И. Шевцов

Применение оптической рефлектометрии в производстве интегрально-оптических схем....102

К.М. Жуков, Д.Е. Симикин, М.А. Таранов

Особенности использования циклических кодовых последовательностей в распределенных волоконных датчиках 108

Д.Н. Москалев, У.О. Салгаева, Р.С. Пономарев

Разработка интегрально-оптической брэгговской решетки с высокими спектрально-селективными свойствами на основе волноводов их Si_3N_4....121

Сведения об авторах 131

8-й российский семинар по волоконным лазерам: физика-техника-применения 138

CONTENTS

V.S. Terentyev, A.V. Dostovalov, V.P. Bessmeltsev, M.A. Grachev, S.A. Babin

Fabrication of nanohole matrices in thin aluminum film by femtosecond ablation method using diffraction multiplicator 5

A.S. Burdina, K.I. Gagarina, A.L. Gabov, A.A. Mironova

The effect of heat treatment on the phase composition of silicon dioxide 22

M.S. Astapovich, A.N. Kolyadin, A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, M.M. Khudyakov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov

Efficient 4.42 μm Raman laser based on hollow-core silica fiber 32

V.A. Akulov, A.A. Vlasov

Ultraviolet laser based on single frequency DFB fiber laser with 1030 nm wavelength 53

M.V. Dashkov, A.S. Smirnov

Поляризационная рефлектометрия оптических волокон: физические основы, методы и приложения (обзорная статья) 62

O.V. Kolmogorov, A.N. Shipunov, D.V. Prokhorov, S.S. Donchenko

Optical time domain reflectometer for precision measurements – scheme and results of theoretical and experimental research 92

R.S. Ponomarev, D.I. Shevtsov

Using of optical reflectometry in integrated-optic device production 102

K.M. Zhukov, D.E. Simikin, M.A. Taranov

Features on cyclic simplex coding implemented in distributed fiber sensors 108

D.N. Moskalev, U.O. Salgaeva, R.S. Ponomarev

Developing of the photonic integrated bragg grating with high selective spectral properties based on Si_3N_4 waveguide 121

Information about authors 131

8th Russian Seminar on Fiber Lasers: Physics, Engineering, Applications.....138

УДК 57.621.383

В.С. Терентьев[1], А.В. Достовалов[1, 2], В.П. Бессмельцев[1], М.А. Грачев[3], С.А. Бабин[1, 2]

[1] Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия
[2] Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия
[3] Лимнологический институт Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия

ИЗГОТОВЛЕНИЕ МАТРИЦ НАНООТВЕРСТИЙ В ТОНКОЙ АЛЮМИНИЕВОЙ ПЛЕНКЕ МЕТОДОМ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ АБЛЯЦИИ С ПОМОЩЬЮ ДИФРАКЦИОННОГО МУЛЬТИПЛИКАТОРА

Представлено экспериментальное исследование возможности изготовления матрицы субмикронных отверстий в пленке алюминия толщиной 100 нм, расположенной на кварцевой подложке, методом фемтосекундной лазерной абляции с использованием дифракционного оптического элемента (ДОЭ). Из одного луча с длиной волны 513 нм фемтосекундного лазера ДОЭ формирует матрицу независимых лучей (3×3), которые с помощью оптической системы фокусируются на пленку. Получены матрицы отверстий со средними размерами 800/550 нм по длинной/короткой оси отверстий и со среднеквадратичным отклонением 30 нм. Обсуждаются возможности дальнейшего развития метода.

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная абляция; тонкие металлические пленки, дифракционный оптический элемент мультипликатор.

V.S. Terentyev[1], A.V. Dostovalov[1, 2], V.P. Bessmeltsev[1], M.A. Grachev[3], S.A. Babin[1, 2]

[1] Federal State Scientific Institution Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation
[2] Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russian Federation
[3] Federal State Scientific Institution Limnological Institute Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russian Federation

FABRICATION OF NANOHOLE MATRICES IN THIN ALUMINUM FILM BY FEMTOSECOND ABLATION METHOD USING DIFFRACTION MULTIPLICATOR

The paper presents an experimental study of the possibility of manufacturing a matrix of submicron holes in a 100 nm aluminum film located on a quartz substrate by femtosecond laser ablation using

a diffraction optical element (DOE). From a single beam of a femtosecond laser with a wavelength of 513 nm, DOE forms a matrix of independent beams (3x3), which focus on the film with the help of an optical system. Hole matrices with an average size of 800/550 nm along the long/short axis of the holes and a standard deviation of 30 nm are obtained. The possibilities of further development of the method are discussed.

Keywords: femtosecond laser ablation; thin aluminum film, diffraction optical multiplicator.

Введение

Для целей одномолекулярной флуоресцентной спектроскопии (ОФС) требуется изготовление наноотверстий диаметром до нескольких сот нанометров в пленке алюминия толщиной 100 нм [1, 2]. В частности, одним из наиболее приоритетных направлений ОФС является ДНК-секвенирование [3], в котором используются «волноводы нулевой моды» (ВНМ) – матрицы наноотверстий с вышеуказанными характеристиками, при этом процесс секвенирования может быть распараллелен, т.е. возможно одновременное считывание оптического сигнала из тысяч ВНМ [4].

Диаметр и форма отверстия ВНМ влияют на распределение светового поля внутри объема ВНМ, на краях отверстия, т.е. определяют внутреннее пространство, в котором электрическое поле световой волны возбуждающего света осветителя (лазера) ослабляется в *e* раз, и таким образом характерный объем взаимодействия с молекулами флюорофора. Например, доказано, что для целей ДНК-секвенирования оптимальный диаметр отверстия должен находиться в диапазоне от 70 до 150 нм [5]. Для других приложений размеры могут быть больше – до 400 нм и некруглой прямоугольной формы. Для изготовления отверстий таких малых размеров используют методы электронно-лучевой, ионно-лучевой литографии [6]. Основным способом создания таких структур является фотолитографический метод, использующий технологию взрыва фоторезиста «Lift-OFF- литография [7]. Данные методы обеспечивают высокое пространственное разрешение вплоть до 2 нм из-за возможности фокусировки энергии в малую пространственную область для фрезеровки (испарения) металлической пленки. Возможно использование и фотолитографического метода, если предварительно изготовить маску отверстий методами электронной литографии. Однако недостатки таких методов заключаются в длительности процесса изготовления на относительно больших площадях (100×100 мкм^2) и высокой себестоимости.

Альтернативным и сравнительно более быстродействующим методом для изготовления наноотверстий в металлических пленках является фемтосекундная лазерная абляция (ФЛА) [8, 9]. Процесс лазерной абляции может быть существенно ускорен, если применить оптические методы распараллеливания с помощью мультипликации исходного лазерного луча, например, с помощью дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Данный метод описан в литературе и в простейшем случае представляет собой интерференционную картину четырех лучей на поверхности [10]. В других работах минимальный размер зоны абляции/модификации составляет более 5 мкм [11, 12], либо используется ограниченное количество пучков [13].

Целью данной работы являются экспериментальное исследование комбинации методов ФЛА алюминиевой пленки и оптической мультипликации лазерного луча с помощью ДОЭ для изготовления матриц отверстий менее 1 мкм на длине волны 513 нм и оценка возможностей получения матриц ВНМ данным методом с высоким качеством и повторяемостью.

1. Метод фемтосекундной лазерной абляции

Методы лазерной абляции успешно применяются для резки, перфорирования металлов в промышленности с использованием наносекундных лазеров. Однако для создания субмикронных отверстий данный тип лазеров не применим, поскольку в случае недлительности импульсов процесс абляции сопровождается плавлением металла в области фокусировки лазерного излучения и формированием широкой зоны теплового воздействия:

$$l = \sqrt{\tau k}, \qquad (1)$$

где τ – длительность импульса, k – коэффициент температуропроводности, для 1 нс длительности для алюминия l = 300 нм. Это существенно снижает пространственное разрешение и качество создаваемых отверстий. Фемтосекундная (1 фс = 10^{-15} с) лазерная абляция металлов лишена данных недостатков, поскольку в этом случае процесс поглощения излучения происходит настолько быстро, что материал посредством различных механизмов (кулоновский взрыв, фрагментация и др.) испаряется и, возможно, минует фазу расплава. Более того, зона теплового воздействия в данном случае минимальна, что в совокупности

и обеспечивает высокое пространственное разрешение и качество создания отверстий. Также было показано [14], что поскольку процесс абляции имеет пороговый характер, то возможно создание отверстий с диаметром d меньше дифракционного предела:

$$d^2 = 2w_0^2 \ln\left(\frac{F_0}{F_{th}}\right), \qquad F_0 = \frac{2E_p}{\pi w_0^2}, \tag{2}$$

где E_p – энергия импульса; w_0 – радиус гауссовского луча; F_{th} – пороговая плотность энергии (флюенс) абляции металла.

В предыдущей работе [15] нами были продемонстрированы результаты по созданию субмикронных отверстий в Al-фольге толщиной 100 нм с использованием УФ-отражательного микрообъектива с числовой апертурой 0,65. Были найдены зависимости диаметра кратера от энергии и числа импульсов, демонстрирующие хорошее согласие эксперимента и теории, были определены оптимальные энергия и число фемтосекундных импульсов для формирования наноотверстий с размером <150 нм. Экспериментальные результаты продемонстрировали возможность быстрого изготовления наноотверстий в алюминиевой пленке для целей одномолекулярной спектроскопии. В данной работе этот подход был развит с целью одновременного формирования в фокальной плоскости объектива матрицы отверстий с помощью ДОЭ. Поскольку имеющийся ДОЭ эффективно работает в видимой области спектра, в первых экспериментах по проверке возможностей метода использовалось фемтосекундное излучение с длиной волны 513 нм.

2. ДОЭ-мультипликатор

ДОЭ-мультипликатор формирует матрицу сфокусированных точек, изображение которых переносится в фокальную плоскость объектива. ДОЭ представляет собой многоуровневый фазовый узор диаметром 8 мм, нанесенный на кварцевую подложку методом лазерной фотолитографии [16]. Из лазерного луча, проходящего через ДОЭ, формируется 25×25 лучей, фокусирующихся на расстоянии 150 мм от ДОЭ в матрицу световых пятен с геометрическими размерами 7,2×7,2 мм между центрами крайних пятен. Диаметр пятен близок к

дифракционному пределу в 20 мкм (на длине волны 532 нм), расстояние между пятнами – 300 мкм. Можно выделить два фактора, которые оказывают влияние на профиль интенсивности каждого пятна в матрице. Как следует из (1), процесс абляции является пороговым процессом, и диаметр d образующегося отверстия зависит от превышения над порогом F_{th} интенсивности F_0, т.е. на параметры отверстий будут прямое влияние оказывать степень равномерности распределения интенсивности в матрице световых пятен, а также стабильность интенсивности лазера. Другой фактор влияния связан с хроматической зависимостью углов дифракции лучей ДОЭ от длины волны. Поскольку излучение фемтосекундного лазера имеет сравнительно широкий спектр до 10 нм, а световые ряды в матрице пятен есть фактически дифракционные порядки относительно центра матрицы, то угол дифракции α_{mn} для точки из определенных ряда и столбца с номером m, n от центра будет пропорционален длине волны $\alpha_{mn} = C(m^2 + n^2)^{1/2}\lambda$, где C – константа. При изменении длины волны на $\Delta\lambda$ угол дифракции изменится на $C(m^2 + n^2)^{1/2}\Delta\lambda$, что может привести к заметному изменению угла для больших m и n. Это означает «размытие» сфокусированного светового пятна вдоль радиального направления от центра матрицы, и эффект будет максимальным для угловых точек. Очевидно, что это приведет к некруглой форме отверстий. Однако влияние данного паразитного эффекта может снижаться, если работать вблизи пороговых плотностей энергии (и/или в малых порядках дифракции), так как энергия фемтосекундного импульса неравномерно распределена по длинам волн, имеет максимум на определенной длине волны и может быть аппроксимирована функцией Гаусса.

3. Экспериментальная установка

Оптическая схема установки представлена на рис. 1. Коллимированный луч фемтосекундного лазера Pharos-6W (Л) проходит через 5х-расширитель пучка, затем, отражаясь от поворотного зеркала, попадает на ДОЭ-мультипликатор, который разбивает исходный луч на матрицу лучей, которые фокусируются в плоскости фокусировки (ПФ) на расстоянии $f_{\text{ДОЭ}}$ = 150 мм от ДОЭ. Для того чтобы иметь возможность ограничивать количество пучков, вблизи ПФ размещается ирисовая диафрагма (ИД). Далее на расстоянии $f_{\text{ТЛ}}$ = 100 мм от ПФ расположена тубусная линза (ТЛ), после которой лучи становятся сколли-

мированными и сходящимися. В плоскости схождения лучей, где наблюдается минимальный диаметр пятна, размещается входная апертура объектива (О) с фокальным расстоянием f_O. Лучи фокусируются на поверхность алюминиевой пленки (Al). Используемый в данной работе ДОЭ имел сравнительно большую неоднородность интенсивности между центральными и периферийными лучами. Кроме этого была опасность повреждения объектива, если использовать все 625 лучей из-за высокой плотности мощности излучения, падающего на входную апертуру микрообъектива. Поэтому исходная матрица лучей диафрагмировалась, чтобы оставить около 10 лучей.

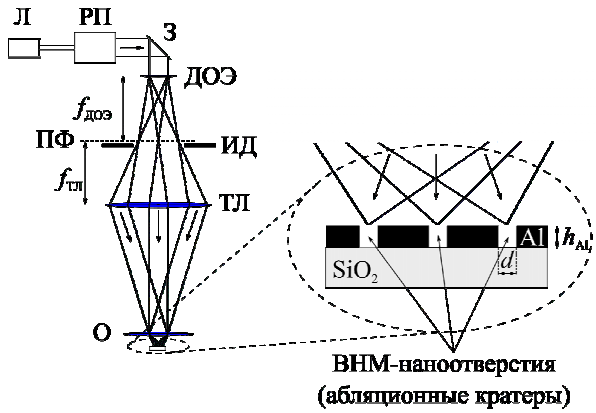


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Л – фемтосекундный лазер; РП – расширитель пучка 5х; З – поворотное зеркало; ДОЭ – дифракционный оптический элемент-мультипликатор; ПФ – плоскость фокуса ДОЭ; ИД – ирисовая диафрагма; ТЛ – тубусная линза; О – объектив; $f_{ДОЭ}$, $f_{ТЛ}$ – фокальные расстояния ДОЭ и ТЛ соответственно; Al – алюминиевая пленка; SiO_2 – кремниевая подложка; h_{Al} – толщина алюминиевой пленки; d – диаметр ВНМ

Алюминиевая пленка нанесена на кварцевую подложку (SiO_2) методом магнетронного вакуумного напыления. Перед напылением подложка была нагрета до 120 °С в течение 30 минут. Давление буферного газа (аргона) в вакуумной камере составляло $1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. Источник питания магнетронов был стабилизирован по напряжению (напряжение разряда – 1 кВ, ток – 0,3 А). Для определения скорости напыления были сделаны тестовые напыления при определенной длительности, а толщина пленки измерялась на интерферометре белого света. Для получения заданной толщины в 100 нм кратно изменялось время напыления.

Длительность лазерных импульсов составляла 230 фс с частотой следования 1 кГц. Длина волны – 513 нм, диаметр – $2w_0$ = 3,5 мм (по уровню интенсивности e^{-2}). Линзовый объектив Mitutoyo 100X с числовой апертурой 0.7 и эффективным фокусным расстоянием f_O = 2 мм фокусирует излучение на подложку с пленкой Al, расположенную на 3D-позиционере ABL1000 (Aerotech).

Настройка положения фокусировки осуществлялась с помощью системы визуализации, состоящей из подсветки и видеокамеры (не показана на рисунке).

4. Результаты

В работе использовался метод ФЛА, аналогичный изложенному в статье [16], который заключается в поиске оптимальной энергии в лазерном импульсе и количества их повторений для формирования минимально возможного диаметра отверстий в матрице, обеспечения полной заполняемости матрицы и наименьшего отклонения геометрических размеров отверстий между собой.

Полная энергия импульсов измерялась с помощью головки PD10-pJ-C с фильтром и измерителя энергии излучения LaserStar Dual Channel (Ophir) в плоскости апертуры объектива и составляла 35,3, 57,6 и 81,6 нДж. При этом из-за разницы в диаметрах апертуры объектива (3 мм) и сходящихся коллимированных лучей (5 мм) в объектив попадала только часть энергии, измеренной в плоскости входной апертуры $(3/5)^2$. Учитывая этот коэффициент, энергия импульсов на выходе из объектива оценочно составляла: 12,7 (≈1,2 нДж/луч), 20,7 (≈1,9 нДж/луч) и 29,4 нДж (≈2,7 нДж/луч), частота следования импульсов 1 кГц. Частота следования импульсов выбиралась минимально возможной, чтобы избежать влияния эффектов температурного многоимпульсного накопления (пленка успевает остывать за время между импульсами). Менялось и время воздействия, т.е. количество импульсов, приходящихся на одно отверстие, оно варьировалось от 5 до 1000 с целью определения пороговых значений и поиска оптимальных характеристик. Процедура предварительной юстировки оптической системы состояла в угловом перемещении образца таким образом, чтобы при латеральном смещении образца на расстояние до 1 мм сдвиг по фокусу составлял менее 2 мкм. Плоскость фокусировки матрицы лазерных лучей совмещалась с плоскостью видеоматрицы. Обра-

зование наноотверстий наблюдалось на видеоматрице в режиме реального времени.

Предварительно для данной пленки была измерена энергия порога абляции для одного луча (без ДОЭ и ТЛ) в одноимпульсном режиме, которая составила около 3,6 нДж. С использованием ДОЭ были получены матрицы отверстий для 5, 10, 100 и 1000 импульсов. Снимки со сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Hitachi TM3000 представлены на рис. 2. Отверстия получились эллиптичной формы, что, по всей видимости, обусловлено аберрациями, присутствующими в оптической схеме записи. При 5 импульсах и энергии 4 нДж/луч наблюдалось неполное заполнение матрицы, а также плохое качество границыотверстий (см. рис. 2, *а*). При росте числа импульсов порог понижался, а качество отверстий улучшалось (см. рис. 2, *б*, *в*, *г*). Наиболее стабильные результаты были получены при 1000 импульсах. Далее было проведено более детальное исследование для количества импульсов с 700 до 1000 при разных величинах энергии импульсов.

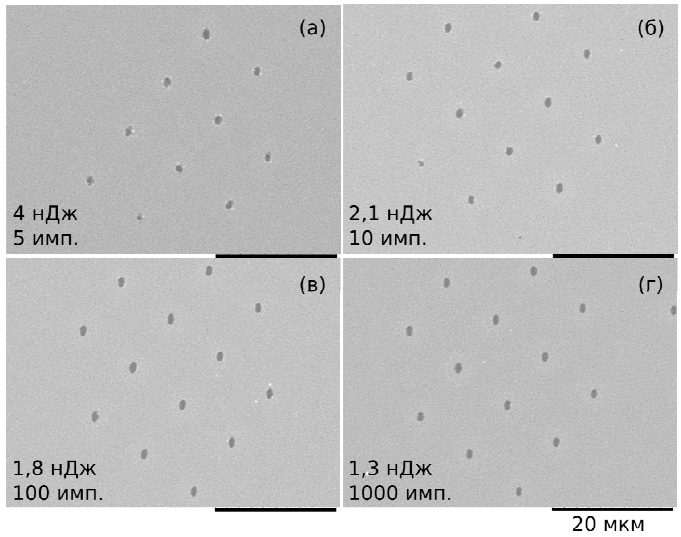


Рис. 2. Снимки СЭМ-матриц отверстий при разных энергиях и количестве импульсов: *а* – 4 нДж/луч, 5 импульсов; *б* – 2,1 нДж/луч, 10 импульсов; *в* – 1,8 нДж/луч, 100 импульсов; *г* – 1,3 нДж/луч, 1000 импульсов

Было выполнено 1000, 950, 925 импульсов при энергии 1,2 нДж/луч. На рис. 3, *а* слева представлен снимок СЭМ-матрицы отверстий для 1000 импульсов, а справа – проходящий через него белый

свет, полученный на оптическом микроскопе. Отверстия прозрачны для света, что указывает на отсутствие металла внутри абляционного кратера. Это подтверждается черным цветом внутренней части кратеров на снимке с электронного микроскопа, который показывает отсутствие стекания заряда (для надежного стекания заряда достаточен слой проводящего металлического покрытия в 3–5 нм). Для 950 и 925 импульсов геометрия и повторяемость оказались достаточно близки, однако присутствует небольшой рост среднеквадратических отклонений при уменьшении числа импульсов. Для исследования характеристик была выбрана зона из девяти точек 3×3, обведенная штриховой линией на рисунках. В таблице приводятся средние размеры изготовленных матриц отверстий по длинной (D_L) и короткой (D_S) осям отверстий, а также их среднеквадратические отклонения. При 900 импульсах диаметр кратеров уменьшается, однако происходит рост разброса диаметра кратеров и падает коэффициент заполнения (рис. 3, *б*).

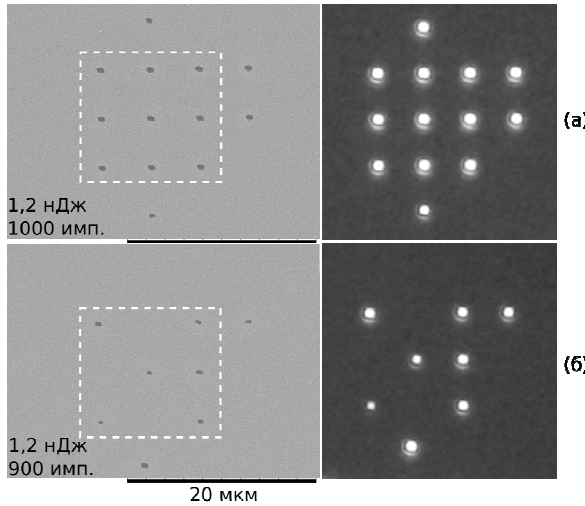


Рис. 3. Снимки СЭМ-матриц отверстий при 1,2 нДж/луч (слева), оптического микроскопа на пропускание в белом свете (справа). Количество импульсов: *а* – 1000; *б* – 900

Повышение энергии до 1,9, а затем и до 2,7 нДж/луч привело как к увеличению диаметра кратеров, так и к большему среднеквадратичному отклонению размеров (рис. 4, см. таблицу).

Результаты повышения энергии

№ п/п	Число импульсов	D_L, нм	σ_L, нм	D_S, нм	σ_S, нм	Заполняемость матрицы
1,2 нДж/луч						
1	1000	802	35	556	26	9/9
2	950	784	28	547	37	9/9
3	925	824	41	535	62	9/9
4	900	623	118	375	29	6/9
1,9 нДж/луч						
5	1000	924	117	583	40	9/9
2,7 нДж/луч						
6	1000	1072	141	702	32	9/9
7	700	1046	109	664	53	9/9

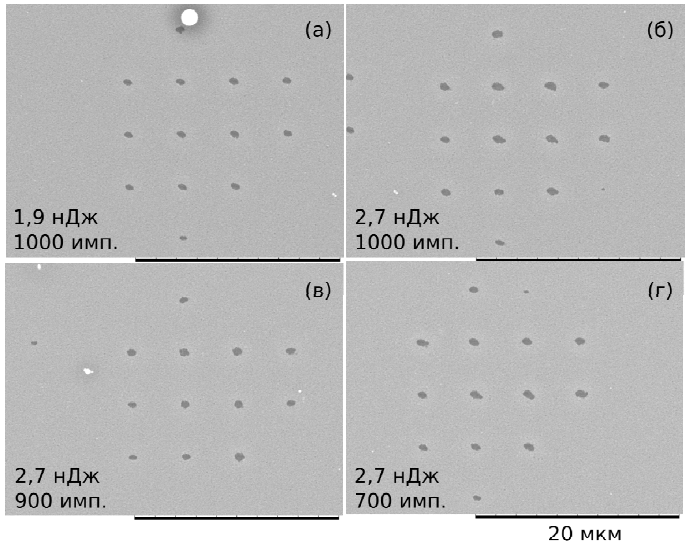


Рис. 4. Снимки СЭМ-матриц отверстий: *а* – 1,9 нДж/луч, 1000 импульсов; *б* – 2,7 нДж/луч, 1000 импульсов; *в* – 2,7 нДж/луч, 900 импульсов; *г* – 2,7 нДж/луч, 700 импульсов

Наиболее стабильный результат с хорошей повторяемостью, размерами отверстия 802/556 и точностью около 30 нм соответствовал в наших экспериментах энергии 1,2 нДж/луч и 1000 импульсов с частотой 1 кГц. При увеличении количества лучей до 1000 на объектив

будет падать энергия порядка 1 мкДж, что может быть близко к пределу лучевой стойкости его элементов, поэтому необходимо использовать специальные объективы, рассчитанные на заданную энергию фемтосекундного импульса.

5. Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные результаты показали, что при увеличении количества импульсов резко уменьшается порог абляции, а также улучшаются качество отверстий и повторяемость параметров матрицы. Говоря о физическом механизме формирования отверстий при фс-лазерном воздействии, нужно отметить, что полученные результаты не могут быть объяснены постепенным локальным повышением температуры в пленке от импульса к импульсу. Согласно формуле (1) можно оценить характерный размер зоны нагрева за временной промежуток в 1 мс между импульсами для сред, окружающих зону отверстия, за исключением воздуха. Примем коэффициенты температуропроводности: для алюминия – $k_{\mathrm{Al}} = 8{,}4\ 10^{-5}$ м^2/с, кварца – $k_{\mathrm{SiO_2}} = 0{,}14\ 10^{-5}$ м^2/с. Если сравнить площади оттока тепла в эти среды, то они будут сравнимы по порядку величины: в алюминий через стенки отверстия – $S_{\mathrm{Al}} \approx 2(0{,}8\ \text{мкм} + 0{,}5\ \text{мкм})0{,}1\ \text{мкм} = 0{,}26\mu^2$, в подложку – $S_{\mathrm{Al}} \approx \pi/4 \cdot 0{,}8\ \text{мкм} \cdot 0{,}5\ \text{мкм} = 0{,}31\ \text{мкм}^2$. Поскольку температуропроводности различаются значительно, основной поток диссипации тепла будет направлен в окружающую пленку. Характерный размер зоны распространения температуры в пленке за 1 мс из (1) будет равен 290 мкм. Если оценить изменение температуры ΔT_1 данной зоны за один импульс с энергией $Q = 1{,}2$ нДж, то с учетом только нагрева алюминиевой пленки с удельной теплоемкостью $c_{\mathrm{Al}} = 920$ Дж/(кг К), плотности $\rho_{\mathrm{Al}} = 2700$ кг/м^3, и коэффициента поглощения света $A_{\mathrm{Al}} = 0{,}08$: $\Delta T = Q \cdot A_{\mathrm{Al}}/(c_{\mathrm{Al}}\ m_{\mathrm{Al}}) = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ К, т.е. является пренебрежимо малой величиной. Однако здесь нужно учитывать, что в случае 1000 параллельных лучей, сосредоточенных в зоне менее 100 мкм, ΔT может быть кратно выше из-за взаимного температурного влияния.

На наш взгляд, наблюдаемое в экспериментах снижение порога абляции при образовании отверстий с увеличением количества импульсов может быть обусловлено эффектом «накопления» (англ. «incubation» effect [17] или «accumulation» effect [18]), который связан

с постепенным изменением оптических свойств поверхности при взаимодействии с пико- и фемтосекундными импульсами либо из-за химических реакций с окружающей средой, приводящих в итоге к увеличению коэффициента поглощения для последующих импульсов. Согласно феноменологической теории порог абляции для N импульсов связан с таковым для одного импульса простым соотношением:

$$F_N = F_1 N^{S-1}, \quad (3)$$

где коэффициент $S \leq 1$ определяется длительностью импульса и свойствами обрабатываемого материала. В наших экспериментах мы получили снижение порога в 3 раза для 900 импульсов, что соответствует $S = 0{,}84$ для наших экспериментальных данных, что близко к данным из [19] по абляции авиационного сплава Al–Mg, содержащего значительную долю алюминия (>94 %).

Основываясь на формуле (2) и экспериментальных результатах предыдущей работы [15], можно предположить, что для уменьшения размеров отверстий с использованием данного метода необходим переход на более короткую длину волны (в нашем случае это 256 нм). При этом диаметр отверстий в матрице уменьшится с хорошей повторяемостью примерно в два раза, до 200–250 нм.

Заключение

В работе проведено экспериментальное исследование по формированию матриц субмикронных отверстий в пленке алюминия толщиной 100 нм методом фемтосекундной лазерной абляции с помощью фемтосекундного излучения с длиной волны 513 нм. Особенность используемого метода состоит в одновременной записи всей матрицы отверстий с помощью применения специального ДОЭ-мультипликатора, который формирует матрицу лучей, каждый из которых удалось сфокусировать в пятно с размерами, близкими к диаметру Эйри-объектива (880 нм). Исследовалась зависимость от энергии и числа импульсов с целью получения максимальной повторяемости результатов формирования отверстий, а также их размеров и качества. Различие относительных интенсивностей в матрице лучей сделало невозможным получение качественных матриц отверстий при малом количестве импульсов. Были определены оптимальные параметры по энергии импульсов (1,2 нДж/луч) и количеству импульсов (1000) для получения наилуч-

ших с точки зрения цели работы матриц отверстий со средними диаметрами 800/550 нм вдоль длинной/короткой оси, с точностью 30 нм, и имеющих полную заполняемость.

Возможность повышения качества и уменьшения диаметра отверстий при переходе в УФ область открывает интересные возможности изготовления данным методом матрицы наноотверстий для ДНК-секвенатора с многоканальным осветителем на основе дифракционного мультипликатора лазерных лучей [20].

Работа частично выполнена в рамках темы госзадания ЛИН СО РАН (№ 0345-2016-0005) и комплексной программы фундаментальных научных исследований СО РАН «Междисциплинарные интеграционные исследования», проект №38 (0319-2017-0011).

Список литературы

1. Plasmonic antennas and zero-mode waveguides to enhance single molecule fluorescence detection and fluorescence correlation spectroscopy toward physiological concentrations / D. Punj, P. Ghenuche, S.B. Moparthi, J. de Torres, V. Grigoriev, H. Rigneault, J. Wenger // WIREs Nanomed Nanobiotechnol. – 2014. – T. 6. – P. 268–282. DOI: 10.1002/wnan.1261

2. Taylor A.B., Zijlstra P. Single-Molecule Plasmon Sensing: Current Status and Future Prospects // ACS Sens. – 2017. – 2. – P. 1103–1122. DOI: 10.1021/acssensors.7b00382

3. Levene M.J. Zero-Mode Waveguides for Single-Molecule Analysis at High Concentrations // Science. – 2003. – 299:682–6.

4. Real-Time DNA Sequencing from Single Polymerase Molecules / J. Eid, A. Fehr, J. Gray, K. Luong, J. Lyle, G. Otto [et al.] // Science. – 2009. – 323:133–8.

5. Parallel confocal detection of single molecules in real time / P.M. Lundquist [et al.] // Opt. Lett. – 2008. – 33. – 1026.

6. Single molecule fluorescence in rectangular nano-apertures / J. Wenger, P.-F. Lenne, E. Popov and H. Rigneault // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13, No. 18. – P. 7035–7044.

7. Bouchiat V., Esteve D. Lift-off lithography using an atomic force microscope // Appl. Phys. Lett. – 1996. – № 69. – P. 3098. DOI: 10.1063/1.117317

8. Venkatakrishnan K., Tan B., Sivakumar N.R. Sub-micron ablation of metallic thin film by femtosecond pulse laser // Optics & Laser Technology. – 2002. – Vol. 34. – P. 575–578.

9. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Самохин А.А. Абляция поверхности материалов под действием ультракоротких лазерных импульсов // УФН. – 2017. – 187. – С. 159–172.

10. Four-beam Interference Optical System for Laser Micro- structuring Using Picosecond Laser / J. Noh, J. Lee, D. Shin, H. Sohn, J. Suh, and J. Oh // Journal of the Optical Society of Korea. – 2009. – Vol. 13, No. 1. – P. 75–79. DOI: 10.3807/JOSK.2009.13.1.075

11. Fast fabrication of super-hydrophobic surfaces on polypropylene by replication of short-pulse laser structured molds / J. Bekesi, J.J.J. Kaakkunen, W. Michaeli, F. Klaiber, M. Schoengart, J. Ihlemann, P. Simon // Appl Phys A. – 2010. – 99: 691–695. DOI: 10.1007/s00339-010-5719-8

12. Ablation of microstructures applying diffractive elements and UV femtosecond laser pulses / J.J.J. Kaakkunen, J. Bekesi, J. Ihlemann, P. Simon // Appl Phys A. – 2010. – 101: 225–229. DOI: 10.1007/s00339-010-5824-8

13. Parallel fabrication of high-aspect-ratio all-silicon grooves using femtosecond laser irradiation and wet etching / Yanna Li1, Tao Chen, An Pan, Cunxia Li and Litie Tang // J. Micromech. Microeng. – 2015. – 25, 115001 (7 pp). DOI:10.1088/0960-1317/25/11/115001

14. Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm / P. Pronko, S. Dutta, J. Squier, J. Rudd // Opt Commun. – 1995. – 114:106–10.

15. Достовалов А.В., Терентьев В.С., Бессмельцев В.П. Изготовление наноотверстий в тонкой алюминиевой пленке методом фемтосекундной лазерной абляции для одномолекулярной спектроскопии // Прикладная фотоника. – 2017. – Т. 4, № 1. – С. 22–37. DOI: 10.15593/2411-4367/2017.01.03

16. Дифракционный фокусирующий мультипликатор для параллельного секвенатора / В.П. Бессмельцев, П.С. Завьялов, В.П. Корольков, Р.К. Насыров, В.С. Терентьев // Автометрия. – 2017. – Т. 53, № 5. – С. 48–56.

17. Role of heat accumulation on the incubation effect in multi-shot laser ablation of stainless steel at high repetition rates / F.D. Niso, C. Gaudiuso, T. Sibillano, F.P. Mezzapesa, A.A. and P.M. Lugarà // Opt. Express. – 2014. – 22. – 12200–12210.

18. Accumulation effects in laser ablation of metals with high-repetition rate lasers / G. Raciukaitis, M. Brikas, P. Gecys, M. Gedvilas // Proc. SPIE 7005, High-Power Laser Ablation VII, 70052L (14 May 2008). DOI: 10.1117/12.782937

19. Femtosecond laser ablation of Al-Mg alloy in vacuum and air / Hong-qiang Dou, Cai-zhen Yao, Hao Liu, Yi Wan, Ren-jie Ding, Xiao-dong Yuan, Shi-zhen Xu // Applied Surface Science. – 2018. – 447. – 388–392.

20. О создании платформы для исследования нуклеиновых кислот (ДНК-секвенатора) / В.П. Бессмельцев, В.С. Терентьев, В.В. Вилейко, С.А. Бабин, А.М. Шалагин, А.В. Латышев, Д.А. Насимов, Л.И. Федина, Д.В. Пышный, П.Е. Воробьев, В.В. Анненков, Е.Н. Даниловцева, С.Н. Зелинский, О.Н. Верхозина, М.А. Грачев, Ю.П. Галачьянц // Прикладная фотоника. – 2016. – Т. 3, № 4. – С. 388–411. DOI: 10.15593/2411-4367/2016.04.03

References

1. Punj D., Ghenuche P., Moparthi S.B., de Torres J., Grigoriev V., Rigneault H., Wenger J. Plasmonic antennas and zero-mode waveguides to enhance single molecule fluorescence detection and fluorescence correlation spectroscopy toward physiological concentrations. *WIREs Nanomed Nanobiotechnol*, 2014, 6, pp. 268-282. DOI: 10.1002/wnan.1261

2. Taylor A.B., Zijlstra P. Single-molecule plasmon sensing: current status and future prospects. *ACS Sens*., 2017, 2, pp. 1103-1122. DOI: 10.1021/acssensors.7b00382

3. Levene M.J. Zero-mode waveguides for single-molecule analysis at high concentrations. *Science*, 2003, 299, pp. 682-686.

4. Eid J., Fehr A., Gray J., Luong K., Lyle J., Otto G. et al. Real-time DNA sequencing from single polymerase molecules. *Science*, 2009, 323, pp. 133-138.

5. Lundquist P.M. et al. Parallel confocal detection of single molecules in real time. *Opt. Lett*., 2008, 33, 1026.

6. Wenger J., Lenne P.-F., Popov E. and Rigneault H. Single molecule fluorescence in rectangular nano-apertures. *Opt. Express*, 2005, vol. 13, no. 18, pp. 7035-7044.

7. Bouchiat V., Esteve D. Lift-off lithography using an atomic force microscope. *Appl. Phys. Lett*., 1996, no. 69, pp. 3098. DOI: 10.1063/1.117317

8. Venkatakrishnan K., Tan B., Sivakumar N.R. Sub-micron ablation of metallic thin film by femtosecond pulse laser. *Optics & Laser Technology*, 2002, vol. 34, pp. 575-578.

9. Ionin A.A., Kudryashov S.I., Samokhin A.A. Ablyatsiya poverkhnosti materialov pod deystviem ultrakorotkikh lazernykh impulsov [Surface ablation by ultrashort laser pulses]. *UFN*, 2017, 187, pp. 159-172.

10. Noh J., Lee J., Shin D., Sohn H., Suh J., Oh J. Four-beam Interference optical system for laser micro-structuring using picosecond laser. *Journal of the Optical Society of Korea*, 2009, vol. 13, no. 1, pp. 75-79. DOI: 10.3807/JOSK.2009.13.1.075

11. Bekesi J., Kaakkunen J.J.J., Michaeli W., Klaiber F., Schoengart M., Ihlemann J., Simon P. Fast fabrication of super-hydrophobic surfaces on polypropylene by replication of short-pulse laser structured molds. *Appl Phys A*, 2010, 99, pp. 691-695. DOI 10.1007/s00339-010-5719-8

12. Kaakkunen J.J.J., Bekesi J., Ihlemann J., Simon P. Ablation of microstructures applying diffractive elements and UV femtosecond laser pulses. *Appl Phys A*, 2010, 101, pp. 225-229. DOI 10.1007/s00339-010-5824-8

13. Yanna Li1, Tao Chen, An Pan, Cunxia Li, Litie Tang. Parallel fabrication of high-aspect-ratio all-silicon grooves using femtosecond laser irradiation and wet etching. *J. Micromech. Microeng*., 2015, 25, 115001 (7pp). DOI: 10.1088/0960-1317/25/11/115001

14. Pronko P., Dutta S., Squier J., Rudd J. Machining of sub-micron holes using a femtosecond laser at 800 nm. *Opt Commun*, 1995, 114, pp. 106-110.

15. Dostovalov A.V., Terentev V.S., Bessmeltsev V.P. Fabrication of nano-holes in thin aluminum film by femtosecond laser ablation for single-molecular fluorescence spectroscopy. *Applied photonics*, 2017, vol. 4, no. 1, pp. 22-37. DOI: 10.15593/2411-4367/2017.01.03

16. Bessmeltsev V.P., Zavyalov P.S., Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Terentev V.S. Difraktsionnyy fokusiruyushchiy multiplikator dlya parallelnogo sekvenatora [Diffractive focusing multiplier for parallel sequencer]. *Avtometriya*, 2017, vol. 53, no. 5, pp. 48-56.

17. Niso F.D., Gaudiuso C., Sibillano T., Mezzapesa F.P., Lugarà P.M. Role of heat accumulation on the incubation effect in multi-shot laser ablation of stainless steel at high repetition rates. *Opt. Express*, 2014, 22, pp. 12200-12210.

18. Raciukaitis G., Brikas M., Gecys P., Gedvilas M. Accumulation effects in laser ablation of metals with high-repetition rate lasers. *Proc. SPIE 7005, High-Power Laser Ablation VII, 70052L* (14 May 2008). DOI: 10.1117/12.782937

19. Hong-qiang Dou, Cai-zhen Yao, Hao Liu, Yi Wan, Ren-jie Ding, Xiao-dong Yuan, Shi-zhen Xu. Femtosecond laser ablation of Al-Mg alloy in vacuum and air. *Applied Surface Science*, 2018, 447, pp. 388-392.

20. Bessmeltsev V.P., Terentev V.S., Vileyko V.V., Babin S.A., Shalagin A.M., Latyshev A.V., Nasimov D.A., Fedina L.I., Pyshnyy D.V., Vorobev P.E., Annenkov V.V., Danilovtseva E.N., Zelinskiy S.N., Verkhozina O.N., Grachev M.A., Galachyants Yu.P. Development of the platform for nucleic acid analysis (DNA sequencer). *Applied photonics*, 2016, T. 3, № 4, c. 388-411. DOI: 10.15593/2411-4367/2016.04.03

Получено 29.01.2018

УДК 681.7.068

А.С. Бурдина[1, 3], К.И. Гагарина[1], А.Л. Габов[2, 3], А.А. Миронова[2]

[1] Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия
[2] Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия
[3] Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Пермь, Россия

ВЛИЯНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ НА ФАЗОВЫЙ СОСТАВ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Исследованы температурные режимы получения α-кристобалита из диоксида кремния. В работе рассматриваются две порошковые системы: в одном случае используется природный SiO_2, в другом – синтетический. Образцы синтетического диоксида кремния изготовлены по различным вариантам золь-гель-технологии.

Методом рентгеновской дифракции изучены фазовые превращения синтетического и природного диоксида кремния в диапазоне температур 1200–1350 °С, в том числе и количественное соотношение фаз в полученных поликристаллических образцах.

Ключевые слова: диоксид кремния, рентгеновская дифрактометрия, золь-гель-технология, кристобалит, фазовые превращения.

A.S. Burdina[1, 3], K.I. Gagarina[1], A.L. Gabov[2, 3], A.A. Mironova[2]

[1] Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation
[2] Perm State National Research University, Perm, Russian Federation
[3] Perm Scientific Industrial Instrument-Making Company, Perm, Russian Federation

THE EFFECT OF HEAT TREATMENT ON THE PHASE COMPOSITION OF SILICON DIOXIDE

The temperature conditions of α-cristobalite synthesis from silicon dioxide powders were investigated. In this paper are considered two powder systems: in one case, natural silica were used, while in the other, synthetic silica were used. The synthetic silica samples were prepared by different sol-gel technology modifications.

The synthetic and natural silica phase transitions, including the phase composition of the sintered polycrystalline specimens, were investigated using X-ray diffraction method over the temperature range from 1200 °C to 1350 °C.

Keywords: silicon dioxide, X-ray diffractometry, sol-gel method, cristobalite, phase transition.

Введение

В последнее время особое внимание исследователей и технологов уделяется принципиально новому способу производства монолитных стеклянных заготовок, покрытий, пленок, порошков по золь-гель-технологии [1, 4]. Данная технология позволяет получать материал высокой чистоты, который после сплавления порошка может использоваться для создания кварцевых опорных труб, необходимых для производства заготовок оптического волокна MCVD-технологией.

Одной из проблем золь-гель-технологии является высокое содержание гидроксильных групп в конечном продукте. Сохраняясь во время вытяжки волокна, они приводят к высоким оптическим потерям в конечном продукте.

Перспективным методом очистки и дегидратации диоксида кремния является его перевод в кристобалит. Связанные с кремнием ОН-группы в отличие от молекулярной воды не выводятся из порошка даже во время длительной термообработки при температурах до 1000 °С. Во время фазового перехода в кристобалит происходит процесс преобразования ОН-групп в молекулярную воду, которая выходит на поверхность и может быть легко удалена. Слабые связи водорода с кислородом разрушаются, образуя силоксановые связи ≡Si–O–Si≡ и молекулы H_2O. Принципиальная схема этого процесса представлена на рис. 1 [5].

Рис. 1. Схема образования молекулярной воды

Таким образом, в настоящее время существует необходимость создания технологии получения высокотемпературного α-кристобалита с целью уменьшения количества гидроксильных групп в порошке.

В разных источниках авторы приводят различные температуры начала кристобалитизации. Температурные границы фазовых переходов диоксида кремния впервые были установлены К.Н. Феннером (рис. 2) [1, 2].

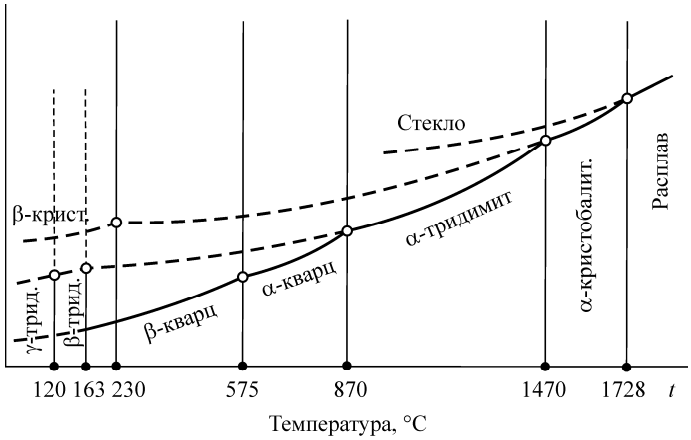


Рис. 2. Диаграмма состояния системы SiO_2 Феннера [1]

В целом можно отметить, что:

1) кварц при температуре порядка 1000 °С превращается в кристобалит. Это превращение носит реконструктивный характер и не сопровождается разрывом связей. Оно происходит по схеме: кварц → → кварц с некоторым количеством дислокаций → разупорядоченный кристобалит → упорядоченный кристобалит. Наличие примесей CaO и MgO ускоряет превращение, а примеси Al_2O_3 задерживают его [1, 2];

2) тридимит образуется лишь при наличии примесных атомов щелочных металлов, которые обеспечивают его стабильность [2]. При 1470 °С α-тридимит переходит в α-кристобалит [1, 3].

Для высокочистого диоксида кремния диаграмма Феннера становится неактуальной, поэтому в этом случае рекомендуют использовать диаграмму Флерке. Согласно ей при температуре 1050 °С, минуя стадию тридимита, образуется кристобалит [1, 2].

Фердух, исследуя зависимость скорости образования кристобалита от времени при различных температурах, показал, что имеются три стадии кристобалитизации. Первая стадия – образование зародышей кристаллов, вторая – быстрая кристаллизация и третья – постепенная (медленная) кристаллизация. Диоксид кремния, применявшийся в его исследованиях, начинал кристаллизоваться уже при 945 °С и 41-часовой выдержке, а при 985 °С уже на 10-м часу [2].

Скорость фазового перехода в значительной степени зависит от температуры, на которой происходит прокалка образца, технологии получения исходного материала, его чистоты и времени выдержки при

заданной температуре [2]. При недостаточном времени выдержки может произойти частичный переход в кристобалит. Чем выше температура, тем выше скорость кристобалитизации, тем полнее пройдет процесс при фиксированном времени.

Зачастую время фазового перехода уменьшают путем введения щелочных катализаторов [2, 4]. В данном случае этот способ использовать нельзя, так как он ведет к загрязнению порошка, что недопустимо. Поэтому целью работы стал поиск баланса между температурой и временем термообработки, которые должны привести к кристобалитизации высокочистого диоксида кремния. Кроме того, проводился сравнительный анализ фазового состава природного кварца.

1. Описание методики

Для определения температуры кристобалитизации были разработаны четыре режима термообработки, один из которых представлен на рис. 3. Исходные порошки, поделенные на четыре части и помещенные в корундовые тигли, нагревались в атмосфере воздуха в высокотемпературной камерной печи «ПВК-1,4-8».

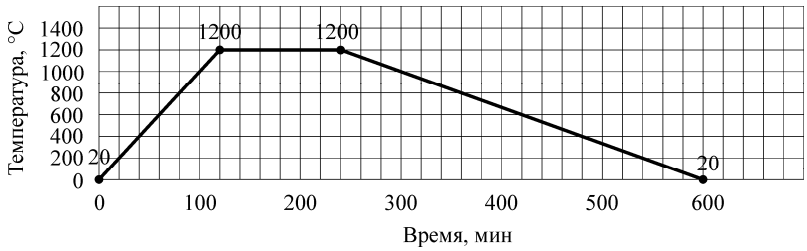


Рис. 3. Прокаливание на 1200 °С

Атмосфера оказывает сильное влияние на скорость кристобалитизации. Исследования показали, что быстрее всего кристобалитизация идет в атмосфере воздуха [2], что было учтено при разработке терморежимов.

Скорость нагрева составляла 600 °С/ч. После выдержки при температурах 1200, 1250, 1300 и 1350 °С соответственно для каждого из четырех образцов они охлаждались со скоростью 200 °С/ч до комнатной температуры.

Для исследования фазового состава кристаллических силикатов и продуктов кристаллизации стекла широко используют метод рентге-

новской дифракции [1]. При помощи этого метода можно проводить такие исследования, как: качественный и количественный фазовый анализ, определение параметров элементарной ячейки, исследование фазовых превращений, происходящих под влиянием термообработки. Именно этот метод и был выбран для контроля фазового состава образцов.

Исследования проводились на рентгеновском дифрактометре немецкого производства Bruker D8 ADVANCE в кобальтовом излучении. Для качественного анализа использовали банк данных порошковых рентгенограмм PDF-2 органических и неорганических соединений. Количественное соотношение фаз определяли, используя метод «корундовых чисел».

Для определения температуры фазового перехода была проведена работа с четырьмя различными образцами порошка высокочистого SiO_2:

– Образец №1 представлял собой природный кварц Кыштымского месторождения RQ-1K.

– В качестве образца №2 выступил синтетический диоксид кремния (СДК), произведенный японской компанией МКС™ Silica.

– Образцы № 3 и 4 также являлись синтетическим СДК, полученным в лабораторных условиях. Отличие образцов заключалось в соотношении реагентов, температуре, уровне pH, условиях старения геля и параметрах сушки.

2. Экспериментальная часть

По данным рентгенофазового анализа все образцы СДК изначально являлись полностью аморфными в отличие от природного, который имел полностью кристаллическую структуру. Сравнив полученную экспериментально дифрактограмму с эталонами, хранящимися в базе данных, определили, что данный образец – гексагональный α-кварц.

Для природного α-кварца (образец № 1) нагревание до температур 1200, 1250 и 1300 °C не привело к фазовому переходу, поэтому дифрактограммы этих режимов практически совпадают. При температуре 1350 °C произошел фазовый переход.

Из рис. 4 можно заметить, что помимо рефлексов, принадлежащих α-кварцу, появились дополнительные рефлексы, принадлежащие другим фазам.

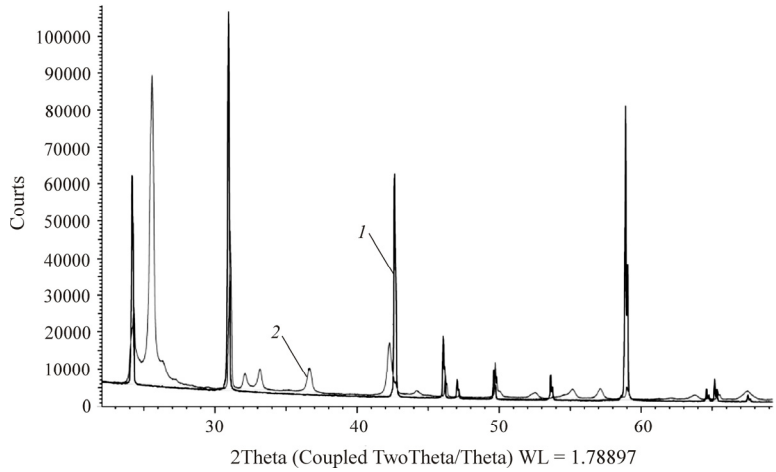


Рис. 4. Сравнение дифрактограмм при 1300 и 1350 °С для образца № 1 (*1* – до нагревания, *2* – после нагревания)

С помощью базы данных эталонов определили, какие модификации SiO_2 образовались после нагревания до 1350 °С (рис. 5). Помимо исходного α-кварца образовались две модификации – β-кристобалит и α-тридимит (гексагональная, тетрагональная и орторомбическая решетки соответственно). Результаты количественного анализа приведены в табл. 1.

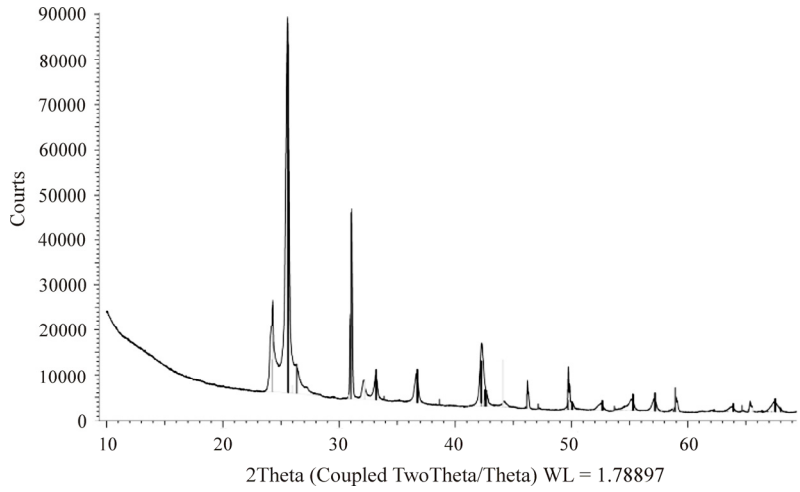


Рис. 5. Дифрактограмма образца № 1 после нагревания до 1350 °С

Таблица 1

Количественный фазовый состав природного диоксида кремния после отжига при 1350 °С

Аллотропная модификация (фаза)	Количество фазы в образце
α-кварц	38,7
β-кристобалит	46,9
α-тридимит	14,4

При использовании одного и того же режима термообработки для синтетических образцов, полученных по различным технологиям, были зафиксированы неодинаковые результаты.

Образец № 2 при температурах 1200 и 1250 °С при выдержке 2 ч оставался полностью аморфным. При температурах 1300 и 1350 °С произошла частичная кристаллизация образца. Образовались две фазы – тетрагональный β-кристобалит и орторомбический α-тридимит. Образование тридимита свидетельствует о том, что в образце присутствуют примеси. Вероятно, для полной кристобалитизации необходимо увеличить температуру.

Сравнение дифрактограмм образца № 2, выдержанного при температурах 1250, 1300 и 1350 °С, представлено на рис. 6.

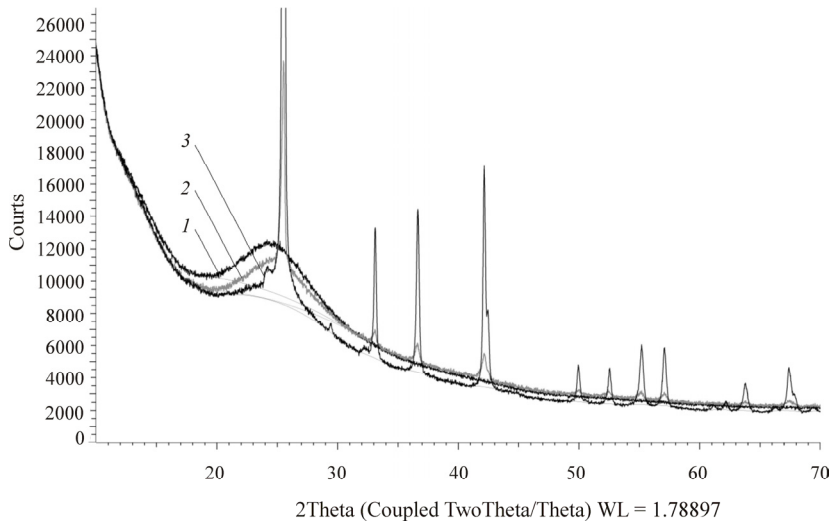


Рис. 6. Дифрактограммы образца № 2 при температурах 1250 (*1*), 1300 (*2*) и 1350 °С (*3*)

Лабораторный образец № 3 уже при температуре 1200 °С стал полностью кристалличным (рис. 7). В результате термообработки образовались две новые фазы – β-кристобалит и α-тридимит.

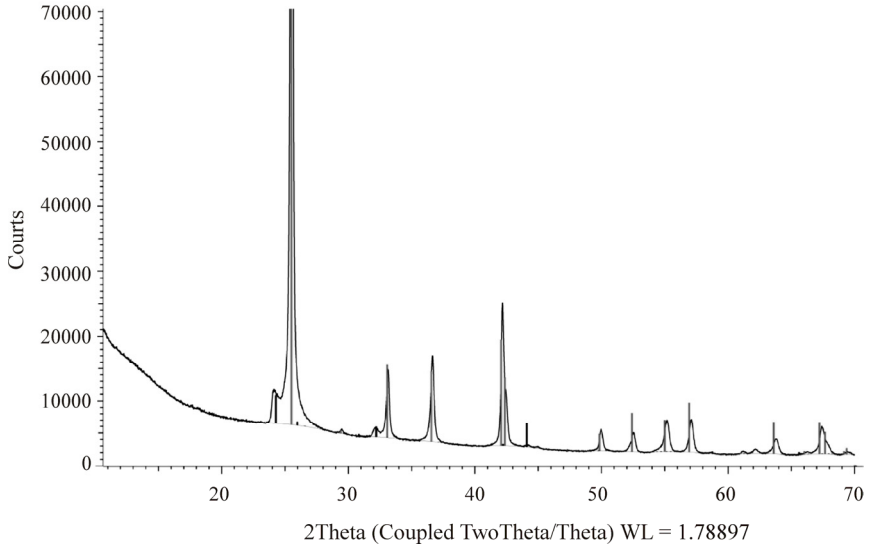


Рис. 7. Дифрактограмма образа № 3 после термообработки при 1200 °С

При дальнейшем увеличении температуры менялось соотношение фаз: количество кристобалита увеличивалось, а количество тридимита уменьшалось (рис. 8).

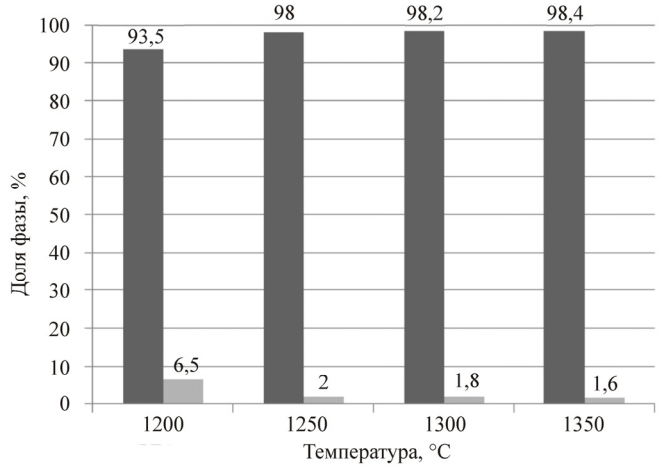


Рис. 8. Фазовый состав образца № 2 при различных режимах термообработки:
■ – кристобалит; □ – тридимит

Выдержка лабораторного образца № 4 при температурах 1200, 1250 и 1300 °С привела к частичному переходу в β-кристобалит. Полностью кристалличным образец стал при температуре 1350 °С.

Для лабораторных образцов № 3 и 4 при 1350 °С количественный метод дал близкие результаты – порядка 98 % кристобалита и 2 % тридимита.

Процесс кристаллизации зависит от технологии получения исходного сырья и его чистоты. Из табл. 2 можно заметить, что образец № 2 содержит меньше примесей, чем лабораторные образцы № 3 и 4, из-за чего переход в кристобалит для него занимает больше времени. Образец № 3 был полностью кристалличен уже при 1200 °С, в то время как образец № 4 стал таковым лишь при температуре 1350 °С.

Таблица 2

Сводная таблица для всех режимов и образцов

Образец	№ 1 (природный)	№ 2 (СДК)	№ 3 (СДК)	№ 4 (СДК)
Без термообработки	α-кварц	Аморфный	Аморфный	Аморфный
Режим термообработки	Фазовый состав образцов, прошедших термообработку			
1200 °С	α-кварц	Аморфный	β-кристобалит + тридимит	β-кристобалит + аморфное гало
1250 °С	α-кварц	Аморфный	β-кристобалит + тридимит	β-кристобалит + аморфное гало
1300 °С	α-кварц	α-кристобалит + аморфное гало	β-кристобалит + тридимит	β-кристобалит + аморфное гало
1350 °С	α-кварц + α-тридимит + β-кристобалит	β-кристобалит + α-тридимит + аморфное гало	β-кристобалит + тридимит	β-кристобалит + α-тридимит

Выводы

1) Методом рентгенофазового анализа показано, что диоксид кремния, получаемый по золь-гель-технологии, имеет полностью аморфную структуру, а природный диоксид кремния Кыштымского месторождения является гексагональным α-кварцем.

2) Выявлено, что переход в кристобалит из аморфного состояния (СДК) происходил при более низких температурах, чем у природного α-кварца.

3) Сделано предположение о том, что повышенное содержания тридимита понижает температуру кристобалитизации.

4) Кристобалитизация СДК происходит при разных температурах для различных образцов, а это означает, что фазовые превращения напрямую зависят от условий синтеза материала.

Список литературы

1. Бобкова Н.М. Физическая химия тугоплавких неметаллических и силикатных материалов: учебник. – Минск: Высшая школа, 2007. – 301 с.

2. Будников П.П., Пивинский Ю.Е. Кварцевая керамика // Успехи химии. – 1967. – Т. 36, № 3.

3. Дышекова А.Х. Структурные изменения при полиморфных α-β фазовых переходах в кварце // Успехи современной науки. – 2017. – Т. 2, № 6.

4. Золь-гель синтез кремнезема и изготовление на его основе тиглей для плавления кремния / Н.С. Савченко [и др.] // Огнеупоры и техническая керамика. – 2007. – № 1.

5. Чукин Г.Д. Химия поверхности и строение дисперсного кремнезёма. – М., 2008.

References

1. Bobkova N.M. Fizicheskaya khimiya tugoplavkikh nemetallicheskikh i silikatnykh materialov [Physical chemistry of refractory non-metallic and silicate materials]. Minsk, Vysshaya shkola, 2007, 301 p.

2. Budnikov P.P., Pivinskiy Yu.E. Kvartsevaya keramika [Quartz ceramics]. *Uspekhi khimii*, 1967, vol. 36, no. 3.

3. Dyshekova A.Kh. Strukturnye izmeneniya pri polimorfnykh α-β fazovykh perekhodakh v kvartse [Structural deformation in polymorphic α-β phase transitions within quartz]. *Uspekhi sovremennoy nauki*, 2017, vol. 2, no. 6.

4. Savchenko N.S. et al. Zol-gel sintez kremnezema i izgotovlenie na ego osnove tigley dlya plavleniya kremniya [Sol-gel synthesis of silica and manufacturing of crucibles on its base for purpose of silicon melting]. Ogneupory i tekhnicheskaya keramika, 2007, no. 1.

5. Chukin G.D. Khimiya poverkhnosti i stroenie dispersnogo kremnezyema [Surface chemistry and structuring of dispersed silica]. Moscow, Tipografiya Paladin, OOO “Printa”, 2008.

Получено 28.02.2018

УДК 681.7.068/.069

М.С. Астапович, А.Н. Колядин, А.В. Гладышев, А.Ф. Косолапов, А.Д. Прямиков, М.М. Худяков[1], М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов

Научный центр волоконной оптики Российской академии наук, Москва, Россия

ЭФФЕКТИВНЫЙ РАМАНОВСКИЙ ЛАЗЕР НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 4,42 МКМ НА ОСНОВЕ ПОЛОГО СВЕТОВОДА ИЗ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

Рассматриваются рамановские лазеры среднего ИК-диапазона, основанные на световодах с полой сердцевиной (СПС) и оболочкой из кварцевого стекла. Теоретически и экспериментально проанализированы факторы, ограничивающие эффективность и выходную мощность таких лазеров. В результате на основе СПС револьверного типа с сердцевиной, заполненной молекулярным водородом $^1H_2$, продемонстрирован эффективный рамановский лазер, генерирующий наносекундные импульсы на длине волны 4,42 мкм. Квантовая эффективность лазера составила 36 %, а средняя выходная мощность – 250 мВт на длине волны 4,42 мкм. Обсуждены возможности дальнейшего повышения выходной мощности и эффективности лазеров такого типа.

Ключевые слова: световод с полой сердцевиной, рамановский лазер, волоконный лазер, газовый лазер, средний инфракрасный диапазон.

M.S. Astapovich, A.N. Kolyadin, A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, M.M. Khudyakov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov

Fiber Optics Research Center of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

EFFICIENT 4.42 MM RAMAN LASER BASED ON HOLLOW-CORE SILICA FIBER

In this paper we consider mid-infrared Raman lasers based on gas-filled hollow-core silica fibers and provide theoretical and experimental analysis of factors that limit the efficiency and output power of these lasers. As a result, we realized an efficient ns-pulsed 4.42 μm Raman laser based on an 1H2-filled revolver silica fiber. Quantum efficiency as high as 36 % is achieved, and output average power as high as 250 mW is demonstrated. The possibilities of further improving the laser efficiency are discussed.

Keywords: Hollow-core fiber, Raman laser, fiber laser, gas laser, mid-infrared.

Введение

Источники лазерного излучения в спектральном диапазоне 3–5 мкм востребованы для различного применения в биомедицине, газоанализе и обработке материалов [1]. Особый интерес представляют

волоконные лазеры, так как они могут обеспечить отличное качество пучка, компактную конструкцию лазера и не требуют юстировок. Одним из подходов к разработке волоконных лазеров среднего ИК-диапазона является использование волоконных световодов с полой сердцевиной (СПС), заполненной различными газами. Такие световоды перспективны для генерации излучения с высокой интенсивностью, значительно превосходящей оптическую прочность стекол, используемых в средней ИК-области спектра [2]. Кроме того, благодаря сильной локализации оптического поля внутри полой сердцевины СПС могут обладать низкими оптическими потерями даже в тех спектральных областях, где материал оболочки световода имеет сильное фундаментальное поглощение. Например, пропускание в среднем ИК-диапазоне было продемонстрировано в СПС, оболочка которых состоит из кварцевого стекла [3–7].

На сегодняшний день волоконные лазеры среднего ИК-диапазона на основе газонаполненных кварцевых СПС были реализованы в нескольких работах, в которых излучение с длиной волны $\lambda \sim 3$ мкм генерировалось как за счет инверсной населенности на колебательно-вращательных переходах в газах [8–11], так и за счет вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [12]. Генерация более длинноволнового излучения ($\lambda > 3$ мкм) в кварцевых СПС является нетривиальной задачей, поскольку материальное поглощение кварцевого стекла в спектральном диапазоне 3–5 мкм стремительно возрастает от ~50 до ~50 000 дБ/м [13]. Тем не менее СПС револьверного типа обеспечивают настолько малое проникновение оптического поля в материал оболочки, что позволили реализовать волоконный рамановский лазер с длиной волны генерации $\lambda = 4{,}42$ мкм [14]. На сегодняшний день это наиболее длинноволновое излучение, сгенерированное в газонаполненных СПС с оболочкой из кварцевого стекла. Однако, средняя мощность и квантовая эффективность указанного лазера были ограничены значениями 30 мВт и 15 % соответственно [14].

Целью данной работы является анализ факторов, которые ограничивают эффективность наносекундных рамановских лазеров среднего ИК-диапазона, основанных на световодах с оболочкой из кварцевого стекла и полой сердцевиной, заполненной молекулярным водородом. Используя простые аналитические модели, разработанные ранее для волоконных рамановских лазеров [15] и для оптических

потерь в полых световодах [16], в данной работе сделаны оценки оптимального диаметра полой сердцевины. Создан рамановский лазер с длиной волны генерации 4,42 мкм и исследовано влияние оптических потерь и нестационарного режима ВКР на эффективность лазера. Кроме того, продемонстрирован простой способ повышения эффективности и выходной мощности наносекундных газовых рамановских лазеров за счет оптимизации давления газа в полой сердцевине, что позволяет избежать нежелательных эффектов, связаных с нестационарным режимом ВКР.

Методы

При создании на основе световодов с полой сердцевиной рамановских лазеров в среднем ИК-диапазоне возникает задача поиска оптимальной конструкции световода для этой цели. Подобная задача для рамановских лазеров на обычных световодах с твердотельной сердцевиной рассматривалась ранее в работе [15], где было показано, что световод как активная среда рамановского лазера может быть охарактеризован параметром качества P_F, определяемым следующим выражением:

$$P_F = \left(\sqrt{\frac{\alpha_P}{g_0}} + \sqrt{\frac{\alpha_S}{g_0}} \right) = \frac{A_{eff}}{g_R} \left(\sqrt{\alpha_P} + \sqrt{\alpha_S} \right)^2 . \qquad (1)$$

Параметр P_F учитывает влияние оптических потерь в световоде как на длине волны накачки (α_P), так и на стоксовой длине волны (α_S), а также рамановское усиление световода (g_0), которое можно выразить через рамановское усиление активной среды (g_R) и эффективную площадь (A_{eff}) для рамановского преобразования в световоде [17]. Поскольку при выводе выражения (1) для параметра качества P_F фактически не использовались свойства световода как световода с твердой сердцевиной, то это выражение с равным основанием справедливо и для оценки качества рамановских световодов других конструкций, в частности СПС, заполненных водородом. Физический смысл величины P_F, имеющей размерность мощности (Вт), заключается в следующем (следует из работы [15]): это величина пороговой мощности накачки для рамановского лазера на рассматриваемом волоконном световоде, помещенном в некоторый высокодобротный резонатор. Поэтому чем меньше величина P_F, тем ближе световод по своим характеристи-

кам к оптимальному световоду для выбранного рамановского преобразования $\lambda_p \rightarrow \lambda_s$.

Для определения оптимального диаметра полой сердцевины (D_{opt}) для рамановского преобразования 1,56 → 4,42 мкм параметр P_F вычислялся как функция диаметра сердцевины (d_c). При расчетах использовались простая аналитическая модель, которая позволяет оценить оптические потери в СПС с учетом изгибных потерь [16]. Данная модель принимает во внимание интерференционные эффекты при отражении излучения от тонкой стенки капилляров на границе сердцевина–оболочка, но не учитывает эффект отрицательной кривизны указанной границы. Таким образом, в случае СПС револьверного типа данная аналитическая модель приводит к завышенным значениям оптических потерь и, следовательно, дает завышенные значения параметра P_F. Тем не менее относительный минимум зависимости $P_F = f(d_c)$ позволяет оценивать значение оптимального диаметра полой сердцевины.

В литературе отсутствуют экспериментальные данные о коэффициенте рамановского усиления (g_R) для вынужденного рассеяния на колебаниях молекулярного водорода при накачке на длине волны 1,56 мкм. Согласно нашим оценкам при давлении водорода более 10 атм коэффициент усиления в стационарном режиме ВКР составляет $g_R = 0{,}43$ см/ГВт. При оценках использовались хорошо известное выражение для коэффициента рамановского усиления (см. например, [18]) и опубликованные данные о ширине линии и сечении спонтанного рассеяния на колебаниях молекул водорода [19, 20]. Такой метод оценки g_R ранее успешно применялся в работах [21, 22], где для колебательного ВКР 1,06 → 1,91 мкм было получено значение $g_R = 1$ см/ГВт, что находится в полном соответствии с известными экспериментальными данными.

Спектр оптических потерь световодов с полой сердцевиной рассчитывался с помощью программного пакета COMSOL Multiphysics. При этом учитывалось материальное поглощение в кварцевом стекле, из которого состоит оболочка СПС. Измерения оптических потерь на длинах волн менее 2 мкм проводились методом cut-back, используя на входе в световод излучение источника суперконтинуума (Fianium). Точность измерений составляла 0,03 дБ/м. Для измерения оптических потерь на стоксовой длине волны (4,42 мкм) был использован ранее

разработанный волоконный рамановский лазер, генерирующий на длине волны 4,42 мкм [14]. Излучение данного лазера вводилось в револьверный световод, после чего пропускание световода (T) измерялось как функция длины световода (L), в то время как световод последовательно укорачивался с шагом 40 см. Оптические потери (α) определялись согласно соотношению $\alpha = -\frac{d}{dL}\left(10\log_{10} T\right)$. Следует отметить, что волоконный рамановский лазер генерировал в одномодовом режиме, таким образом, обеспечивая надежные измерения оптических потерь для основной моды на длине волны 4,42 мкм.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки для исследования факторов, ограничивающих эффективность наносекундных рамановских лазеров среднего ИК-диапазона на основе газонаполненных револьверных световодов. В качестве источника накачки использован волоконный эрбиевый лазер, генерирующий на длине волны 1,56 мкм импульсы длительностью 3,4 нс со средней мощностью 2,4 Вт. Частота повторения импульсов могла варьироваться в диапазоне 25–150 кГц. Излучение накачки вводилось в револьверный световод с помощью двух линз L1 и L2, при этом эффективность ввода составляла 80 %. Сердцевина револьверного световода заполнялась молекулярным водородом $^1H_2$, давление которого могло изменяться в пределах 1–70 атм. Излучение с выходного торца световода коллимировалось линзой (ZnSe) и пропускалось через набор сменных оптических фильтров. Затем оптический спектр и мощность выходного излучения измерялись с помощью оптического спектроанализатора (OSA207, Thorlabs) и измерителя мощности (3A-P-SH-V1, Ophir). Распределение интенсивности по сечению выходного пучка на стоксовой длине волны определялось с помощью камеры (Pyrocam IV, Ophir), работающей в среднем ИК-диапазоне. Форма импульсов стоксового излучения во времени измерялась фотоэлектромагнитным детектором (PEM, VIGO System S.A.) с чувствительным элементом на основе (HgCd)Te.

Теоретический анализ рамановского преобразования в револьверном световоде, заполненном молекулярным водородом, осуществлялся путем численного решения системы уравнений связанных волн в программной среде COMSOL Multiphysics. Рассматривалось взаимодействие только двух волн: волны накачки (λ_P = 1,56 мкм) и стоксовой

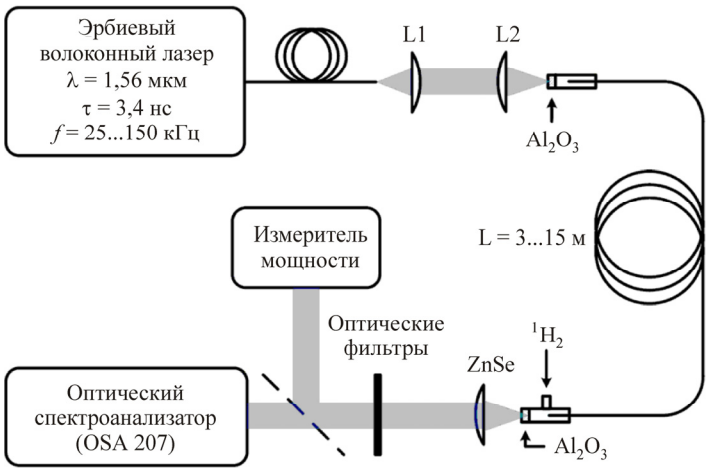


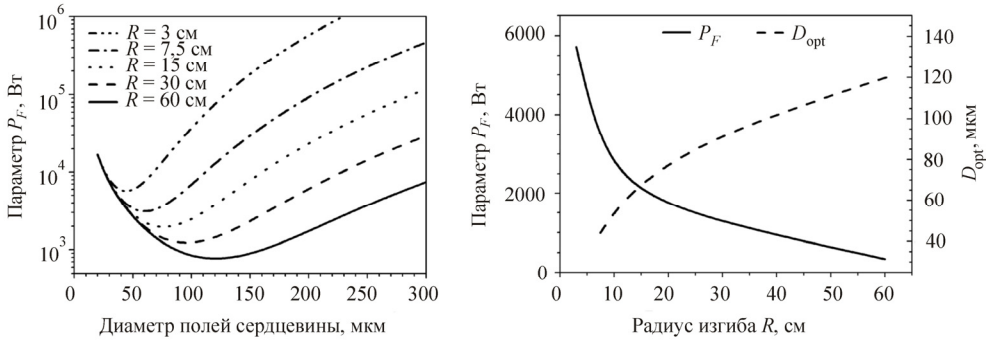
Рис. 1. Схема экспериментальной установки: L1 и L2 – плоскопараллельные линзы; Al_2O_3 – сапфировые окошки на входе и выходе световода; СПС – револьверный световод с полой сердцевиной, заполненной водородом; ZnSe – линза из селенида цинка

волны ($\lambda_S = 4{,}42$ мкм), при этом предполагалось, что обе волны распространяются в основной поперечной моде револьверного световода. В расчетах учитывалась экспериментально измеренная форма импульсов накачки во времени. Коэффициент рамановского усиления для преобразования 1,56 → 4,42 мкм был принят равным стационарному значению $g_R = 0{,}43$ см/ГВт.

Результаты и обсуждение

Оптимальный диаметр полой сердцевины D_{opt} можно оценить, используя рис. 2, на котором показаны зависимости параметра P_F от диаметра сердцевины световода d_c, уложенного при нескольких фиксированных радиусах изгиба R. Поскольку параметр P_F представляет собой пороговую мощность накачки идеализированного рамановского лазера (см. [15]), то этот параметр должен принимать минимальное значение, когда диаметр сердцевины является оптимальным ($d_c = D_{\text{opt}}$). Для каждого конкретного значения радиуса изгиба световода R наблюдается только одно значение оптимального диаметра D_{opt} (см. рис. 2, *а*). При отклонении диаметра сердцевины от оптимального значения в меньшую сторону ($d_c < D_{\text{opt}}$) порог ВКР возрастает из-за быстрого роста оптических потерь в световоде (даже для прямого световода $\alpha \sim 1/d_c^3$ [16, 23]). В противном случае ($d_c > D_{\text{opt}}$) порог ВКР также воз-

растает (рис. 2, *а*) в результате роста изгибных оптических потерь [16] в сочетании со снижением интенсивности волны накачки.

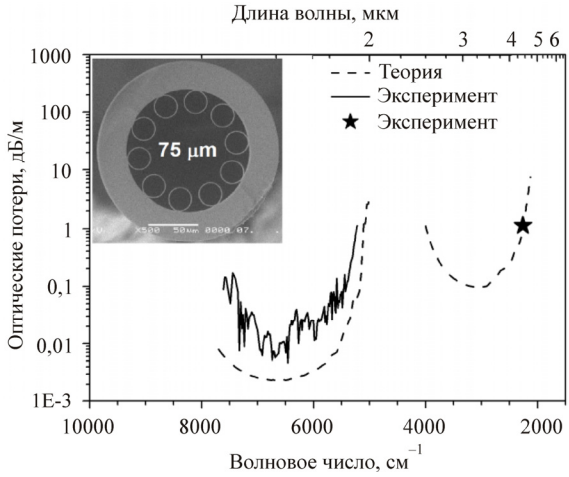


а *б*

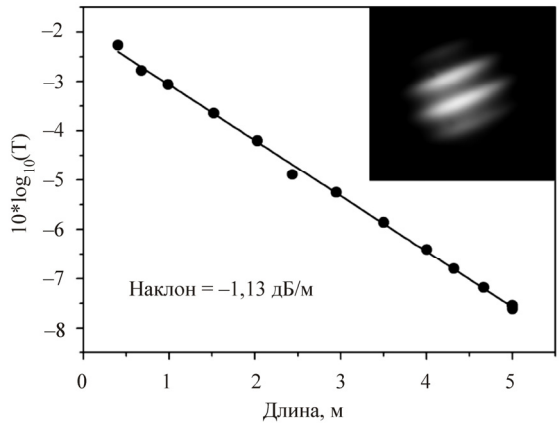
Рис. 2. Зависимости: *а* – параметра P_F от диаметра полой сердцевины d_c при нескольких фиксированных значениях радиуса изгиба R световода (расчет проводился для рамановского преобразования 1,56 → 4,42 мкм при заполнении полой сердцевины молекулярным водородом под давлением 20 атм (g_R = 0,43 см/ГВт); оптические потери для вычисления P_F оценивались согласно модели [16]; *б* – минимального значения P_F (сплошная линия) и оптимального диаметра сердцевины D_{opt} (пунктирная линия) от радиуса изгиба световода

Минимальное значение пороговой мощности накачки, представленное параметром P_F, монотонно снижается с ростом радиуса изгиба револьверного световода (см. рис. 2, *б*, сплошная кривая). Однако с практической точки зрения постоянно увеличивать радиус изгиба световода нецелесообразно, поскольку теряется одно из существенных преимуществ волоконных лазеров – компактность. Если рассматривать радиус изгиба R = 15 см как приемлемое значение при создании волоконных рамановских лазеров, то оптимальный диаметр полой сердцевины составит около $D_{opt} \approx 75$ мкм (см. рис. 2, *б*, пунктирная кривая).

Основываясь на вышеприведенных оценках, для экспериментальных исследований в данной работе был изготовлен револьверный световод с диаметром полой сердцевины d_c = 75 мкм (рис. 3, *а*, вставка). Расчетное значение диаметра поля основной моды составило 55 мкм. Оболочка световода была образована десятью капиллярами из кварцевого стекла (F300), которые имели внутренний диаметр 21,7 мкм и толщину стенки 1,15 мкм.



а



б

Рис. 3. Теоретический спектр (*а*) оптических потерь револьверного световода (черная пунктирная кривая) (также показаны потери, измеренные с использованием источника суперконтинуума (сплошная кривая) и одномодового лазера с длиной волны генерации 4,42 мкм (звездочка); на вставке показана фотография торца револьверного световода; зависимость пропускания револьверного световода (*б*) на длине волны 4,42 мкм от длины световода (распределение интенсивности (вставка) по сечению световода соответствует основной моде (периодическая модуляция интенсивности вызвана интерференцией на входном окошке фоточувствительной камеры)

Измеренный спектр оптических потерь данного световода (см. рис. 3, *а*, сплошная кривая и звездочка) хорошо соответствует теоретическому спектру потерь (см. рис. 3, *а*, пунктирная кривая), полученному методом численного моделирования. На длине волны накачки (1,56 мкм) измеренные оптические потери составили 0,03 дБ/м, что

фактически равно погрешности измерений. Для того чтобы экспериментально измерить потери на стоксовой длине волны (4,42 мкм), было измерено пропускание световода (T) на этой длине волны в зависимости от длины световода (рис. 3, *б*). В результате, оптические потери на длине волны 4,42 мкм составили 1,13 дБ/м, что более чем на три порядка ниже, чем материальное поглощение кварцевого стекла на этой длине волны ($\alpha \sim 4000$ дБ/м [13]).

Используя измеренные значения оптических потерь, было проведено численное моделирование рамановского преобразования $1{,}56 \rightarrow 4{,}42$ мкм в изготовленном револьверном световоде. При этом рассматривался случай, когда сердцевина световода заполнена молекулярным водородом $^1H_2$ при комнатной температуре и давлении 20 атм. Параметры излучения накачки были выбраны в соответствии с экспериментальными условиями (длина волны $\lambda = 1{,}56$ мкм, длительность импульса $\tau = 3{,}4$ нс, частота следования импульсов $f = 25$ кГц). Рассчитанная зависимость средней мощности излучения на стоксовой длине волны (4,42 мкм) от длины световода показана на рис. 4 (сплошная кривая) для случая, когда пиковая мощность накачки, введенная в световод, составляет 15 кВт. Видно, что возрастание средней выходной мощности происходит только на первых нескольких метрах световода, после чего средняя мощность стоксовой компоненты монотонно снижается из-за оптических потерь в световоде. Результат данного моделирования показывает, что оптимальная длина револьверного световода составляет 3–3,5 м, что существенно меньше по сравнению с длиной световода (15 м), использованного в предыдущей работе [14].

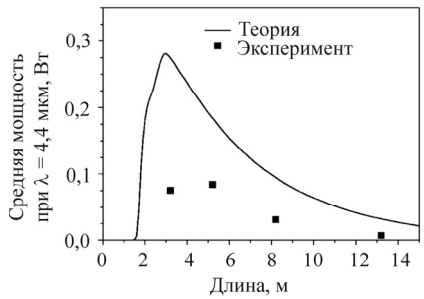


Рис. 4. Теоретическая (сплошная линия) и экспериментальная (точки) зависимости средней выходной мощности на длине волны 4,42 мкм от длины световода (пиковая мощность накачки, введенной в световод, составляла 15 кВт; частота следования и длительность импульсов накачки были равны 25 кГц и 3,4 нс соответственно)

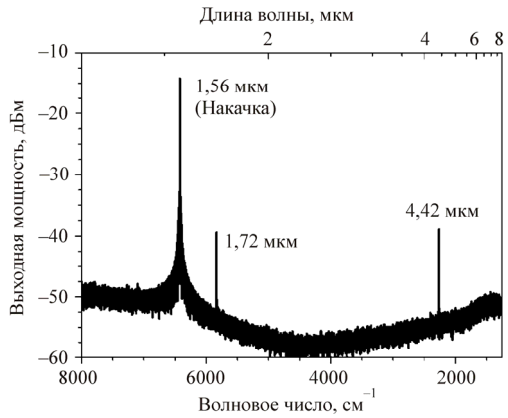


Рис. 5. Характерный спектр выходного излучения рамановского лазера на основе револьверного световода с сердцевиной, заполненной молекулярным водородом (в общем случае возникает генерация на двух стоксовых компонентах, соответствующих колебательному (λ = 4,42 мкм) и вращательному (λ = 1,72 мкм) ВКР)

Для экспериментального определения оптимальной длины световода волоконный рамановский лазер, генерирующий на длине волны 4,42 мкм, был собран на основе световода, имеющего заведомо избыточную длину (L = 13,2 м) и уложенного с радиусом изгиба 15 см. Затем измерялась зависимость выходной мощности на стоксовой длине волны от длины световода, который последовательно укорачивался. При использовании револьверного световода длиной L = 13 м характеристики рамановского лазера были аналогичны ранее полученным результатам [14]. Максимальная средняя мощность на длине волны 4,42 мкм составляла около 30 мВт, что соответствует квантовой эффективности преобразования ~ 15 %. Характерный спектр выходного излучения рамановского лазера (рис. 5) содержит три спектральных компоненты: непреобразованную накачку (λ = 1,56 мкм), и две стоксовых компоненты на длинах волн 1,72 и 4,42 мкм. Спектральная компонента λ = 4,42 мкм соответствует рамановскому рассеянию на *колебательном* переходе Q(1) молекулярного водорода $^1H_2$ (стоксов сдвиг Ω_{Vib} = 4155 см$^{-1}$), в то время как компонента λ = 1,72 мкм обусловлена рассеянием на *вращательном* переходе $S_0(1)$ водорода $^1H_2$, имеющем стоксов сдвиг Ω_{Rot} = 587 см$^{-1}$. Отметим, что в данной работе все эксперименты по оптимизации волоконного рамановского лазера проводились только в тех режимах, где доминирует колебательное рамановское рассеяние.

Экспериментальные данные (см. рис. 4, точки) в целом подтверждают характер зависимости выходной мощности рамановского лазера ($\lambda = 4{,}42$ мкм) от длины световода, указывая на то, что оптимальная длина револьверного световода составляет 3–3,5 м. Однако значения выходной мощности, измеренные в эксперименте, приблизительно в 3 раза меньше, чем теоретически рассчитанные значения. Мы считаем, что данное расхождение может быть связано с возникновением нестационарного режима ВКР, который, как известно, приводит к снижению коэффициента рамановского усиления g_R по сравнению со стационарным режимом.

Для того чтобы оценить возможность возникновения нестационарного режима ВКР в наших экспериментальных условиях, необходимо сравнить длительность импульса накачки ($\tau = 3{,}4$ нс) и время дефазировки (T_2) колебаний молекул водорода. Принято считать, что нестационарный режим ВКР возникает при соблюдении условия $\tau < 20T_2$ [18]. Время дефазировки определяется как $T_2 = 1/(\pi \cdot \Delta\nu_R)$, где $\Delta\nu_R$ – полная спектральная ширина на полувысоте линии спонтанного рамановского рассеяния. Значение $\Delta\nu_R$, в свою очередь, является функцией плотности газа (ρ). Для колебательного перехода $Q(1)$ в молекулярном водороде данная функция может быть аппроксимирована выражением $\Delta\nu_R = (309/\rho) + 51{,}8\rho$, где плотность измеряется в амагах, а ширина линии $\Delta\nu_R$ в мегагерцах [19]. Для водорода $^1H_2$ при комнатной температуре и давлении 20 атм указанные выше выражения дают оценку $T_2 = 0{,}33$ нс. Таким образом, в наших экспериментах имеет место соотношение $\tau \approx 10T_2$, и, следовательно, условие возникновения нестационарного режима ВКР выполняется.

Предположение о том, что в наших условиях режим ВКР является нестационарным, было подтверждено экспериментально, путем измерения временно*й* формы импульсов излучения на выходе рамановского лазера (рис. 6, *а*). Излучение накачки вводилось в револьверный световод длиной 3,2 м, заполненный водородом под давлением 20 атм. Пиковая мощность импульсов накачки, введенная в световод, составляла 15 кВт. Форма импульсов накачки на входе в световод показана на рис. 6, *а* пунктирной линией. Из рисунка видно, что форма импульса непреобразованной накачки на выходе из световода имеет четко выраженную асимметричную форму (см. рис. 6, *а*, сплошная линия). На выходном конце световода регистрируется только передний фронт

импульса накачки, вошедшего в световод. Обнаруженную асимметрию выходных импульсов на длине волны накачки следует сравнить с результатами численного моделирования, которое было выполнено как для стационарного (рис. 6, *б*), так и для нестационарного (рис. 6, *в*) режимов ВКР. Видно, что для стационарного режима характерна симметричная форма выходных импульсов (см. рис. 6, *б*, сплошная кривая; см. также [21]), в то время как асимметрия выходного импульса может проявляться именно в нестационарной модели ВКР (см. рис. 6, *в*, сплошная кривая).

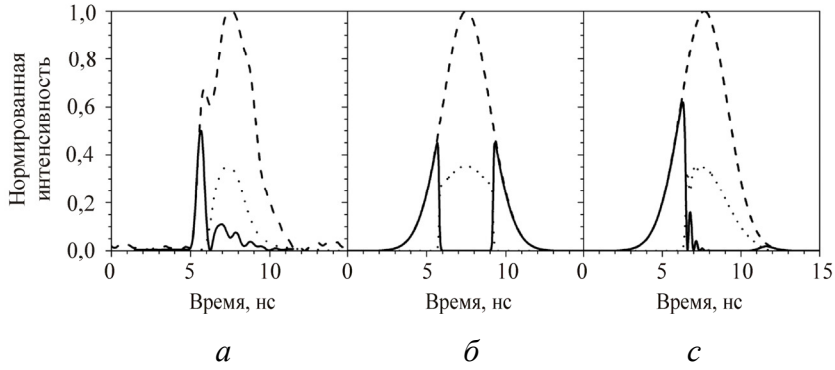


Рис. 6. Временная форма импульсов накачки (сплошная кривая) и стоксовой компоненты (точки), измеренная на выходе волоконного рамановского лазера (*а*), (форма импульсов накачки на входе в револьверный световод показана пунктирной линией); результаты моделирования тех же зависимостей для случая стационарного режима ВКР (*б*); результаты моделирования тех же зависимостей для случая нестационарного режима ВКР (*в*) (все данные получены для пиковой мощности накачки 15 кВт, введенной в револьверный световод длиной 3,2 м, заполненный молекулярным водородом $^1H_2$ при комнатной температуре и давлении 20 атм)

Отметим, что в газовых рамановских лазерах имеется принципиальная возможность избежать нежелательных эффектов, связанных с нестационарным режимом ВКР, даже в том случае, когда длительность импульсов накачки лежит в наносекундном диапазоне. Действительно, простым изменением давления газа в полой сердцевине можно варьировать время дефазировки T_2 и, таким образом, контролировать переход в нестационарный режим ВКР.

Для экспериментальной проверки данной гипотезы была измерена зависимость выходной энергии импульса на длине волны 4,42 мкм от давления водорода в полой сердцевине (рис. 7). Видно, что энергия

в импульсе линейно возрастает с давлением, выходя на насыщение при давлении водорода около 50 атм. Пунктирная линия на рис. 7 соответствует давлению (~38 атм), при котором для импульсов накачки, используемых в наших экспериментах (τ = 3,4 нс), выполняется условие $\tau = 20T_2$. Из экспериментальных данных (см. рис. 7) ясно, что в наших предыдущих экспериментах, проводившихся при давлении водорода 20 атм, реализовывался нестационарный режим ВКР, однако простым увеличением давления водорода до 50 атм удается перейти к стационарному режиму и таким образом увеличить выходную энергию импульсов в 3 раза.

В дальнейших экспериментах исследование характеристик газового волоконного рамановского лазера проводилось в оптимизированных условиях: давление водорода в полой сердцевине было установлено на уровне 50 атм, а длина револьверного световода составляла 3,2 м, что близко к оптимальной длине (см. рис. 4). Кроме того, средняя выходная мощность рамановского лазера на длине волны 4,42 мкм была максимизирована за счет увеличения частоты следования импульсов накачки от 25 до 50 кГц. (Отметим, что дальнейшее повышение частоты следования импульсов приводило к снижению пиковой мощности накачки что, в свою очередь, ухудшало энергетические характеристики рамановского лазера.)

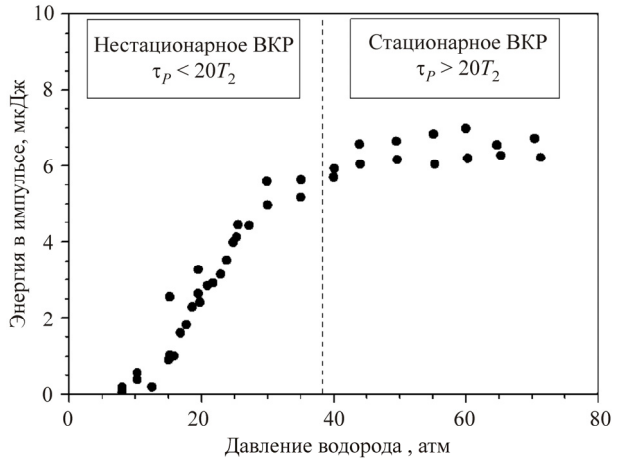


Рис. 7. Зависимость выходной энергии импульсов на длине волны 4,42 мкм от давления водорода в полой сердцевине (длина световода составляла 3,2 м; измерения, проводившиеся при различных частотах повторения импульсов накачки, воспроизводят одну и ту же зависимость от давления)

На рис. 8 представлены зависимости средней мощности различных спектральных компонент на выходе рамановского лазера от средней мощности накачки, введенной в световод. Видно, что, несмотря на большой квантовый дефект преобразования 1,56 → 4,42 мкм, удалось реализовать генерацию на длине волны 4,42 мкм с высокой средней мощностью, достигающей 250 мВт (см. рис. 8, кружки). Средняя мощность накачки, введенной в световод, при этом составляла 1,9 Вт. Измеренная длительность оптических импульсов на длине волны 4,42 мкм составила 2 нс, что позволяет оценить пиковую мощность стоксовых импульсов на уровне 2,5 кВт. Экспериментально полученная эффективность преобразования 1,56 → 4,42 мкм по мощности составила 13 %, что соответствует квантовой эффективности 36 %.

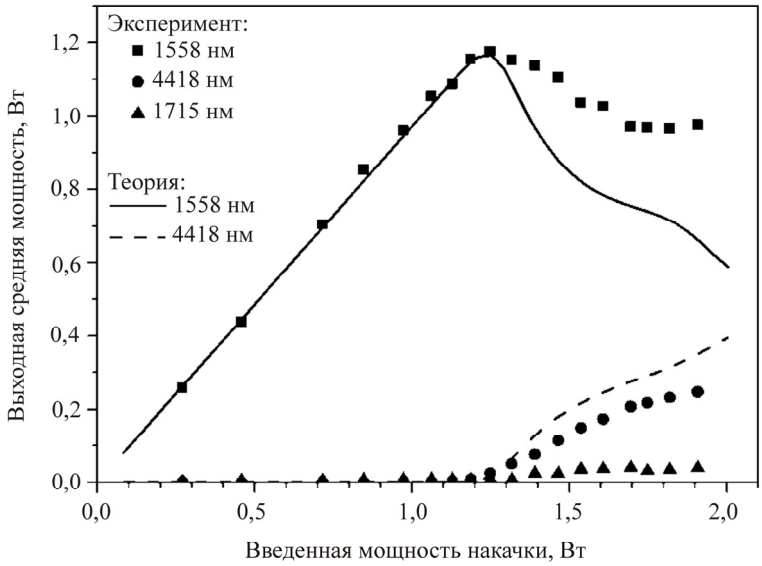


Рис. 8. Зависимости средней мощности различных спектральных компонент на выходе рамановского лазера от средней мощности накачки, введенной в световод (показаны экспериментальные данные для непреобразованной накачки (квадраты) и двух стоксовых компонент: колебательной $\lambda = 4{,}42$ мкм (кружки) и вращательной $\lambda = 1{,}72$ мкм (треугольники); линиями показаны результаты численного моделирования для компоненты $\lambda = 4{,}42$ мкм (пунктирная линия) и непреобразованной накачки (сплошная линия); приведенные данные пересчитаны к выходному торцу световода с учетом пропускания всех оптических элементов в измерительном тракте экспериментальной установки)

Экспериментальные данные (см. рис. 8, точки) хорошо согласуются с результатами численного моделирования (см. рис. 8, линии). Незначительное отклонение измеренной мощности на длине волны 4,42 мкм от теоретической кривой может быть обусловлено возбуждением высших мод световода на длине волны накачки, а также возникновением конкурирующего процесса рамановского рассеяния на вращательных переходах молекул водорода, приводящего к частичной перекачке мощности накачки в спектральную компоненту $\lambda = 1{,}72$ мкм (см. рис. 8, треугольники).

Результаты численного моделирования (см. рис. 8, пунктирная линия) показывают, что квантовая эффективность рамановского преобразования $1{,}56 \rightarrow 4{,}42$ мкм в наших условиях может достигать значения ~55 %. Это значение ограничено в основном величиной оптических потерь на стоксовой длине волны ($\alpha = 1{,}13$ дБ/м). Оптические потери на длине волны накачки ($\alpha = 0{,}03$ дБ/м) практически не влияют на характеристики лазера, в котором используется относительно короткий отрезок световода (3,2 м). Другим параметром, ограничивающим эффективность рамановского лазера, является максимальная пиковая мощность накачки, увеличение которой позволило бы использовать более короткие отрезки световода и, таким образом, снизить влияние оптических потерь на стоксовой длине волны.

Максимальная пиковая мощность накачки, доступная в наших экспериментах, составляла ~ 30 кВт и ограничивалась порогом возникновения нежелательных нелинейных эффектов в твердотельной сердцевине волоконного эрбиевого лазера накачки. Однако ограничение, накладываемое нелинейными эффектами в твердотельной сердцевине, может быть преодолено, если для генерации излучения накачки (1,56 мкм) также использовать световоды с полой сердцевиной. Плодотворность такого подхода была недавно продемонстрирована в работе [24], где была получена генерация наносекундных импульсов с пиковой мощностью 400 кВт на длине волны 1,55 мкм. Использование такого лазера в качестве источника накачки может существенно повысить эффективность рамановского преобразования $1{,}56 \rightarrow 4{,}42$ мкм. Кроме того, открывается возможность для реализации двухкаскадного рамановского преобразования $1{,}06 \rightarrow 1{,}55 \rightarrow 4{,}42$ мкм в одном отрезке световода, заполненного смесью этана и водорода. Отметим, что генерация в среднем ИК-диапазоне за счет двухкаскадного рамановского

преобразования была недавно продемонстрирована на примере процесса 1,06 → 1,54 → 2,81 мкм в световоде с полой сердцевиной, заполненной метаном [25]. Таким образом, волоконные световоды с полой сердцевиной и оболочкой из кварцевого стекла имеют большие перспективы для создания газовых волоконных рамановских лазеров, генерирующих наносекундные импульсы с пиковой мощностью ~100 кВт в спектральном диапазоне 3–5 мкм.

Заключение

В данной работе на основе простых аналитических моделей сделаны оценки оптимальных параметров револьверных световодов, предназначенных для создания рамановских волоконных лазеров среднего ИК-диапазона. Изготовлен револьверный световод с оболочкой из кварцевого стекла и диаметром полой сердцевины 75 мкм, в котором продемонстрированы оптические потери на уровне 1 дБ/м на длине волны 4,42 мкм. На основе данного световода, заполненного молекулярным водородом при давлении 50 атм, реализован эффективный рамановский лазер, генерирующий на длине волны 4,42 мкм. Используя в качестве источника накачки волоконный эрбиевый лазер, излучающий импульсы длительностью 3,4 нс на длине волны 1,56 мкм, получена рамановская генерация на длине волны 4,42 мкм со средней выходной мощностью 250 мВт и квантовой эффективностью 36 %. Длительность импульсов на стоксовой длине волны составляла 2 нс, а пиковая мощность достигала 2,5 кВт. Было показано, что нежелательные эффекты, вызванные нестационарным режимом ВКР, могут быть легко устранены путем изменением давления газа в полой сердцевине. Эффективность и выходная мощность газовых волоконных рамановских лазеров могут быть существенно улучшены при дальнейшей оптимизации параметров световода и лазера накачки. Рамановские лазеры такого типа, несомненно, найдут широкое применение в науке, биомедицине и обработке материалов.

Список литературы

1. Walsh B.M., Lee H.R., Barnes N.P. Mid infrared lasers for remote sensing applications // J. Lumin. – 2016. – № 169, Part B. – P. 400–405.

2. Wedel B., Funck M. Industrial Fiber Beam Delivery System for Ultrafast Lasers // Laser Tech. J. – 2016. – № 13(4). – P. 42–44.

3. Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow-core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region > 3.5 μm / A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, A.F. Kosolapov, V.G. Plotnichenko, S.L. Semjonov, E.M. Dianov // Opt. Express. – 2011. – № 19(2). – P. 1441–1448.

4. Yu F., Wadsworth W.J., Knight J.C. Low loss silica hollow core fibers for 3–4 μm spectral region / // Opt. Express. – 2012. – № 20(10). – P. 11153–11158.

5. Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region / A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, V.G. Plotnichenko, E.M. Dianov // Opt. Express. – 2013. – № 21(8). – P. 9514–9519.

6. Yu F., Knight J.C. Spectral attenuation limits of silica hollow core negative curvature fiber // Opt. Express. – 2013. – № 21(18). – P. 21466–21471.

7. Yu F., Knight J.C. Negative Curvature Hollow-Core Optical Fiber // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. – 2016. – № 22(2). – P. 4400610.

8. Mid-infrared gas filled photonic crystal fiber laser based on population inversion / A.M. Jones, A.V. Nampoothiri, A. Ratanavis, T. Fiedler, N.V. Wheeler, F. Couny, R. Kadel, F. Benabid, B.R. Washburn, K.L. Corwin, W. Rudolph // Opt. Express. – 2011. – № 19(3). – P. 2309–2316.

9. Hollow core Optical Fiber Gas Lasers (HOFGLAS): a review [Invited] / A.V. Nampoothiri, A.M. Jones, C. Fourcade-Dutin, C. Mao, N. Dadashzadeh, B. Baumgart, Y.Y. Wang, M. Alharbi, T. Bradley, N. Campbell, F. Benabid, B.R. Washburn, K.L. Corwin, W. Rudolph // Opt. Mater. Express. – 2012. – № 2(7). – P. 948–961.

10. Near diffraction-limited performance of an OPA pumped acetylene-filled hollow-core fiber laser in the mid-IR / N. Dadashzadeh, M.P. Thirugnanasambandam, H.W.K. Weerasinghe, B. Debord, M. Chafer, F. Gerome, F. Benabid, B.R. Washburn, K.L. Corwin // Opt. Express. – 2017. – № 25(12). – P. 13351–13358.

11. Xu M., Yu F., Knight J. Mid-infrared 1 W hollow-core fiber gas laser source // Opt. Lett. – 2017. – № 42(20). – P. 4055–4058.

12. 2.9, 3.3, and 3.5 μm Raman Lasers Based on Revolver Hollow-Core Silica Fiber Filled by $^{1}H_2/D_2$ Gas Mixture / A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov, M.M. Khudyakov, Yu.P. Yatsenko, A.N. Kolyadin, A.A. Krylov, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, M.E. Likhachev, I.A. Bu-

fetov, E.M. Dianov // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. – 2018. – № 24(3). – P. 0903008.

13. IR absorption spectra in high-purity silica glasses fabricated by different technologies / E.B. Kryukova, V.G. Plotnichenko, E.M. Dianov // Proc. SPIE. – 2000. – № 4083. – P. 71–80.

14. 4.4-μm Raman laser based on hollow-core silica fibre / A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov, M.M. Khudyakov, Yu.P. Yatsenko, A.N. Kolyadin, A.A. Krylov, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, M.E. Likhachev, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // Quantum Electron. – 2017. – № 47(5). – P. 491–494.

15. Bufetov I.A., Dianov E.M. A simple analytic model of a CW multicascade fibre Raman laser // Quantum Electron. – 2000. – № 30(10). – P. 873–877.

16. Miyagi M. Bending losses in hollow and dielectric tube leaky waveguides // Appl. Opt. – 1981. – № 20(7). – P. 1221–1229.

17. Headley C., Agrawal G.P. Raman amplification in fiber optical communication systems // Academic Press. – 2005.

18. Hanna D.C., Pointer D.J., Pratt D.J. Stimulated Raman Scattering of Picosecod Light Pulses in Hydrogen, Deuterium, and Methane // IEEE J. Quantum Electron. – 1986. – № 22(2). – P. 332–336.

19. Reintjes J.F. Stimulated Raman and Brillouin scattering // Handbook of Laser Science and Technology. Suppl. 2: Optical Materials (CRC Press, 1995). – P. 334.

20. Bischel W.K., Black G. Wavelength dependence of Raman scattering cross sections from 200–600 nm // AIP Conference Proceedings. – 1983. – № 100. – P. 181–187.

21. Low-threshold 1.9 μm Raman generation in microstructured hydrogen-filled hollow-core revolver fibre with nested capillaries / A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, Yu.P. Yatsenko, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // Laser Phys. – 2017. – № 27. – P. 025101.

22. Efficient 1.9-mm Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre / A.V. Gladyshev, A.N. Kolyadin, A.F. Kosolapov, Yu.P. Yatsenko, A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov, I.A. Bufetov, E.M. Dianov // Quantum Electron. – 2015. – № 45(9). – P. 807–812.

23. Poletti F. Nested antiresonant nodeless hollow core fiber // Opt. Express. – 2014. – № 22(20). – P. 23807–23828.

24. Achieving a 1.5 μm fiber gas Raman laser source with about of peak power and a 6.3 GHz linewidth / Y. Chen, Z. Wang, B. Gu, F. Yu, Q. Lu // Opt. Lett. – 2016. – № 41(21). – P. 5118–5121.

25. High peak power 2.8 μm Raman laser in a methane-filled negative-curvature fiber / L. Cao, S. Gao, Z. Peng, X. Wang, Y. Wang, P. Wang // Opt. Express. – 2018. – № 26(5). – P. 5609–5615.

References

1. Walsh B.M., Lee H.R., Barnes N.P. Mid infrared lasers for remote sensing applications. *J. Lumin*, 2016, no.169, part B, pp. 400-405.

2. Wedel B., Funck M. Industrial fiber beam delivery system for ultrafast lasers. *Laser Tech. J*., 2016, no. 13(4), pp. 42-44.

3. Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Kosolapov A.F., Plotnichenko V.G., Semjonov S.L., Dianov E.M. Demonstration of a waveguide regime for a silica hollow-core microstructured optical fiber with a negative curvature of the core boundary in the spectral region > 3.5 μm. *Opt. Express*, 2011, no. 19(2), pp. 1441-1448.

4. Yu F., Wadsworth W.J., Knight J.C. Low loss silica hollow core fibers for 3-4 μm spectral region. *Opt. Express*, 2012, no. 20(10), pp. 11153-11158.

5. Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. Light transmission in negative curvature hollow core fiber in extremely high material loss region. *Opt. Express*., 2013, no. 21(8), pp. 9514-9519.

6. Yu F., Knight J.C. Spectral attenuation limits of silica hollow core negative curvature fiber. *Opt. Express*, 2013, no. 21(18), pp. 21466-21471.

7. Yu F., Knight J.C. Negative curvature hollow-core optical fiber. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron*, 2016, no. 22(2), pp. 4400610.

8. Jones A.M. , Nampoothiri A.V., Ratanavis A., Fiedler T., Wheeler N.V., Couny F., Kadel R., Benabid F., Washburn B.R., Corwin K.L., Rudolph W. Mid-infrared gas filled photonic crystal fiber laser based on population inversion. *Opt. Express*., 2011, no. 19(3), pp. 2309-2316.

9. Nampoothiri A.V., Jones A.M., Fourcade-Dutin C., Mao C., Dadashzadeh N., Baumgart B., Wang Y.Y., Alharbi M., Bradley T., Campbell N., Benabid F., Washburn B.R., Corwin K.L., Rudolph W. Hollow core optical fiber gas lasers (HOFGLAS): a review. *Opt. Mater. Express*., 2012, no. 2(7), pp. 948-961.

10. Dadashzadeh N., Thirugnanasambandam M.P., Weerasinghe H.W.K., Debord B., Chafer M., Gerome F., Benabid F., Washburn B.R., Corwin K.L. Near diffraction-limited performance of an OPA pumped acetylene-filled hollow-core fiber laser in the mid-IR. *Opt. Express*, 2017, no. 25(12), pp. 13351-13358.

11. Xu M., Yu F., Knight J. Mid-infrared 1 W hollow-core fiber gas laser source. *Opt. Lett*., 2017, no. 42(20), pp. 4055-4058.

12. Gladyshev A.V., Kosolapov A.F., Khudyakov M.M., Yatsenko Yu.P., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Likhachev M.E., Bufetov I.A., Dianov E.M. 2.9, 3.3, and 3.5 μm Raman lasers based on revolver hollow-core silica fiber filled by $^{1}H_2/D_2$ gas mixture. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron*., 2018, no. 24(3), p. 0903008.

13. Kryukova E.B., Plotnichenko V.G., Dianov E.M. IR absorption spectra in high-purity silica glasses fabricated by different technologies. *Proc. SPIE*., 2000, no. 4083, pp. 71-80.

14. Gladyshev A.V., Kosolapov A.F., Khudyakov M.M., Yatsenko Yu.P., Kolyadin A.N., Krylov A.A., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Likhachev M.E., Bufetov I.A., Dianov E.M. 4.4-μm Raman laser based on hollow-core silica fibre. *Quantum Electron*, 2017, no. 47(5), pp. 491-494.

15. Bufetov I.A., Dianov E.M. A simple analytic model of a CW multicascade fibre Raman laser. *Quantum Electron*, 2000, no. 30(10), pp. 873-877.

16. Miyagi M. Bending losses in hollow and dielectric tube leaky waveguides. *Appl. Opt*., 1981, no. 20(7), pp. 1221-1229.

17. Headley C., Agrawal G.P. Raman amplification in fiber optical communication systems. Academic Press, 2005.

18. Hanna D.C., Pointer D.J., Pratt D.J. Stimulated Raman scattering of picosecod light pulses in hydrogen, deuterium, and methane. *IEEE J. Quantum Electron*, 1986, no. 22(2), pp. 332-336.

19. Reintjes J.F. Stimulated Raman and Brillouin scattering. *Handbook of Laser Science and Technology*, Suppl. 2: Optical Materials. CRC Press, 1995, p. 334.

20. Bischel W.K., Black G. Wavelength dependence of Raman scattering cross sections from 200-600 nm. *AIP Conference Proceedings*, 1983, no. 100, pp. 181-187.

21. Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Yatsenko Yu.P., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Bufetov I.A., Dianov E.M. Low-threshold

1.9 μm Raman generation in microstructured hydrogen-filled hollow-core revolver fibre with nested capillaries. *Laser Phys*, 2017, no. 27, pp. 025101.

22. Gladyshev A.V., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Yatsenko Yu.P., Pryamikov A.D., Biriukov A.S., Bufetov I.A., Dianov E.M. Efficient 1.9-mm Raman generation in a hydrogen-filled hollow-core fibre. *Quantum Electron*, 2015, no. 45(9), pp. 807-812.

23. Poletti F. Nested antiresonant nodeless hollow core fiber. *Opt. Express*, 2014, no. 22(20), pp. 23807-23828.

24. Chen Y., Wang Z., Gu B., Yu F., Lu Q. Achieving a 1.5 μm fiber gas Raman laser source with about of peak power and a 6.3 GHz linewidth. *Opt. Lett*., 2016, no.41(21), pp. 5118-5121.

25. Cao L., Gao S., Peng Z., Wang X., Wang Y., Wang P. High peak power 2.8 μm Raman laser in a methane-filled negative-curvature fiber. Opt. Express, 2018, no. 26(5), pp. 5609-615.

Получено 01.03.2018

УДК 681.7.068/.069

В.А. Акулов[1, 2], А.А. Власов[2]

[1] ООО «Инверсия-Файбер», Новосибирск, Россия
[2] Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЙ ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ ОДНОЧАСТОТНОГО ВОЛОКОННОГО РОС-ЛАЗЕРА С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1030 НМ

Разработан ультрафиолетовый лазер на основе одночастотного волоконного лазера с длиной волны генерации 1030 нм. С помощью периодически ориентированного кристалла PPSLT получено излучение второй гармоники 515 нм, которое преобразовано во внешнем резонаторе в 4-ю гармонику 257,5 нм в кристалле BBO. В качестве задающего лазера был использован иттербиевый лазер с распределенной обратной связью (РОС-лазер), который затем был усилен в нескольких каскадах волоконных усилителей до мощности 10 Вт. На длине волны 515 нм при этом мощность достигла 1,5 Вт. Данного уровня было достаточно, чтобы получить 100 мВт 4-й гармоники в УФ-диапазоне. На базе полученных результатов разработан относительно компактный и энергоэффективный источник УФ-излучения, не требующий водяного охлаждения.

Ключевые слова: волоконный лазер с распределённой обратной связью, иттербиевый, ультрафиолетовый лазер, четвертая гармоника, внешний резонатор.

V.A. Akulov[1, 2], A.A. Vlasov[2]

[1] Inversion Fiber Co. Ltd., Novosibirsk, Russian Federation
[2] Institute of Automation and Electrometry, Novosibirsk, Russian Federation

ULTRAVIOLET LASER BASED ON SINGLE FREQUENCY DFB FIBER LASER WITH 1030 NM WAVELENGTH

There was developed the UV laser based on single frequency fiber laser with wavelength 1030 nm. The second harmonic 515 nm was obtained with PPSLT crystal, which was converted to the fourth harmonic 257.5 nm in external cavity. An ytterbium doped distributed feedback fiber laser (DFB fiber laser) was used as a seed laser. The radiation of the DFB laser was amplified in few fiber amplifiers to 10 W. With this power there was achieved 1.5 W at 515 nm. This power level was enough to obtain 100 mW in UV region of spectra. On the basis of these results the compact and energy efficient UV source was developed, which does not require water cooling.

Keywords: distributed feedback fiber laser, Yb-doped, UV laser, fourth harmonic, external cavity.

Введение

Создание волоконных брэгговских решеток (ВБР) является неотъемлемой частью современной волоконной оптики и волоконных лазеров. Процесс записи решёток эффективен при использовании ультрафиолетового (УФ) излучения [1]. Спектр поглощения германосиликатного волоконного световода имеет пик с центром на длине волны ~240 нм (рис. 1). В качестве источников ультрафиолетового излучения используются разные типы лазеров. В настоящее время наилучшими характеристиками (длина когерентности, стабильность, качество пучка) для записи ВБР в германосиликатных волоконных световодах обладает излучение с длиной волны 244 нм, получаемое при удвоении частоты непрерывного аргонового лазера, а наиболее распространенными и относительно дешёвыми являются импульсные эксимерные лазеры с длиной волны 248 нм. Однако аргоновый лазер представляет собой сложную систему, состоящую из вакуумированной лазерной трубки, источника питания и насоса, необходимого для циркуляции охлаждающей жидкости в лазерной трубке. Такая система требует участия высококвалифицированного специалиста для управления и обслуживания. Основные эксплуатационные расходы связаны с оплатой электроэнергии и воды и необходимостью регулярного ремонта/замены вакуумной газоразрядной трубки. Эксимерный лазер более эффективен, чем аргоновый, по энергетике, но с гораздо худшим качеством пучка и импульсным режимом генерации, что ограничивает возможности записи ВБР только самыми простыми вариантами решёток в схеме с фазовой маской.

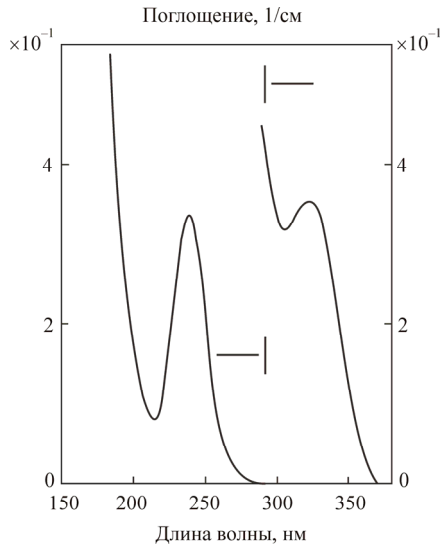


Рис. 1. Спектр поглощения германосиликатного волоконного световода

В качестве альтернативы для записи ВБР может служить предлагаемый иттербиевый волоконный лазер (ИВЛ) с генерацией 4-й гармоники в кристалле BBO. При длине волны ИВЛ 1030 нм длина волны

4-й гармоники составит 257,5 нм, для которой фоточувствительность германосиликатного волоконного световода примерно в 5–6 раз меньше, чем для 244 нм. Соответственно время экспозиции ВБР увеличивается во столько же раз при одинаковом уровне мощности аргонового и волоконного лазеров. К преимуществам ИВЛ по сравнению с аргоновым лазером можно отнести следующие характеристики: гораздо меньшие размеры и масса, более простое управление и обслуживание, низкие энергозатраты (потребление меньше примерно в 250 раз), отсутствие водяного охлаждения, относительно низкая стоимость как самого лазера, так и расходов на его эксплуатацию. Основные эксплуатационные расходы связаны с заменой нелинейного кристалла BBO.

Эксперименты и результаты

Принципиальная оптическая схема лазера представляет из себя последовательность «задающий генератор – усилитель – генератор второй гармоники – генератор четвертой гармоники».

Задающим генератором является волоконный иттербиевый РОС-лазер, записанный с помощью УФ аргонового лазера и фазовой маски в иттербиевом волокне с сохранением поляризации [2]. Выходная мощность задающего генератора составила 20 мВт при мощности накачки 500 мВт на 976 нм. Измеренная длина волны одночастотной генерации линейно поляризованного излучения при этом составила 1030,2 нм, ширина линии ~100 кГц. Далее излучение было усилено аналогично [3] в нескольких каскадах волоконных усилителей до уровня мощности 10 Вт. Выходной каскад усилителя был построен на базе активного волокна с сохранением поляризации Nufern PLMA-YDF-10/125-M. Данное волокно на длине волны 1030 нм имеет параметр $V = 2{,}516$. Известно, что для поддержания одной поперечной моды в волоконном световоде значение параметра V не должно превышать 2,405 [4]. Измерение параметров пучка при выходной мощности 10 Вт показало, что параметр качества пучка $M^2 \leq 1{,}05$ (рис. 2) характерен для профиля поперечной моды TEM_{00}. Также были измерены шумовые характеристики лазерного излучения. На рис. 3 представлен спектр относительного шума интенсивности, свидетельствующий о том, что после усиления спектральная плотность шума остается достаточно низкой в широком диапазоне частот.

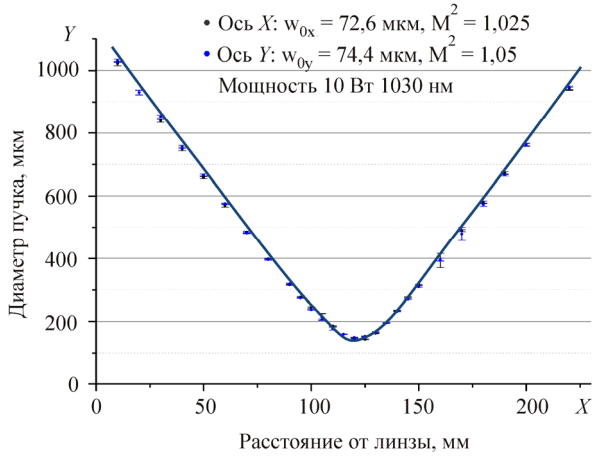


Рис. 2. Характеристики сфокусированного пучка одночастотного лазера с длиной волны 1030 нм и выходной мощностью 10 Вт

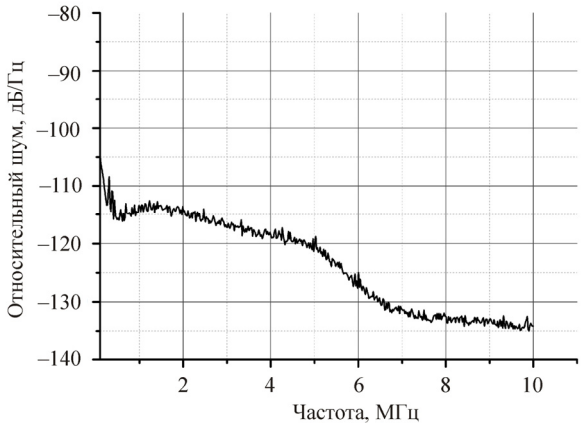


Рис. 3. Спектр относительного шума интенсивности одночастотного волоконного лазера на длине волны 1030 нм мощностью 10 Вт

Для генерации второй гармоники (ГВГ) был использован периодически ориентированный кристалл PPSLT длиной 30 мм. В отличие от кристаллов PPLN для PPSLT характерна меньшая эффективность преобразования, однако эффект фоторефракции, приводящий к потемнению под действием видимого излучения и даже разрушению кристалла, имеет значительно больший порог для PPSLT [5, 6]. Согласно теории Бойда и Кленмана для ГВГ в сфокусированном гауссовом пучке [7] диаметр перетяжки пучка для оптимального преобразования во

2-ю гармонику в 30 мм кристалле PPSLT составляет 56 мкм. В нашем случае диаметр перетяжки составил 60 мкм. При этом из 10 Вт основного излучения на 1030 нм было получено 1,5 Вт вертикально поляризованного излучения 2-й гармоники на длине волны 515 нм.

Дальнейшее преобразование в УФ-диапазон осуществлялось с помощью четырехзеркального внешнего резонатора (рис. 4), аналогично удвоению частоты одночастотного аргонового лазера [8]. Вертикальная поляризация излучения генератора 2-й гармоники *1* поворачивается на 90º с помощью полуволновой пластинки *2*. С помощью поворотных зеркал *3* и согласующей линзы *4* излучение заводится во внешний резонатор *5*. Резонатор состоит из следующих элементов: *5.1*, *5.2*, *5.3* и *5.5* – зеркала резонатора; *5.4* – нелинейный кристалл BBO; *6* – фотодиод для стабилизации резонатора. С помощью выходного спектрального фильтра *8* УФ-излучение отделяется от остаточного излучения 515 нм. Часть УФ-излучения подаётся на измерительный фотодиод *7*. Стабилизация резонатора осуществляется с помощью электронной системы автоматической подстройки частоты. В системе стабилизации задействованы зеркало *5.2* (медленная петля обратной связи), зеркало *5.3* (быстрая петля обратной связи) и фотодиод *6* для регистрации сигнала излучения 515 нм. Данная конфигурация позволила достичь мощности 100 мВт на длине волны 257,5 нм при мощности излучения 1,5 Вт на 515 нм.

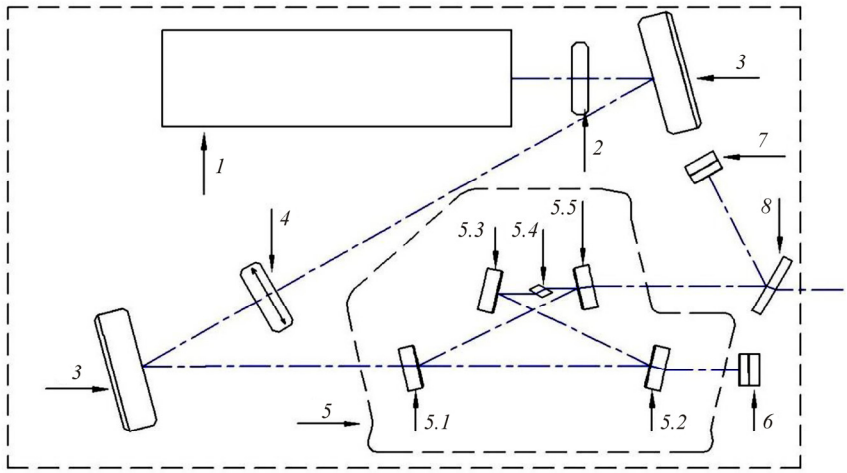


Рис. 4. Схема заведения излучения 515 нм во внешний резонатор для генерации 4-й гармоники 257,5 нм

На базе полученных результатов был реализован приборный вариант волоконной лазерной системы УФ-диапазона излучения. На рис. 5 представлен внешний вид системы, на рис. 6 – габаритный чертеж. Лазерная система конструктивно состоит из трех функциональных модулей:

1) лазерного источника, генерирующего одночастотное излучение на длине волны 515 нм с выходной мощностью до 1,5 Вт. Габаритные размеры 457×140×395 мм^3;

2) оптического модуля, содержащего комплекс оптических компонентов и механических узлов, предназначенных для преобразования излучения 515 нм во 2-ю гармонику с использованием принципа удвоения частоты во внешнем резонаторе. Габаритные размеры 300×105×551 мм^3;

3) блока автоматической подстройки частоты (Блок АПЧ), предназначенного для управления и стабилизации блока внешнего резонатора, установленного в оптическом модуле. Габаритные размеры 457×75×395 мм^3.

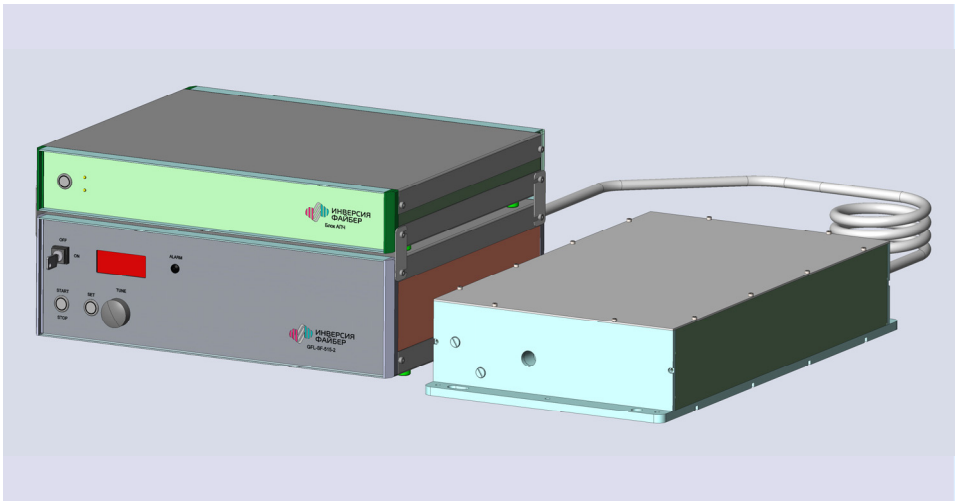


Рис. 5. Внешний вид волоконной лазерной системы УФ-диапазона

Суммарная мощность потребления от сети данной системы не превышает 500 Вт.

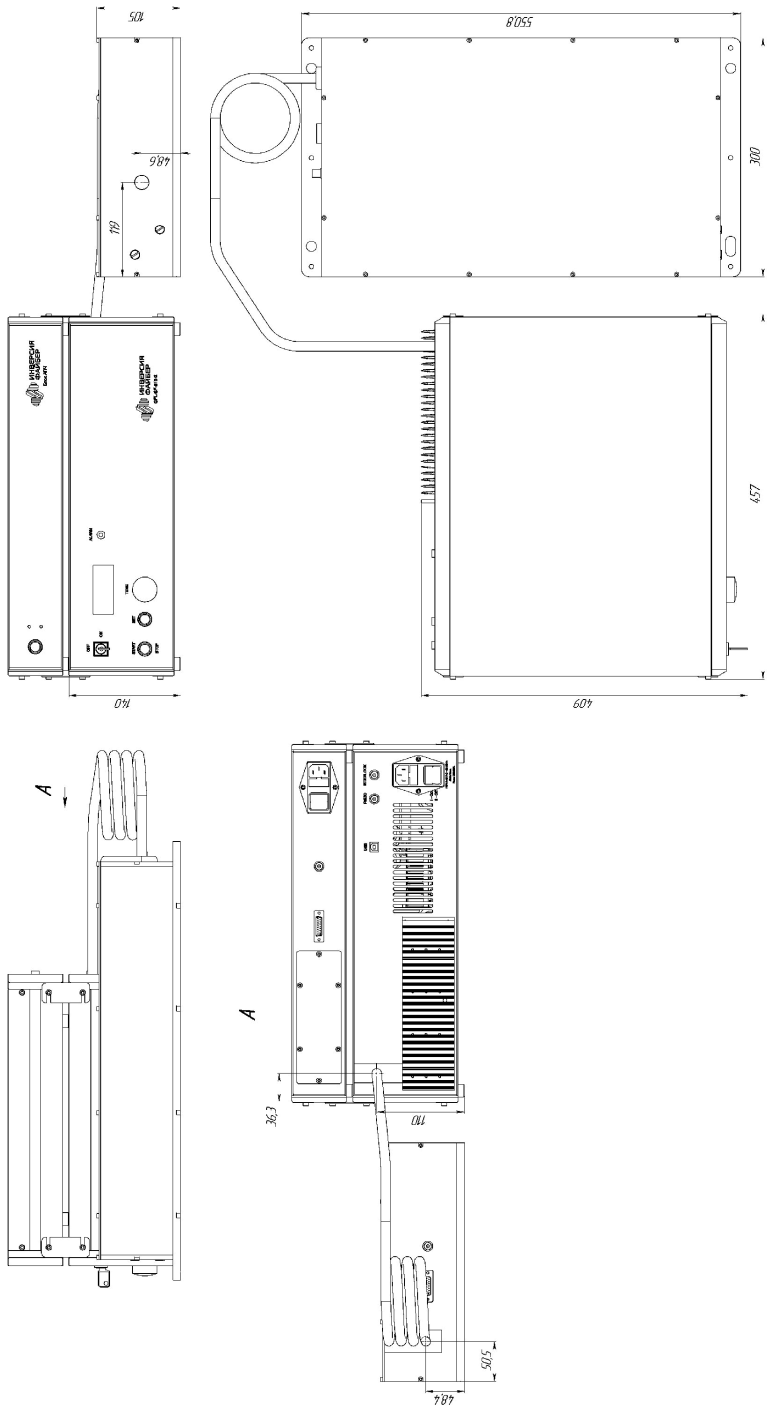


Рис. 6. Габаритный чертеж волоконной лазерной системы УФ-диапазона

Заключение

В результате экспериментальной работы создан одночастотный волоконный лазерный источник линейно поляризованного излучения с длиной волны 1030 нм и мощностью 10 Вт. Преобразование во 2-ю гармонику позволило получить излучение видимого диапазона на длине волны 515 нм мощностью 1,5 Вт. С помощью внешнего резонатора удалось достичь мощности 100 мВт излучения 4-й гармоники в УФ-диапазоне на длине волны 257,5 нм.

На основе данных результатов создана довольно компактная и энергоэффективная лазерная система УФ-диапазона, которая может найти применение в области записи ВБР. Более того, подобные системы имеют огромный потенциал в области фотолитографии, где они могут заменить использующиеся на данный момент аргоновые лазеры УФ-диапазона.

Часть работы (исследование РОС-лазера) выполнена в рамках темы госзадания ИАиЭ СО РАН (№ 0319-2018-0004).

Список литературы

1. Lam D.K.W., Garside B.K. Characterization of single-mode optical fiber filters // Appl. Opt. – 1981. – Vol. 20. – P. 440–445.

2. Vlasov A.A., Churin D.E., Babin S.A. The features of characterization of the fiber Bragg gratings with phase shift for the distributed-feedback lasers written in the polarization-maintaining Ytterbium-doped fiber // Laser Physics – 2010. – Vol. 20, No. 12. – P. 2045–2049.

3. Иттербиевый волоконный лазер с распределенной обратной связью с низким уровнем частотных шумов / М.А. Никулин, С.А. Бабин, А.К. Дмитриев, А.С. Дычков, С.И. Каблуков, А.А. Луговой, Ю.Я. Печерский // Квант. Электроника – 2009. – Т. 39, № 10. – С. 906–910.

4. Snyder A.W., Love J.D. Optical Waveguide Theory // Chapman and Hall. – London, 1983.

5. Tovstonog S.V., Kurimura S., Kitamura K. High power continuous-wave green light generation by quasiphase matching in Mg stoichiometric lithium tantalite // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – P. 051115-1–051115-3.

6. Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN / F.J. Kontur, I. Dajani, Yalin Lu, R.J. Knize // Opt. Express. – 2007. – Vol. 15, No. 20. – P. 12882–12889.

7. Boyd G.D., Kleinman D.A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams // J. Appl. Phys. – 1968. – Vol. 39. – P. 3597–3639.

8. Babin S.A., Kablukov S.I., Vlasov A.A. Frequency doubling in the enhancement cavity with single focusing mirror // Proceedings SPIE / ed. V.I. Ustugov. – Bellingham, Washington: SPIE, 2004. – Vol. 5478. – p. 165–172.

References

1. Lam D.K.W., Garside B.K. Characterization of single-mode optical fiber filters. *Appl. Opt.*, 1981, vol. 20, pp. 440-445.

2. Vlasov A.A., Churin D.E., Babin S.A. The features of characterization of the fiber Bragg gratings with phase shift for the distributed-feedback lasers written in the polarization-maintaining Ytterbium-doped fiber. *Laser Physics*, 2010, vol. 20, no. 12, pp. 2045-2049.

3. Nikulin M.A., Babin S.A., Dmitriev A.K., Dychkov A.S., Kablukov S.I., Lugovoy A.A., Pecherskiy Yu.Ya. Itterbievyy volokonnyy lazer s raspredelennoy obratnoy svyazyu s nizkim urovnem chastotnykh shumov [Ytterbium fiber laser using distributed feedback with low-frequency noise]. *Kvant. Elektronika*, 2009, vol. 39, no. 10, pp. 906-910.

4. Snyder A.W., Love J.D. Optical waveguide theory. London, Chapman and Hall, 1983.

5. Tovstonog S.V., Kurimura S., Kitamura K. High power continuous-wave green light generation by quasiphase matching in Mg stoichiometric lithium tantalite. *Appl. Phys. Lett*., 2007, vol. 90, pp. 051115-1-051115-3.

6. Kontur F.J., Dajani I., Lu Yalin, Knize R.J. Frequency-doubling of a CW fiber laser using PPKTP, PPMgSLT, and PPMgLN. Opt. Express., 2007, vol. 15, no. 20, pp. 12882-12889.

7. Boyd G.D., Kleinman D.A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams. *J. Appl. Phys.*, 1968, vol. 39, pp. 3597-3639.

8. Babin S.A., Kablukov S.I., Vlasov A.A. Frequency doubling in the enhancement cavity with single focusing mirror. *Proceedings SPIE*. Ed. V.I. Ustugov. Bellingham, Washington: SPIE, 2004, vol. 5478, pp. 165-172.

Получено 17.05.2018

УДК 681.586.5

М.В. Дашков[1], А.С. Смирнов[2, 3]

[1] Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия
[2] Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия
[3] Лаборатория фотоники Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН: ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ, МЕТОДЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ (ОБЗОРНАЯ СТАТЬЯ)[1]

Рассмотрены физические основы поляризационной рефлектометрии оптических волокон, приведен обзор методов распределенного контроля поляризационных характеристик. Рассмотрены области применения и практических приложений поляризационной рефлектометрии.

Ключевые слова: поляризация, рэлеевское рассеяния, рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, двулучепреломление, оптическое волокно, длина биений, длина корреляции, поляризационная модовая дисперсия.

M.V. Dashkov[1], A.S. Smirnov[2, 3]

[1] Volga State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia
[2] Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia
[3] Laboratory of Photonics of the Perm Federal Research Center of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

POLARIZATION REFLECTOMETRY OF OPTICAL FIBERS: PHYSICAL FOUNDATIONS, METHODS AND APPLICATIONS (REVIEW ARTICLE)

The paper discusses the physical fundamentals of polarization reflectometry of optical fibers, provides an overview of methods for distributed control of polarization characteristics. The areas of application and practical applications of polarization reflectometry are considered.

[1] Статья по материалам доклада на конференции «Оптическая рефлектометрия 2018».

Ключевые слова: polarization, Rayleigh scattering, Mandel'shtam-Brillouin scattering, birefringence, optical fiber, beat length, correlation length, polarization mode dispersion.

Введение

В идеальном радиально-симметричном одномодовом оптическом волокне (ОВ) состояние поляризации распространяющегося излучения сохраняется. При нарушении радиальной симметрии, вызванной внутренними или внешними факторами, в ОВ наводится двулучепреломление. В результате поляризация распространяющегося излучения претерпевает изменения в соответствии с локальными свойствами двулучепреломления.

Для распределенного контроля двулучепреломления ОВ наиболее эффективными являются методы, основанные на анализе состояния поляризации излучения обратного рэлеевского рассеяния одномодовых оптических волокон. При этом учитывается, что рэлеевское рассеяние преимущественно сохраняет состояние поляризации зондирущего сигнала. В зависимости от того, в какой области (временной или частотной) выполняются измерения, можно выделить два основных метода.

Поляризационная рефлектометрия во временной области основана на зондировании ОВ линейно-поляризованными оптическими импульсами и анализе поляризационных характеристик излучения обратного рэлеевского рассеяния. Для данной технологии характерна разрешающая способность порядка 0,5–1 м в лучшем случае (в некоторых реализациях может составлять десятки метров) и протяженность контролируемого ОВ порядка десятков километров.

Поляризационная рефлектометрия в частотной области основана на зондировании непрерывным изучением с линейной частотной модуляцией. При этом обеспечивается разрешение порядка нескольких сантиметров при протяженности ОВ несколько километров. Пространственное разрешение может достигать нескольких миллиметров при уменьшении дальности до нескольких десятков метров.

В силу того, что внешние воздействия различного рода приводят к локальным изменениям двулучепреломления, поляризационная рефлектометрия может быть использована для реализации распределенных волоконно-оптических датчиков физических величин. Однако основное практическое и коммерческое применение она пока получила

для измерения поляризационной модовой дисперсии (ПМД) волоконно-оптических линий передачи (ВОЛП) и локализации проблемных участков.

1. Физические основы и методы реализации

1.1. Поляризационная рефлектометрия во временной области

Впервые поляризационный оптический рефлектометр временной области (POTDR) был предложен в работе [1] и практически продемонстрирован в работе [2]. В целом схема POTDR аналогична схеме стандартного оптического рефлектометра. Главным отличием является поляризационный анализатор, размещаемый перед фотоприемником. В простейшем случае в качестве анализатора может выступать линейный поляризатор или поляризационный расщепитель. Однако поскольку для решения практических задач требуется измерение характеристики при различных состояниях поляризации, линейный поляризатор дополняется вращаемой четверть-волновой пластиной или используется интегральный анализатор параметров Стокса.

В качестве примера на рис. 1 представлена схема POTDR с поляризационным расщепителем. Генератор импульсов (ГИ) формирует зондирующие импульсы заданной длительности τ и управляет током накачки лазерного диода (ЛД). Оптические импульсы через поляризационно-независимый оптический циркулятор поступают в тестируемое ОВ. В оптическом волокне на флуктуациях показателя преломления происходит рэлеевское рассеяние, часть рассеянного излучения захватывается волноводной структурой и возвращается в обратном направлении. Поляризационный расщепитель (ПР) раскладывает поток обратного рэлеевского рассеяния на две ортогональных составляющих. С выхода фотодетекторов (ФД) электрический сигнала поступает на блок управления и математической обработки (БУМО).

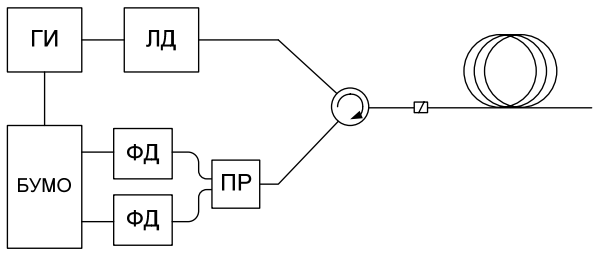


Рис. 1. Схема поляризационного рефлектометра временной области

Полученные поляризационные характеристики обратного рассеяния (ПХОР) несут информацию о распределении двулучепреломления ОВ [1–4].

При зондировании ОВ с сильным линейным двулучепреломлением (например, ОВ с сохранением поляризации) прямоугольными импульсами мощность сигнала обратного рассеяния для двух ортогональных состояний поляризации можно записать в виде [8]:

$$P_{BS//}(z) = \left[P_{inx}\cos^2\gamma + P_{iny}\sin^2\gamma + \sqrt{P_{inx}P_{iny}}\sin(2\gamma)\frac{\sin(\Delta\beta v_g\tau/2)}{\Delta\beta v_g\tau/2}\cos(2\Delta\beta z)\right]\times$$

$$\times\,\eta\exp(-2\alpha z), \qquad (1)$$

$$P_{BS\perp}(z) = \left[P_{inx}\sin^2\gamma + P_{iny}\cos^2\gamma - \sqrt{P_{inx}P_{iny}}\sin(2\gamma)\frac{\sin(\Delta\beta v_g\tau/2)}{\Delta\beta v_g\tau/2}\cos(2\Delta\beta z)\right]\times$$

$$\times\,\eta\exp(-2\alpha z), \qquad (2)$$

где P_{inx}, P_{iny} – ортогональные компоненты мощности зондирующего сигнала; γ – угол между осью двулучепреломления ОВ и ориентацией вектора электрического поля зондирующего сигнала; $\Delta\beta$ – разность постоянных распространения двух поляризационных мод; v_g – групповая скорость; τ – длительность зондирующего импульса**;** α – коэффициент затухания ОВ.

Параметр η определяет коэффициент обратного рэлеевского рассеяния для заданной длительности импульса в виде

$$\eta = S\frac{v_g\tau}{2}\alpha_R, \qquad (3)$$

где S – коэффициент захвата потока обратного рассеяния; τ – длительность зондирующего импульса; α_R – коэффициент рэлеевского рассеяния.

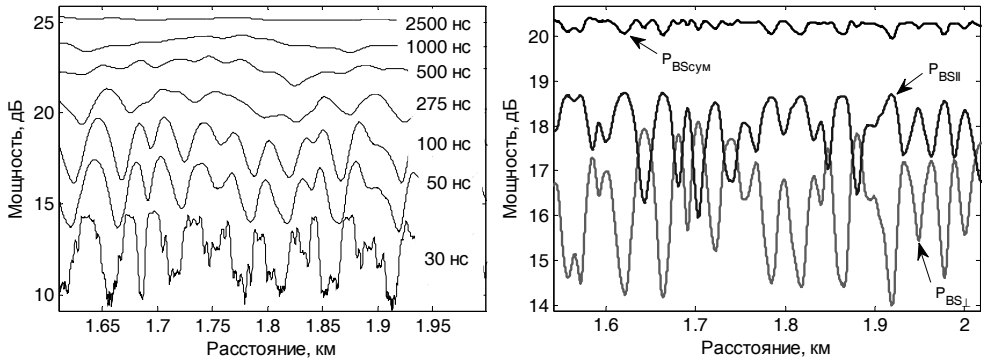
Из уравнений (1), (2) следует, что в сигнале обратного рассеяния содержится модуляционная составляющая в виде функции от расстоя-

ния вида $\cos(2\Delta\beta z)$, т.е., мощность сигнала, прошедшего через ПА, флуктуирует с периодом, определяемым двулучепреломлением. В качестве характеристики двулучепреломления часто используется длина биений: $L_b = 2\pi/\Delta\beta = \lambda/\Delta n$, где $\Delta\beta$ – разность постоянных распространения поляризационных мод; λ – длина волны оптического излучения; Δn – разность показателей преломления вдоль осей двулучепреломления. Тогда период флуктуаций мощности будет определяться как $L_b/2$. Таким образом, анализируя ПХОР, можно определить распределение линейного двулучепреломления.

Максимальный эффект наблюдается для случая равного возбуждения поляризационных мод при $\gamma = \pi/4$. Размах флуктуаций будет определяться соотношением величины двулучепреломления и пространственной длительности импульса в виде $\dfrac{\sin(\Delta\beta v_g \tau/2)}{\Delta\beta v_g \tau/2}$. При зондировании импульсами гауссовой формы размах флуктуаций будет определяться выражением $\exp\left(-\dfrac{1}{2\log(2)}\left(\dfrac{\Delta\beta v_g \tau}{2}\right)^2\right)$ [8]. Таким образом, при увеличении длительности импульса размах флуктуаций снижается, и для корректного использования данного метода необходимо обеспечивать условие $\tau << \Delta\beta v_g/2$.

В стандартных одномодовых ОВ (например, телекоммуникационные ОВ) ориентация осей двулучепреломления испытывает случайные изменения, связанные с изгибами, радиальными нагрузками, а также с кручением ОВ. В результате кроме линейного двулучепреломления также присутствует и круговое двулучепреломление. Величина линейного двулучепреломления также флуктуирует в связи с вариацией конструктивных параметров по длине ОВ и внешними воздействиями. Это приводит к более сложному виду ПХОР, однако общий характер будет сохраняться.

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты измерения ПХОР для стандартного ОВ рек. G.652.D при различных длительностях зондирующего импульса и ортогональных состояних поляризации.



а *б*

Рис. 2. Поляризационные характеристики обратного рассеяния: *а* – при различных длительностях зондирующего импульса; *б* – при ортогональных состояния поляризационного анализатора

Для ОВ с сохранением поляризации длина биений составляет порядка нескольких миллиметров и результирующая частота биений составляет порядка нескольких десятков ГГц, что требует применения высокоскоростной электроники. Кроме того, для обеспечения соответствующего пространственного разрешения необходимо использовать импульсы длительностью порядка 10 пс.

Для повышения пространственного разрешения было разработано несколько методов, при этом наиболее эффективным является рефлектометрия в частотной области.

1.2. Поляризационная рефлектометрия в частотной области

Принцип работы оптического рефлектометра частотной области (OFDR) основан на зондировании ОВ непрерывным изучением с линейной частотной модуляцией и анализе результата интерференции обратно-рассеянного сигнала тестируемого ОВ с опорным изучением. Поскольку перестройка частоты производится по линейному закону, каждой точке ОВ соответствует своя частота биений, и распределение интенсивности рассеянного излучения может быть получено посредством преобразования Фурье-сигнала интерференции. Так как соотношение состояний поляризации сигнала обратного рассеяния и опорного излучения влияет на интенсивность сигнала интерференции, OFDR, по сути, является поляризационно-чувствительным. Пример схемы опти-

ческого рефлектометра частотной области (OFDR) приведен на рис. 3 [9]. В данной схеме генератор сигналов специальной формы управляет частотой перестраиваемого лазерного диода (ЛД). Излучение поступает на два плеча интерферометра Майкельсона: одно плечо служит в качестве опорного сигнала, а во втором плече размещается тестируемое ОВ. Контроллер поляризации (КП) служит для согласования состояний поляризации. В фотодетекторе (ФД) сигналы с двух плечей смешиваются, и сигнал интерференции с выхода ФД поступает на БПФ-анализатор спектра. В работе [17] представлена модификация поляризационного рефлектометра частотной области POFDR, в котором на приемной части используется расщепитель поляризации и реализуется принцип поляризационного разнесения.

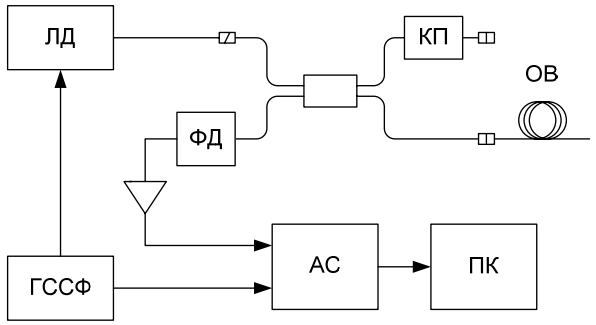


Рис. 3. Схема поляризационного рефлектометра частотной области

1.3. Методы анализа поляризационных характеристик оптического волокна

Как уже было отмечено, в стандартном одномодовом ОВ без сохранения поляризации наблюдается не только линейное двулучепреломление, но также эллиптическое и круговое. Следовательно, практический интерес представляет полный анализ состояния поляризации излучения в каждой точке оптического волокна.

Состояние поляризации частично поляризованного излучения можно описать с использованием параметров Стокса. Выполнив измерение набора двух ортогональных состояний (линейных и с четвертьволновой пластиной, обеспечивающей фазовую задержку $\pi/2$) и комбинируя результаты этих четырех измерений, определяются параметры Стокса. Пусть интенсивность излучения, прошедшего через поляриза-

тор, ориентированного под углом θ относительно оси x и с фазовой задержкой δ между x- и y-компонентами, обозначается $I(\theta,\delta)$. Тогда параметры Стокса будут определяться выражениями:

$$S_0 = I(0,0) + I(\pi/2,0)\ \ S_2 = I(\pi/4,0) - I(3\pi/4,0), \qquad (4)$$

$$S_1 = I(0,0) - I(\pi/2,0)\ \ S_3 = I(\pi/4,\pi/2) - I(3\pi/4,\pi/2).$$

Расчет параметров линейного двулучепреломления в этом случае производится с использованием метода матриц Мюллера. Вследствие того, что круговая поляризация при двойном проходе компенсируется, каждый сегмент ОВ может быть описан матрицей Мюллера для волновой пластины. Тогда связь состояний поляризации на входе и выходе эквивалентной волновой пластины может быть записана в виде [6]:

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ 0 & m_{23} & m_{33} & m_{34} \\ 0 & -m_{24} & -m_{34} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{bmatrix}, \qquad (5)$$

где Q, U, V – параметры Стокса полностью поляризованной компоненты оптического излучения, $Q = S_1/PS_0$, $U = S_2/PS_0$, $V = S_3/PS_0$; P – степень поляризации, $P = S_0/\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$.

Компоненты матрицы определяются в виде:

$$m_{22} = \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta\cos\delta;\ m_{23} = \cos 2\theta \sin 2\theta(1-\cos\delta);$$

$$m_{24} = -\sin 2\theta \sin\delta;$$

$$m_{33} = \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta\cos\delta;\ m_{34} = \cos 2\theta \sin\delta;\ m_{44} = \cos\delta, \qquad (6)$$

где θ – угол между быстрой осью эквивалентной волновой пластины и осью x; δ – величина фазовой задержки эквивалентной волновой пластины.

Все элементы матрицы можно найти, выполнив измерения S при различных состояниях поляризации на входе.

В работе [6] продемонстрирована возможность применения данного метода для определения локальных значений линейного двулучепреломления и ориентации осей двулучепреломления. Для измерения вектора Стокса был использован вращающийся поляризатор, синхро-

низованный с зондирующим импульсом. Для измерения синфазных и квадратурных компонент был использован фазочувствительный усилитель. Фазовый модулятор использовался для внесения задержки $\pi/2$. В результате для исследованных образцов было определено, что угол ориентации осей двулучепреломления делает полный оборот примерно через каждые 10 м и длина биений имеет тот же порядок.

В работе [10] была представлена схема с использованием четырех-канального интегрального анализатора Стокса на основе объемной оптики, позволяющая выполнять параллельные измерения всех четырех параметров и повысить быстродействие.

Однако даже данные методы не позволяют полностью восстановить характеристики двулучепреломления ОВ, так как круговое двулучепреломление (за исключением эффекта Фарадея) компенсируется при двойном проходе. Проблема заключается в том, что это препятствует восстановлению даже линейного двулучепреломления и его ориентации при наличии кругового двулучепреломления.

В некоторых работах круговое двулучепреломление, наведенное кручением ОВ, игнорируется, поскольку оказывает слабое воздействие. Например, для обеспечения задержки 2π требуется около 12 оборотов вокруг оси ОВ.

Решение данной проблемы отражено в патенте [18]. Суть метода заключается в представлении тестируемого ОВ в виде последовательно соединенных сегментов, каждый из которых состоит из элемента с линейным двулучепреломлением и элемента с круговым двулучепреломлением. Первый элемент описывается величиной линейной задержки $\delta(z)$ и ориентацией быстрой оси $q(z)$, второй элемент описывается величиной круговой задержки $\rho(z)$. Поляризационные свойства каждого сегмента могут быть описаны матрицей Джонса. Изменение поляризация излучения, проходящего в прямом и обратном направлении через каждый сегмент каждого элемента, описывается произведением соответствующих матриц. В результате, анализируя процесс распространения поэтапно, могут быть восстановлены все три параметра для каждого сегмента. Данная методика получила название вычислительный POTDR (CPOTDR) и позволяет восстанавливать ориентацию осей и линейное двулучепреломление при условии, что оно может считаться однородным в пределах каждой пары элементов. Особенностью метода является накопление ошибок при расчете последующих сегментов, что

ограничивает количество анализируемых элементов, а следовательно, и допустимую протяженность ОВ. Влияние погрешностей может быть снижено путем измерения на различных длинах волн и использовании известных значений дисперсии оптомеханических коэффициентов, которые отвечают за круговую задержку.

Для некоторых задач, особенно при исследовании поляризационной модовой дисперсии, для обработки ПХОР могут быть использованы статистические методы [11–14]. Данный вопрос более подробно рассмотрен в разделе 4.

2. Поляризационная рефлектометрия в приложении распределенных волоконно-оптических датчиков

В работе [3] был приведен подробный анализ потенциальных возможностей применения поляризационной рефлектометрии во временной области для распределенного измерения внешних воздействий. На рис. 4 схематично показана структура распределенного датчика на основе POTDR [1, 3].

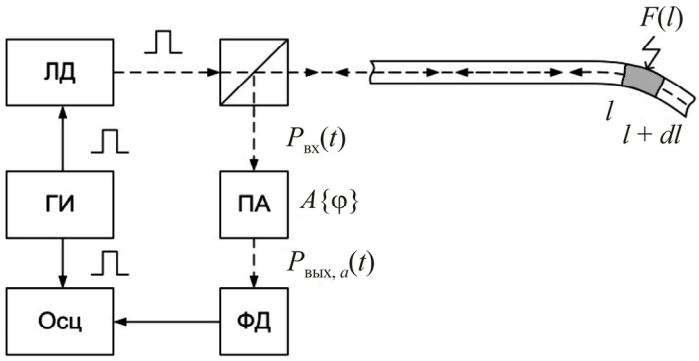


Рис. 4. Распределенный датчик на основе поляризационного рефлектометра

Внешние локальные воздействия $F(l)$ различного рода, приложенные к оптическому волокну, могут вызывать изменение состояния поляризации оптического излучения. Если внешнее воздействие наводит двулучепреломление, линейно связанное с $F(l)$, то разность показателей преломления двух линейно-поляризованных мод можно записать в виде $\Delta n(l) = k'F(l)$.

Тогда разность фаз поляризационных мод на участке от l до $l + dl$ составит:

$$d\varphi(l) = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta n(l)\,dl = k_\lambda F(l)\,dl, \tag{7}$$

где k_λ – постоянная для данной длины волны, $k_\lambda = 2\pi k'/\lambda$.

Следовательно, итоговая разность фаз для участка ОВ длиной l составляет:

$$\varphi(l) = k_\lambda \int_0^l F(l)\,dl. \tag{8}$$

Если фазовая задержка не зависит от направления распространения излучения, т.е. $d\varphi(l) = d\varphi(-l)$, то суммарная фазовая задержка для поступающего на фотодиод (ФД) излучения обратного рассеяния составляет $2\varphi(l)$.

Для случая рефлектометрии во временной области целесообразно наблюдаемую фазовую задержку представить как функцию времени:

$$2\varphi(l) \to \varphi(t). \tag{9}$$

Время, соответствующее двойному проходу зондирующего сигнала на участке ОВ длиной l, будет определяться в виде:

$$t = \frac{2l}{v_g} = \frac{2l}{c} n_g, \tag{10}$$

где v_g – групповая скорость распространения излучения в ОВ; c – скорость света в вакууме; n_g – групповой показатель преломления ОВ.

$$\varphi(t) = 2k_\lambda \int_0^{v_g t/2} F(l)\,dl. \tag{11}$$

Отсюда внешнее воздействие можно выразить в виде:

$$F(l) = F(0) + \frac{1}{v_g k_\lambda}\frac{d\varphi(t)}{dt}. \tag{12}$$

Для получения информации о разности фаз поляризационных мод перед фотоприемником размещается поляризационный анализатор (ПА) с известной зависимостью коэффициента пропускания от фазы $A\{\varphi\}$.

Тогда, можно записать:

$$F(l) = F(0) + \frac{1}{v_g k_\lambda} \frac{d}{dt}\left[A^{-1}\left\{ \frac{P_{\text{вых},a}(t)}{P_{\text{вх}}(t)} \right\} \right], \qquad (13)$$

где $P_{\text{вх}}(t)$ и $P_{\text{вых},a}(t)$ – мощности сигнала обратного рассеяния на входе и выходе анализатора соответственно; A^{-1} представляет собой обратную функцию A.

Таким образом, зная значения мощности сигнала до и после анализатора, а также передаточную функцию анализатора, можно определить распределенную функцию внешнего воздействия. При этом коэффициент k_λ будет определять чувствительность к внешним воздействиям.

Поляризационная рефлектометрия обладает чувствительностью к следующим внешним воздействиям: продольное магнитное поле, поперечное электрическое поле, давление, температура [3]. Следует отметить, что чувствительность поляризационной рефлектометрии к механическим воздействиям различного рода очень высокая. С одной стороны, это положительно отражается на возможности распределенного контроля внешних воздействий, с другой стороны, при контроле других воздействий, также связанных с линейным двулучепреломлением, необходимо предусмотреть меры по механической изоляции.

Продольное магнитное поле. При воздействии магнитного поля вдоль оси ОВ в результате магнитооптического эффекта Фарадея наблюдается поворот плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, распространяющегося в ОВ. Угол поворота пропорционален линейному интегралу от действующего магнитного поля вдоль оси ОВ. Поворот плоскости поляризации под действием магнитного поля приведет к изменению интенсивности излучения, прошедшего через анализатор.

Поворот плоскости поляризации на угол $\rho(l)$, вызванный прохождением излучения до l и обратно, соответствует половине суммарной фазовой задержки. Поэтому

$$\varphi(t) = 2\rho(t) = 4V_B \int_0^l H_l(l)dl, \qquad (14)$$

где V_B – постоянная Верде; H_l – составляющая магнитного поля вдоль оси ОВ.

Следовательно,

$$H_l(l) - H_l(0) = \frac{1}{2V_B v_g}\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{1}{V_B v_g}\frac{d\rho(t)}{dt}. \qquad (15)$$

Постоянная Верде имеет прямо-пропорциональную зависимость от квадрата частоты оптического излучения и для кварцевых ОВ $V_B = 0{,}142 \cdot 10^{-28} \cdot \nu^2$ рад/Тл/м = $1{,}78 \cdot 10^{-35} \cdot \nu^2$ рад/А, где ν – частота оптического излучения.

В силу малых значений постоянной Верде для кварцевого ОВ распределенные измерения возможны только для значительных уровней напряженности магнитного поля.

Возможность применения поляризационной рефлектометрии для распределенного контроля эффекта Фарадея в оптическом волокне с круговым двулучепреломлением была экспериментально продемонстрирована в работах [5, 7]. Разрешение по индукции магнитного поля порядка 1 мТл было достигнуто при пространственном разрешении 0,5 м и частоте опроса 1 Гц.

В работе [25] поляризационная рефлектометрия в частотной области была применена для измерения интенсивных магнитных полей в магнитно-резонансном томографе. Когерентный оптический рефлектометр в частотной области был адаптирован путем добавления контроллера поляризации на передаче и поляризационного анализатора на приеме. За счет высокого разрешения (порядка 3 см) и специальной уладки ОВ была получена возможность измерить силу и ориентацию магнитного поля. Чувствительность составила 100 мТл и относительную погрешность порядка 7 %.

Поперечное электрическое поле. В аморфных материалах, таких как плавленый кварц, наблюдается квадратичный электрооптический эффект (эффект Керра). Данный эффект приводит к изменению фазовой задержки линейного двулучепреломления в зависимости от квадрата компоненты электрического поля, ориентированной перпендикулярно к оптической оси ОВ.

Для поперечного электрического поля $E_n(l)$:

$$E_T^2(l) - E_T^2(0) = \frac{1}{2\pi B v_g} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \tag{16}$$

где B – постоянная Керра ($\sim 0,89 \cdot 10^{-16}$ м/В^2 для кварцевого ОВ).

Таким образом, эффект Керра в оптических волокнах для внешнего электрического поля слишком мал для практического применения в датчиках.

Давление. При приложении внешней нагрузки в ОВ возникает механическое напряжение, и в результате упругооптического эффекта наводится двулучепреломление. Для случая механического давления, определяемого через поперечные напряжения, можно записать так:

$$\sigma_T(l) - \sigma_T(0) = \frac{\lambda E}{\pi n^3 (1+v)(p_{12} - p_{11}) v_g} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \tag{17}$$

где n – среднее значения показателя преломления для поляризованных мод; v – коэффициент Пуассона; p_{11}, p_{12} – коэффициенты Поккельса упругооптического тензора; E – модуль Юнга.

В работе [20] было продемонстрировано применение поляризационной рефлектометрии для распределенного измерения давления жидкости с использованием ОВ с продольными боковыми отверстиями. Наличие боковых отверстий по всей длине ОВ позволяет преобразовать изотропное внешнее давление в асимметричную нагрузку на сердцевину ОВ. Для измерения был использован полный поляриметрический рефлектометр. В результате было получено разрешение порядка 5 % от полной шкалы в 50 бар. Прогнозируемое пространственное разрешение составляет порядка 1 м при протяженности несколько десятков километров.

Температура. Измерение распределения температуры методом поляризационной рефлектометрии может быть реализовано вследствие температурной зависимости упругооптического эффекта. Для этого в ОВ формируется однородное поперечное механическое напряжение, например, за счет наложения асимметричного внешнего покрытия.

Для поля температуры $T(l)$, приводящего к возникновению поперечных механических напряжений σ_T,

$$T(l) - T(0) = \frac{\lambda E}{\pi n^3 (1+v)(p_{12} - p_{11}) \eta \sigma_T v_g} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \tag{18}$$

где η – температурный коэффициент наведенного двулучепреломления ($\eta = 6,3 \cdot 10^{-4}\ К^{-1}$).

В работе [21] приведена реализация квазираспределенного датчика температуры, использующая температурную зависимость параметров двулучепреломляющего ОВ. Сенсорные элементы формировались в виде последовательного соединения ОВ одной поляризации с ориентированным на определенный угол ОВ с повышенным двулучепреломлением. Количество сенсорных элементов на одном ОВ составляло 20 и для опроса применятся стандартный рефлектометр.

В работе [22] была экспериментально продемонстрирована возможность распределенного измерения температуры при использовании оптического рефлектометра в частотной области. Принцип работы основан на линейной зависимости длины биений ОВ с эллиптической сердцевиной от температуры.

Вибрационные воздействия. Внешние механические воздействия, приложенные к ОВ, приводят к изменению состояния поляризации оптического излучения, что позволяет использовать поляризационную рефлектометрию для распределенного контроля вибрационных воздействий. При этом высокая чувствительность ПХОР наблюдается для асимметричной радиальной нагрузки, в то время как для осевой деформации практически незаметна. ПХОР могут использоваться в качестве дополнительной информации в амплитудных когерентных рефлектометрах, совместно с фазочувствительными рефлектометрами, а также выступать в роли самостоятельного механизма обнаружения и локализации вибраций.

В работе [26] был представлен датчик вторжения на основе поляризационной рефлектометрии во временной области. Принцип работы основан на вычислении распределения среднеквадратического отклонения поляризационных характеристик, полученных в последовательные моменты времени.

В работе [27] была исследована возможность применения поляризационной рефлектометрии для выявления и локализации новых событий и/или воздействия на ОВ в процессе мониторинга ВОЛП. При этом было продемонстрировано, что при использовании управляемого контроллера можно определять местоположение многократных пространственно разнесенных воздействий. В работе [28] приведены тео-

ретические и экспериментальные оценки чувствительности ПХОР к механическим воздействиям различного типа.

Анализ качества анизотропных световодов. Для исследования качества анизотропных световодов, с точки зрения локализации областей связи поляризационных мод, может быть использован метод поляризационной рефлектометрии временной области [29, 30]. Для этого необходимо получить рефлектограммы как при возбуждении линейно-поляризованным излучением только одной поляризационной моды, так и в случае равного возбуждения поляризационных мод (рис. 5).

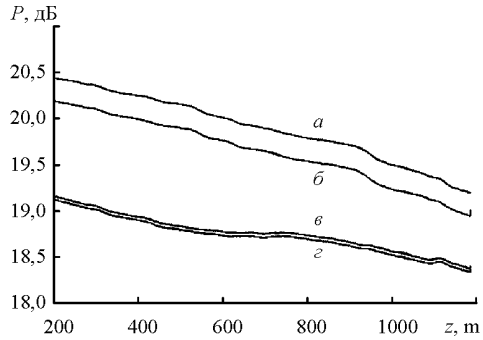


Рис. 5. Поляризационные рефлектограммы снятые при возбуждении только одной поляризационной моды (*а*, *б*) и в случае равного возбуждения поляризационных мод (*в*, *г*)

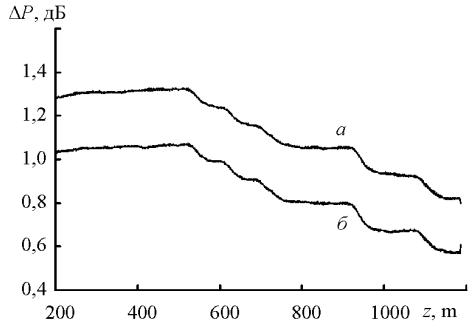


Рис. 6. Разность поляризационных рефлектограмм временной области

Рефлектограммы, снятые при возбуждении только одной моды, несут в себе информацию как о затухании, вызванном «рэлеевскими» потерями, так и о затухании, вызванном переходом оптической мощности в другую поляризационную моду. При этом рефлектограммы, полученные при равном возбуждении поляризационных мод, представляют затухание, вызванное только «рэлеевскими». Таким образом, разность рассмотренных двух типов рефлектограмм представляет затухание, вызванное переходами оптической мощности в другую поляризационную моду, что дает возможность локализации областей связи поляризационных мод, а также оценивать «величину» этой связи (рис. 6) по разности уровней. Сравнение найденных значений величины связи мод со значениями, полученными традиционным методом, показало удовлетворительное совпадение, что может свидетельство-

вать о принципиальной работоспособности метода и применимости для решения ряда задач.

Величина двулучепреломления – другой важный параметр качества анизотропных световодов. Величина двулучепреломления может изменяться вдоль длины исследуемого образца вследствие неизбежно возникающих в процессе вытяжки случайных изменений параметров световода. Для выявления распределения величины двулучепреломления по длине, может быть использован метод поляризационного бриллюэновского анализа временной области [31, 32]. Рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (бриллюэновское) – это рассеяние света в результате взаимодействия с упругими колебаниями среды – акустическими фононами. Смещение частоты рассеянного назад света при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна определяется формулой: $\boldsymbol{f = 2nV/\lambda}$, где n – эффективный показатель преломления среды; V – скорость звука; λ – длина волны света в вакууме. Для регистрации смещения частоты рассеяния Мандельштама–Бриллюэна использовался бриллюэновский анализатор временной области (BOTDA) [33], на рис. 7 приведена оптическая схема анализатора [34].

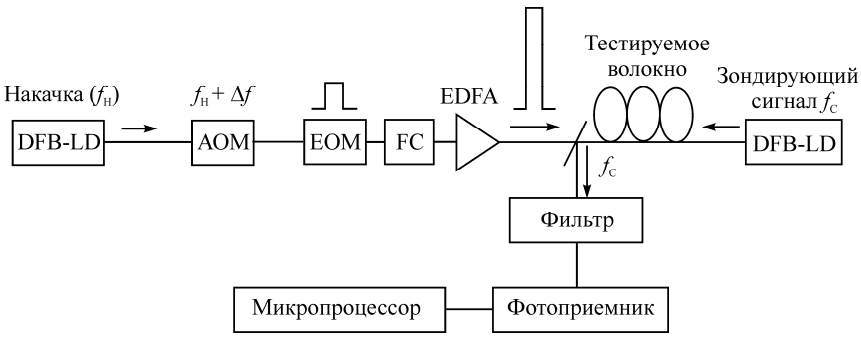


Рис. 7. Оптическая схема бриллюэновского анализатора (BOTDA)

Принцип работы анализатора таков: с одного конца исследуемого световода подаются пробные импульсы на постоянной частоте, а с другого – непрерывная световая волна накачки, сканируемая по частоте так, чтобы разность оптических частот двух волн была в области частоты рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Точное определение частоты рассеяния Мандельштама–Бриллюэна каждого участка световода определяется по частоте, при которой наблюдается наиболее интенсивный обмен энергиями между встречными световыми волнами. Бла-

годаря импульсному режиму пробной волны реализуется привязка ко времени прихода сигнала, а значит, осуществляется привязка к координате вдоль волокна. Традиционно бриллюэновский анализатор временной области используется в качестве датчика температуры или деформации, поскольку частотный бриллюэновский сдвиг линейно чувствителен как к изменению температуры, так и к продольной деформации световода. В данном случае изменение температуры и продольная деформации световода являются паразитными воздействиями, и исследуемый образец требуется, чтобы от них изолировать.

В случае анизотропного одномодового оптического волокна имеются две поляризационные моды с эффективными показателями преломления n_x и n_y. Поляризаторы с обоих концов образца последовательно ориентируются на каждую поляризационную моду анизотропного световода (рис. 8), и для каждой моды фиксируется поляризационная бриллюэновская рефлектограмма (рис. 9). Разность этих рефлектограмм (бриллюэновских смещений частот) на каждом участке световода (рис. 9) пропорциональна параметру двулучепреломления B: $f_x - f_y = 2(n_x - n_y)V/\lambda = 2BV/\lambda$.

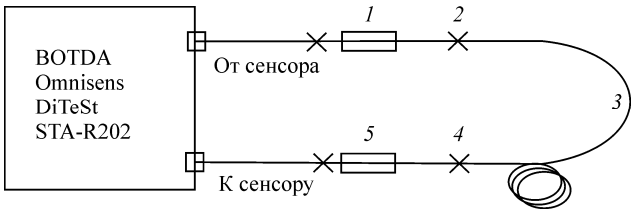


Рис. 8. Экспериментальная установка: *1*, *5* – оптические поляризаторы с волоконными выходами; *3* – исследуемый образец световода; *2*, *4* – сварные соединения волоконных световодов, сохраняющих поляризацию, с ориентацией по оптическим осям

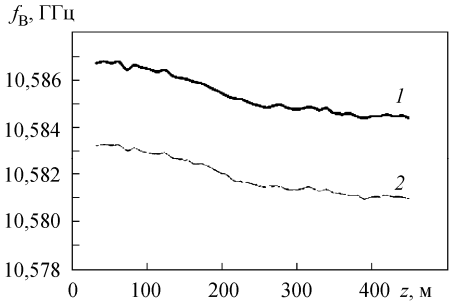


Рис. 9. Зависимости частот бриллюэновского сдвига от координаты z для медленной (*1*) и быстрой (*2*) поляризационных мод

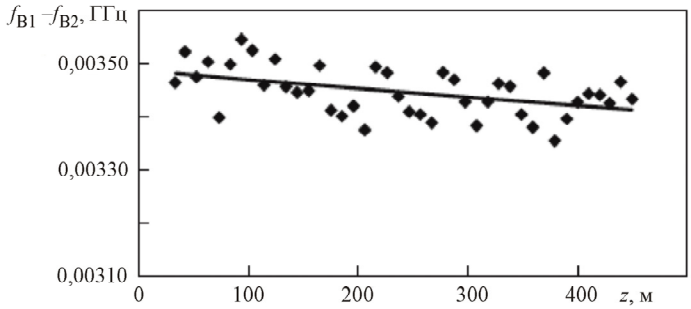


Рис. 10. Разность бриллюэновских рефлектограмм поляризационных мод образца

Для проверки метода анизотропный световод был разделен на фрагменты длиной ~50 м, и метровые отрезки каждого фрагмента были исследованы спектральным интерференционным методом, результат приведен на рис. 11.

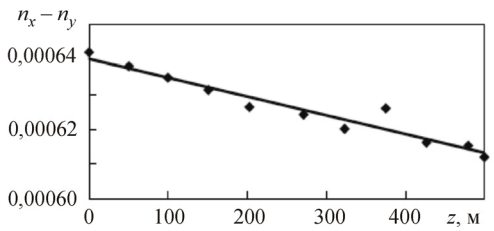


Рис. 11. Распределение параметра ДЛП вдоль образца, измеренное спектральным методом

Сравнение полученных результатов двух методов позволяет сделать вывод, что предлагаемый метод поляризационного бриллюэновского анализа временной области пригоден, как минимум, для неразрушающего экпресс-анализа однородности величины двулучепреломления по длине анизотропного световода.

3. Поляризационная рефлектометрия в телекоммуниациях

Одним из основных практических применений поляризационной рефлектомтерии стало исследование параметров двулучепреломления телекоммуникационных волокон и оценка распределения поляризационной модовой дисперсии (ПМД).

ПМД является одним из важных факторов, влияющих на качество передачи сигнала на высокоскоростных волоконно-оптических линиях передачи (ВОЛП). Вследствие разницы групповых скоростей распространения поляризационных мод в оптическом тракте возникает дифференциальная групповая задержка (ДГЗ) $\Delta\tau$, что приводит к уширению длительности оптического импульса и появлению меж-

символьной интерференции. Поляризационная модовая дисперсия определяется как среднеквадратическое значение ДГЗ.

$$\text{РМД} = \sqrt{\left\langle \Delta\tau^2 \right\rangle_t}. \tag{19}$$

Как показала практика, зачастую высокий уровень ПМД ВОЛП бывает вызван отдельными проблемными участками. В особенности это было актуально для линий, проложенных в конце 90-х – начале 2000-х годов. Таким образом, на этапе внедрения высокоскоростных ВОСП (скорость передачи информации 10 Гбит/с и выше) важной задачей было не только измерение суммарной величины ПМД оптического тракта, но также выявление и локализация участков с повышенным уровнем ПМД и их последующая замена.

Для решения данных задач разработаны различные варианты реализации поляризационного рефлектометра временной области [11–14, 16–19, 23, 24].

Один из методов основан на анализе распределения поляризационных характеристик ОВ. Известно, что величину поляризационной модовой дисперсии для протяженного телекоммуникационного ОВ можно определить выражением [12]:

$$\text{РМД} = \frac{\lambda}{L_b c}\sqrt{L_c L}, \tag{20}$$

где L_b – длина биений; L_c – длина корреляции; λ – длина волны оптического излучения; c – скорость света в вакууме; L – длина ОВ.

Таким образом, величина ПМД будет определяться двумя параметрами L_b и L_c, действие которых является противоположным. Длина биений определяется двулучепреломлением ОВ, в то время как длина корреляции определяется поведением ориентации оси двулучепреломления. Иначе говоря, длина корреляции определяет расстояние, на котором ось двулучпреломления испытывает значительный поворот. В итоге измерение ПМД сводится к оценке распределения длины биений и длины корреляции.

На основе анализа статистических свойств двулучепреломления было определено, что автокорреляционная функция распределения локального линейного двулучепреломления $\beta_L(z)$ связана с длиной биений и длиной корреляции выражением [13]:

$$r_{\beta}(z) = \frac{2\pi^2}{L_b^2} \exp\left(-\frac{|z|}{L_c} \right). \tag{21}$$

Учитывая, что длина биений связана с линейным двулучепреломлением ОВ в виде $L_b = 2\pi / \langle \beta_L \rangle$, в итоге задача будет сводиться к оценке распределения или $\beta_L(z)$, или L_b.

Для измерения длины биений может использоваться метод подсчета количества пересечений (Level Cross Ratio – LCR), который заключается в анализе нормированной характеристики сигнала обратного рассеяния $T(z)$, прошедшего через поляризатор [13],

$$L_b = \frac{4\sqrt{\nu}}{n(\nu)}, \tag{22}$$

где $n(\nu)$ – количество пересечений характеристики $T(z)$ заданного уровня ν на единицу длины.

В качестве альтернативы может использоваться метод спектрального анализа, заключающегося в вычислении Фурье-преобразования автокорреляционной функции, смещенной по среднему уровню характеристики: $P(z) = T(z) - 2/3$. Тогда длина биений L_b определяется из соотношения [19]:

$$L_b = \frac{1}{\sigma_W} \sqrt{\frac{12}{\pi}}, \tag{23}$$

где σ_W – среднеквадратическое отклонение спектральной функции.

К недостаткам данного метода относится ограничение длительности зондирующего импульса. Излучение обратного рассеяния, поступающее на фотоприемник в определенный момент времени, формируется с разных участков ОВ, находящихся в пределах половины пространственной ширины импульса $\left(W = \tau_u \cdot v_g / 2 \right)$. При $W \approx L_b$ поляризация излучения, поступающего с участков ОВ, не является постоянной. Тогда измеренное состояние поляризации является усредненной величиной, и вариации состояния поляризации по длине волокна сглаживаются. Таким образом, для прямых методов измерения ПМД накладывается ограничение на длительность импульса $W < L_b$, и при-

менение подобных методов возможно только для ОВ с относительно невысоким уровнем ПМД.

Другой метод основан на анализе вариации степени поляризации излучения обратного рассеяния. В работе [12] было отмечено, что при определении ПМД протяженных ОВ (в особенности при высоких значениях коэффициента ПМД) вместо измерения состояния поляризации в качестве критерия оценки целесообразно использовать степень поляризации.

Распределение степени поляризации по длине ОВ может служить для определения локального двулучепреломления. Анализ степени поляризации как функции расстояния позволяет выделить три характерных режима в зависимости от отношения трех параметров: длины биений, длины корреляции и пространственной длительности импульса.

В первом режиме, когда $W << L_b$, поляризация в пределах импульса практически не меняется и степень поляризации близка к 1 независимо от величины L_c. Это соответствует ОВ с низким ПМД.

В противоположном случае, если $W >> L_b$, поляризация изменяется несколько раз в пределах длительности импульса и степень поляризации снижается. При этом выделяют два режима относительно длины корреляции. Если $W >> L_c$, то ось двулучепреломления ОВ также быстро меняется в пределах длительности импульса. В результате поляризация на участке меняется случайным образом, и степень поляризации стремится к 0. Известно, что излучение, которое было полностью деполяризовано, при распространении частично восстанавливает поляризацию при обратном рассеянии. Таким образом, среднее значение степени поляризации составляет примерно 1/3.

В последнем случае $L_c >> W >> L_b$, когда ориентация оси двулучепреломления не изменяется в пределах импульса, но поляризация быстро вращается вокруг оси. Величина степени поляризации в этом случае зависит от угла между поляризацией и осью двулучепреломления. Величина степени поляризации импульса, распространяющегося в обратном направлении, изменяется по длине ОВ при повороте оси двулучепреломления, т.е. изменяется в масштабе длины корреляции. Этот случай соответствует значительным длинам корреляции и высокому уровню ПМД.

Таким образом, флуктуации степени поляризации по длине ОВ характеризуют длину корреляции. Если длина корреляции больше, чем длительность импульса, то ориентация оси двулучепреломления и усредненная степень поляризации остаются постоянными.

На данном принципе реализован коммерческий поляризационный рефлектометр DOP-POTDR 1100. На рис. 12, *а* приведена структурная схема прототипа POTDR, основанного на анализе степени поляризации. При измерении поочередно снимаются восемь характеристик обратного рассеяния, по которым определяются параметры Стокса, рассчитывается распределение степени поляризации и анализируется степень его вариации. Данный метод не позволяет определить количественные характеристики ПМД и служит только для локализации проблемных участков с повышенным уровнем ПМД. Максимальная длительность зондирующего импульса составляет 500 нс, что ограничивает эффективную длину анализируемого участка. В работе [24] для увеличения динамического диапазона POTDR было предложено использовать для зондирования импульсы с линейной вариацией длительности. Теоретически была продемонстрирована возможность оценки длины биений при средней длительности импульса 10 мкс.

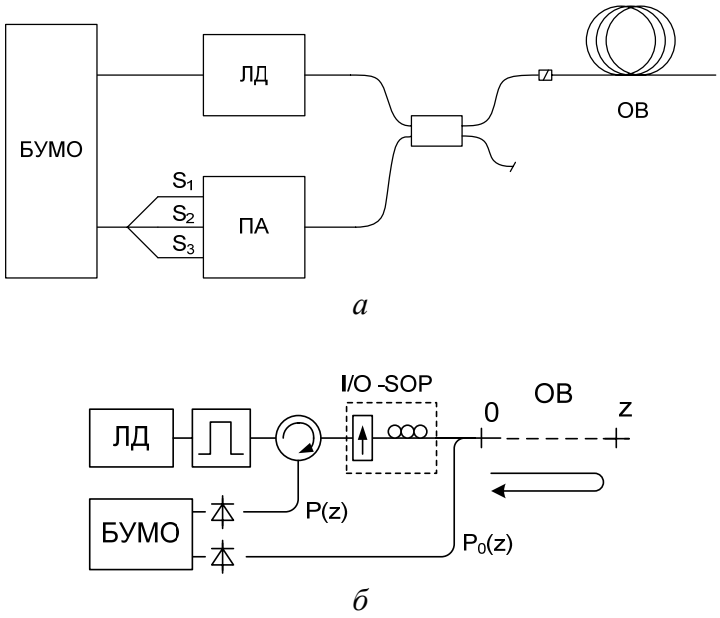


Рис. 12. Прототипы схем коммерческих поляризационных рефлектометров временной области: *а* – DOP-POTDR, *б* – RS-POTDR

Количественную оценку распределения ПМД позволяет определить метод на основе перестраиваемого поляризационного оптического рефлектометра со случайным скремблированием состояний поляризации. (RS-POTDR) [23]. На рис. 12, *б* приведена его структурная схема.

Данный метод основан на измерении ПХОР для множества различных случайных и независимых комбинаций центральной частоты оптического изучения ω_k и состояний поляризации, формируемых управляемым контроллером поляризации. Поляризационные рефлектограммы снимаются парами для двух близко расположенных оптических частот с одинаковыми состояниями поляризации. Центральная частота ω_k каждой пары обычно отличается от частоты из любой другой пары. Состояние поляризации I/O-SOP для каждой пары меняется случайным образом. Для каждой пары поляризационных рефлектограмм рассчитывается изменение локального коэффициента передачи $\Delta T_k\left(z_n\right)$ в каждой точке z_n. Далее по результатам статистической обработки накопленных значений $\Delta T_k\left(z_n\right)$ вычисляется накапливаемая ПМД. Как правило, измерения производятся для значительного количества пар оптических частот (K > 100), что позволяет рассчитать изменение коэффициента передачи для случайного набора независимых комбинаций центральной частоты ω_k и состояний поляризации I/O-SOP$_k$, где k = 1,2..K. В результате метод позволяет количественно оценить распределение накопленной ПМД вдоль ОВ.

Список литературы

1. Rogers A.J. Polarization optical time-domain reflectometry // Electron. Lett. – 1980. – Vol. 16, № 13. – P. 489–490.

2. Hartog A.H., Payne D.N., Conduit A.J. Polarization optical–time–domain reflectometry: experimental results and application to loss and birefringence measurements in single–mode optical fibres // 6th European conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC). – York, UK, IEE. – 1980.

3. Rogers A.J. Polarization–optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions // Applied Optics. – 1981. – Vol. 20, iss. 6. – P. 1060–1074.

4. Measurement and analysis on polarization properties of backward Rayleigh scattering for single-mode optical fibers / M. Nakazawa, T. Horiguchi, M. Tokuda, N. Uschida // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – Vol. 17, iss. 12. – P. 2326–2334.

5. Ross J.N. Measurement of magnetic field by polarisation optical time-domain reflectometry // Electron. Lett. – 1981. – Vol. 17. – P. 596–597.

6. Ross J.N. Birefringence measurement in optical fibers by polarization–optical time–domain reflectometry // Applied Optics. – 1982. – Vol. 21, № 19. – P. 3489–3495.

7. Kim B.Y., Dann P., Sang C. Use of polarisation-optical time domain reflectometry for observation of the Faraday effect in single-mode fibers // IEEE J. Quant. Electron. – 1982. – Vol. 18, № 4. – P. 455–456.

8. Nakazawa M. Theory of backward Rayleigh scattering in polarization–maintaining single–mode fibers and its application to polarization optical time domain reflectometry // IEEE J. Quant. Electron. – 1983. – Vol. 19, № 5. – P. 854–861.

9. Local birefringence measurements in single–mode fibers with coherent optical frequency domain reflectometry / B. Huttner, J. Reecht, N. Gisin, R. Passy, J.P. von der Weid // IEEE Photonics Technol. Lett. – 1998. – Vol. 10, № 10. – P. 1458–1460.

10. Ellison J.G., Siddiqui A.S. A fully polarimetric optical time-domain reflectometer // IEEE Photon.Technol. Lett. – 1998. – Vol. 10. – P. 246–248.

11. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Polarization mode dispersion characterization of single-mode optical fiber using backscattering technique // J. Lightw. Technol. – 1998. – Vol. 16, № 10. – P. 1832–1843.

12. Huttner B., Gisin B., Gisin N. Distributed PMD measurement with a polarization-OTDR in optical fibers // J. Lightw. Technol. – 1999. – Vol. 17, № 18. – P. 1843–1848.

13. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Beat length characterization based on backscattering analysis in randomly perturbed single-mode fibers // J. Lightw. Technol. – 1999. – Vol. 17, № 7. – P. 1172–1178.

14. Polarization mode dispersion measurements along installed optical fibers using gated backscattered light and a polarimeter / H. Sunnerund, B.E. Olsson, M. Karlsson, J. Brentel // Journal of Lightwave Technology. – 2000. – Vol. 18. – P. 897–904.

15. Rogers A.J. Distributed measurement of strain using optical-fibre backscatter polarimetry // Strain. – 2000. – Vol. , № 3. – P. 135–142.

16. Polarization mode dispersion characterization of single-mode of birefringence in optical fibers / M. Wuilpart, P. Megret, M. Blondel, A.J. Rogers, Y. Defosse // IEEE Photonics Technology Letters. – 2001. – Vol. 13, iss. 8. – P. 836–838.

17. Wegmuller M., Legre M., Gisin N. Distributed beatlength measurement in single-mode fibers with optical frequency-domain reflectometry // J. Lightw. Technol. – 2002. – Vol. 20, № 5. – P. 828–835.

18. Rogers A.J. Optical fbre backscatter polarimetry. – 2002. WO 2002/095349.

19. Galtarossa A., Palmieri L. Reflectometric measurements of PMD properties in long single-mode fibers // Optical Fiber Technology. – 2003. – Vol. 9, iss. 3. – P. 119–142.

20. Rogers A.J., Shatalin S.V., Kanellopoulos S.E. Distributed measurement of fluid pressure via optical-fibre backscatter polarimetry // 18th International Conference on Optical Fibre Sensors.SPIE, Bruges, Belgium. – 2005. – 5855. – P. 230–233.

21. Donlagic D., Lesic M. All-fiber quasi-distributed polarimetric temperature sensor // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, № 22. – P. 10245–10254.

22. Distributed temperature sensor interrogator based on polarization–sensitive reflectometry / C. Crunelle, M. Legré, M. Wuilpart, P. Mégret, N. Gisin // IEEE Sensors Journal. – 2009. – Vol. 9, № 9. – P. 1125–1129.

23. Cyr N., Chen H., Schinn G.W. Random-Scrambling Tunable POTDR for Distributed Measurement of Cumulative PMD // Journal of Lightwave Technology. – 2009. – Vol. 27, № 18. – P. 4164–4174.

24. Андреев В.А., Бурдин В.А., Дашков М.В. Поляризационный оптический рефлектометр с линейной вариацией длительности импульса // Электросвязь. – 2010. – № 2. – С. 28–31.

25. Palmieri L., Galtarossa A. Distributed fiber optic sensor for mapping of intense magnetic fields based on polarization sensitive reflectometry // Proceedings of SPIE. – 2012. – Vol. 8351. – P. 835131-1-8

26. Mégret P., Wuilpart M., Linze N. Development of an Intrusion Sensor Based on a Polarization–OTDR System // IEEE Sensors Journal. – 2012. – Vol. 12, № 10. – P. 3005–3009.

27. Burdin V.A., Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Detection and localization of defects in optical fibers based on monitoring of the polarized backscattered signal // Optical Technologies for Telecommunications 2012, Proc. of SPIE. – Vol. 8787. – P. 87870G1–10.

28. Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Investigation of polarization reflectometry sensitivity to detecting new events in fiber optical lines // Proc. SPIE 9533, Optical Technologies for Telecommunications 2014. – 2015. – P. 95330Y.

29. Детектирование и локализация дефектов сохранения поляризации в анизотропном волоконном световоде / В.В. Бурдин, Ю.А. Константинов, В.П. Первадчук, А.С. Смирнов // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43, № 6. – С. 531–534.

30. О применении поляризационной рефлектометрии в сохраняющем поляризацию оптическом волокне при различных установившихся температурах / А.С. Смирнов, В.В. Бурдин, Д.С. Власов, Ю.А. Константинов // Прикладная фотоника. – 2015. – Т. 2, № 4. – С. 311–321.

31. Исследование двулучепреломления в анизотропных волоконных световодах методом поляризационной бриллюэновской рефлектометрии / А.С. Смирнов, В.В. Бурдин, Ю. А.Константинов, А.С. Петухов, И.Р. Дроздов, Я.С. Кузьминых, В.Г. Беспрозванных // Квантовая электроника. – 2015. – 45:1. – С. 66–68.

32. Оценка величины двулучепреломления в анизотропных волоконных световодах методом поляризационной бриллюэновской рефлектометрии / А.С. Смирнов, В.В. Бурдин, Р.Д. Елисеенко, Ю.А. Константинов // Прикладная фотоника. – 2016. – Т. 3, № 2. – С. 102–112.

33. Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, Mitsuhiro Tateda. Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers // Opt. Lett. – 1990. – 15. – P. 1038-1040.

34. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон Л63. – М.: ЛЕСАРарт, 2005. – 208 с.

References

1. Rogers A.J. Polarization optical time-domain reflectometry. *Electron. Lett*., 1980, vol. 16, no. 13, pp. 489-490.

2. Hartog A.H., Payne D.N., Conduit A.J. Polarization optical–time–domain reflectometry: experimental results and application to loss and bire-

fringence measurements in single–mode optical fibres. *6th European conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC)*, York, UK, IEE, 1980.

3. Rogers A.J. Polarization–optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions. *Applied Optics*., 1981, vol. 20, iss. 6, pp. 1060-1074.

4. Nakazawa M., Horiguchi T., Tokuda M., Uschida N. Measurement and analysis on polarization properties of backward Rayleigh scattering for single-mode optical fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1981, vol. 17, iss. 12, pp. 2326-2334.

5. Ross J.N. Measurement of magnetic field by polarisation optical time-domain reflectometry. *Electron. Lett*, 1981, vol. 17, pp. 596-597.

6. Ross J.N. Birefringence measurement in optical fibers by polarization–optical time–domain reflectometry. *Applied Optics*, 1982, vol. 21, no. 19, pp. 3489-3495.

7. Kim B.Y., Dann P., Sang C. Use of polarisation-optical time domain reflectometry for observation of the Faraday effect in single-mode fibers. *IEEE J. Quant. Electron*, 1982, vol. 18, no. 4, pp. 455-456.

8. Nakazawa M. Theory of backward Rayleigh scattering in polarization–maintaining single–mode fibers and its application to polarization optical time domain reflectometry. *IEEE J. Quant. Electron*, 1983, vol. 19, no. 5, pp. 854-861.

9. Huttner B., Reecht J., Gisin N., Passy R., von der Weid J.P. Local birefringence measurements in single–mode fibers with coherent optical frequency domain reflectometry. *Photonics Technol. Lett*., 1998, vol. 10, no. 10, pp. 1458-460.

10. Ellison J.G., Siddiqui A.S. A fully polarimetric optical time-domain reflectometer. *IEEE Photon.Technol. Lett.*, 1998, vol. 10, pp. 246-248.

11. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Polarization mode dispersion characterization of single-mode optical fiber using backscattering technique. *J. Lightw. Technol*, 1998, vol. 16, no. 10, pp. 1832-1843.

12. Huttner B., Gisin B., Gisin N. Distributed PMD measurement with a polarization-OTDR in optical fibers. *J. Lightw. Technol.*, 1999, vol. 17, no. 18, pp. 1843-1848.

13. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Beat length characterization based on backscattering analysis in randomly perturbed single-mode fibers. *J. Lightw. Technol*., 1999, vol. 17, no. 7, pp. 1172-1178.

14. Sunnerund H., Olsson B.E., Karlsson M., Brentel J. Polarization mode dispersion measurements along installed optical fibers using gated backscattered light and a polarimeter. *Journal of Lightwave Technology*, 2000, vol. 18, pp. 897-904.

15. Rogers A.J.Distributed measurement of strain using optical-fibre backscatter polarimetry. *Strain*, 2000, no. 3, pp. 135-42.

16. Wuilpart M., Megret P., Blondel M., Rogers A.J., Defosse Y. Polarization mode dispersion characterization of single-mode of birefringence in optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2001, vol. 13, iss. 8, pp. 836-838.

17. Wegmuller M., Legre M., Gisin N.Distributed beatlength measurement in single-mode fibers with optical frequency-domain reflectometry. *J. Lightw. Technol*., 2002, vol. 20, no. 5, pp. 828-835.

18. Rogers A.J. Optical fbre backscatter polarimetry. WO 2002/095349. 2002.

19. Galtarossa A., Palmieri L.Reflectometric measurements of PMD properties in long single-mode fibers. *Optical Fiber Technology*, 2003, vol. 9, iss. 3, pp. 119-142.

20. Rogers A.J., Shatalin S.V., Kanellopoulos S.E. Distributed measurement of fluid pressure via optical-fibre backscatter polarimetry. *18th International Conference on Optical Fibre Sensors, SPIE*, Bruges, Belgium, 2005, 5855, pp. 230-33.

21. Donlagic D., Lesic M. All-fiber quasi-distributed polarimetric temperature sensor. *Optics Express*, 2006, vol. 14, no. 22, pp. 10245-54.

22. Crunelle C., Legré M., Wuilpart M., Mégret P., Gisin N. Distributed temperature sensor interrogator based on polarization–sensitive reflectometry. *IEEE Sensors Journal*, 2009, vol. 9, no. 9, pp. 1125-1129.

23. Cyr N., Chen H., Schinn G.W. Random-scrambling tunable POTDR for distributed measurement of cumulative PMD. *Journal of Lightwave Technology*, 2009, vol. 27, no. 18, pp. 4164-4174.

24. Andreev V.A., Burdin V.A., Dashkov M.V. Polyarizatsionnyy opticheskiy reflektometr s lineynoy variatsiey dlitelnosti impulsa [Polarizing optical reflectometer with linear variation of impulse duration]. *Elektrosvyaz*, 2010, no. 2, pp. 28-31.

25. Palmieri L., Galtarossa A.Distributed fiber optic sensor for mapping of intense magnetic fields based on polarization sensitive reflectometry. *Proceedings of SPIE*, 2012, vol. 8351, pp. 835131-1-8.

26. Mégret P., Wuilpart M., Linze N. Development of an Intrusion Sensor Based on a Polarization–OTDR System. *IEEE Sensors Journal*, 2012, vol. 12, no. 10, pp. 3005-3009.

27. Burdin V.A., Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Detection and localization of defects in optical fibers based on monitoring of the polarized backscattered signal. *Optical Technologies for Telecommunications 2012, Proc. of SPIE*, vol. 8787, pp. 87870G1–10.

28. Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Investigation of polarization reflectometry sensitivity to detecting new events in fiber optical lines. *Proc. SPIE 9533, Optical Technologies for Telecommunications*, 2014-2015, pp. 95330Y.

29. Burdin V.V., Konstantinov Yu.A., Pervadchuk V.P., Smirnov A.S. Detektirovanie i lokalizatsiya defektov sokhraneniya polyarizatsii v anizotropnom volokonnom svetovode [Detecting and localization of retention polarization defects in anisotropic optical fiber]. *Kvantovaya elektronika*, 2013, vol. 43, no. 6, pp. 531-534.

30. Smirnov A.S., Burdin V.V., Vlasov D.S., Konstantinov Yu.A. O primenenii polyarizatsionnoy reflektometrii v sokhranyayushchem polyarizatsiyu opticheskom volokne pri razlichnykh ustanovivshikhsya temperaturakh [Polarization reflectometry's in optical fiber that preserves polarization at various established temperatures]. *Applied photonics*, 2015, vol. 2, no. 4, pp. 311-321.

31. Smirnov A.S., Burdin V.V., Konstantinov Yu.A., Petukhov A.S., Drozdov I.R., Kuzminykh Ya.S., Besprozvannykh V.G. Issledovanie dvulucheprelomleniya v anizotropnykh volokonnykh svetovodakh metodom polyarizatsionnoy brillyuenovskoy reflektometrii [Birefringence in anisotropic fiber using polarization Brulluen reflectometry research]. *Kvantovaya elektronika*, 2015, 45:1, pp. 66-68.

32. Smirnov A.S., Burdin V.V., Eliseenko R.D., Konstantinov Yu.A. Estimation of the birefringence value in anisotropic optical fibers by polarization botda technique. *Applied photonics*, 2016, vol. 3, no. 2, pp. 102-112.

33. Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, Mitsuhiro Tateda. Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers. *Opt. Lett*. 1990, 15, 1038-1040.

34. Listvin A.V., Listvin V.N. Reflektometriya opticheskikh volokon [Reflectometry of optical fiber]. Moscow, LESARart, 2005, 208 p.

Получено 04.06.2018

УДК 53.082.539

О.В. Колмогоров, А.Н. Щипунов, Д.В. Прохоров, С.С. Донченко

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, г.п. Менделеево, Россия

ОПТИЧЕСКИЙ РЕФЛЕКТОМЕТР ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ – СХЕМА И РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ[2]

Предложена схема импульсного оптического рефлектометра с пикосекундным разрешением на основе многостопового таймера событий. Приведены результаты теоретических расчетов границ погрешностей таких рефлектометров, представлены результаты экспериментальных исследований созданного макета рефлектометра. Показано, что предложенная схема рефлектометра и примененные технические решения позволяют обеспечить измерения задержек распространения сигнала с погрешностью не более 100 пс.

Ключевые слова: оптический рефлектометр, таймер событий, задержка распространения сигналов.

O.V. Kolmogorov, A.N. Shipunov, D.V. Prokhorov, S.S. Donchenko

Russian Scientific Research Institute of Physical, Technical and Radiotechnical Measurements, s.t. Mendeleevo, Russian Federation

OPTICAL TIME DOMAIN REFLECTOMETER FOR PRECISION MEASUREMENTS – SCHEME AND RESULTS OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL RESEARCH

A scheme of a pulsed optical reflectometer with a picosecond resolution based on multistop event timers is proposed. The results of theoretical error limits calculations for such reflectometers are presented, the results of experimental studies of reflectometer are presented. It is shown that the proposed scheme of the optical time domain reflectometer and technical solutions make possible thesignal propagation delays measurementswith an error of not more than 100 ps.

Keywords: optical time domain reflectometer, event timer, signal propagation delay.

[2] Статья по материалам доклада на конференции «Оптическая рефлектометрия 2018».

Системы сравнений и синхронизации шкал времени (ШВ) [1], использующие ВОЛС, предъявляют повышенные требования к точности определения задержек распространения сигнала в световодах (оптических волокнах, пассивных оптических элементах). Так погрешность измерений задержки не должна превышать ±100 пс, а для систем, передающих сигналы по нескольким волокнам, погрешность определения разности задержек распространения сигналов в волокнах не должна превышать ± 20 пс.

Рефлектометры во временной области, используемые для контроля телекоммуникационных ВОЛС, не позволяют решить задачу контроля задержек распространения сигнала в ВОЛС систем сравнения и синхронизации ШВ, так как имеют максимальное разрешение 0,4–0,6 м при измерениях длины, что соответствует разрешению в 2–3 нс при измерениях задержки распространения сигнала.

Характеристики различных типов оптических рефлектометров приведены в табл. 1. Для измерений задержек в ВОЛС с разрешением лучше 20 мм необходимы сложные дорогостоящие приборы, выпуск которых освоен лишь некоторыми зарубежными производителями (например, компания LUNA, США).

Таблица 1

Характеристики рефлектометров

Рефлектометры	Диапазон измеряемых расстояний, км	Мертвая зона прибора при измерениях расстояния, м	Разрешение прибора, мм
EXFO серия FTB-7200D	0...10 (диапазон с макс. разрешением)	1	600
FOD 7302	0…2 (диапазон с макс. разрешением)	1,5	125
LUNA OBR 4600	0,03…2	–	0,01…1
OFM 130	0…20	0,2	5

Недостаток высокоточных рефлектометров LUNA – малый диапазон измеряемой длины оптического кабеля (до 2 км), так как они предназначены в основном для контроля бортовых ВОЛС и пассивных оптических элементов. Телекоммуникационные рефлектометры не обеспечивают требуемой для систем сравнения и синхронизации

ШВ точности определения задержек распространения сигнала даже в волокнах длиной до 1 км. С увеличением измеряемой длины волокна погрешность определения задержки возрастает, а так как в них в качестве опорных генераторов устанавливаются кварцевые генераторы с относительной погрешностью по частоте $1 \cdot 10^{-5} – 5 \cdot 10^{-5}$, то для измеряемого интервала времени 1 мс, соответствующего времени прохождения оптического импульса по волокну длиной 100 км в прямом и обратном направлении, значения этой составляющей погрешности могут достигать 10–50 нс. Таким образом, существующие серийно выпускаемые в настоящее время оптические рефлектометры не позволяют измерять задержки сигнала в ВОЛС протяженностью до 100 км с погрешностью не более 100 пс, что приводит к необходимости разработки нового рефлектометра, позволяющего решить данную задачу.

Для высокоточного определения задержек в ВОЛС может использоваться частотный метод рефлектометрии [2], однако недостатком этого метода является необходимость обеспечения низкого уровня шума.

Разрешение импульсных рефлектометров зависит прежде всего от характеристик используемых измерителей интервалов времени – разрешения при измерениях интервалов времени и погрешности частоты опорного генератора. Наиболее точные современные измерители интервалов времени имеют разрешение около 10 пс (2σ, где σ – среднеквадратическое отклонение, СКО). Следовательно, для измерений задержек распространения сигнала с погрешностью менее 100 пс можно использовать импульсный метод с применением измерителей интервалов времени с пикосекундным разрешением.

Предлагаемая структурная схема импульсного оптического рефлектометра, построенная с использованием измерителя интервалов времени с пикосекундным разрешением (таймера событий)-EventTimer A033ET/USB [2], представлена на рис. 1.

Принцип действия предложенного рефлектометра состоит в следующем. Генератор импульсов ГИ подает запускающие электрические импульсы на лазерный модуль Л, затем оптические импульсы с выхода лазерного модуля попадают в блок разветвителей-объединителей БРО, где импульс разделяется на два канала: по первому каналу он поступает на фотоприёмник ФП, усиливается усилителем У, преобразуется с помощью устройства временной привязки УВП в импульс требуемой

для таймера событий формы и поступает на вход таймера событий ТС, при этом таймер событий фиксирует момент испускания импульса T_{i1}. Генератор ОГ используется таймером событий в качестве источника сигнала стабильной опорной частоты. По второму каналу импульс поступает через встроенную катушку волокна К в измеряемую волоконно-оптическую линию и распространяется по ней. Отраженный от ретрорефлектора РР, размещенного на торце волокна, импульс проходит по волокну в обратном направлении и через циркулятор Ц поступает на фотоприёмник, при этом ТС фиксирует момент прихода отраженного импульса T_{i2}. Для повышения точности за счет усреднения результатов измерений перечисленные операции повторяются Nраз ($i = 1\ldots N$). Задержка распространения импульса T_p по исследуемому волокну в прямом и обратном направлении (двусторонняя задержка) определяется по формуле:

$$T_p = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(T_{i2} - T_{i1} + \tau_n\right),$$

где τ_n – аппаратурная поправка рефлектометра для учёта разности задержек в каналах БРО и задержки в встроенной катушке волокна, используемой для устранения «мертвой зоны». Измерив двустороннюю задержку распространения, можно определить длину волокна с учетом данных о показателе преломления.

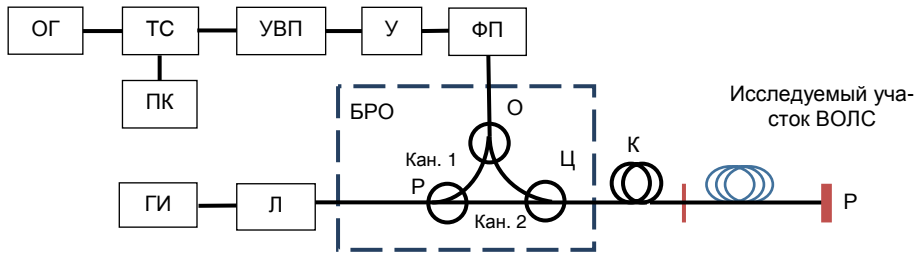


Рис. 1. Структурная схема оптического рефлектометра: ОГ – генератор сигнала опорной частоты; ПК – персональный компьютер, ТС – таймер событий, УВП – устройство временной привязки, У – усилитель, ФП – фотоприёмник, Л – лазерный модуль, ГИ – генератор импульсов, БРО – блок разветвителей и объединителей, О – объединитель, Ц – циркулятор, Р – разветвитель, К – встроенная катушка волокна; РР – ретрорефлектор

Оценим погрешность рефлектометра, построенного по предложенной схеме (см. рис. 1). Составляющими неисключенной системати-

ческой погрешности (НСП) рефлектометра являются: погрешность, обусловленная ошибкой срабатывания триггера таймера событий $\theta_{тр}$; погрешность определения аппаратурной поправки θ_{τ}; погрешность, обусловленная нестабильностью задержки сигнала в приемном тракте из-за влияния изменений температуры $\theta_{Т}$; погрешность поправки для учета влияния ослабления и дисперсии оптического волокна на форму фронта импульса $\theta_{ф}$; погрешность поправки на длину волны источника излучения θ_{λ}, погрешность, обусловленная долговременной (за 1 год) нестабильностью частоты опорного генератора $\theta_{ог}$, погрешность, обусловленная изменением длины катушки в зависимости от температуры окружающей среды $\theta_{к}$.

Вклад погрешности, обусловленной нестабильностью генератора не более 10^{-8} при измерении ВОЛС до 100 км, меньше 10 пс, поэтому его можно не учитывать. Изменение задержки при удлинении катушки К можно определить по формуле:

$$\Delta t = L \cdot \frac{\Delta n(T)}{c} + \Delta L(T) \cdot \frac{n}{c},$$

где Δt – изменение задержки в волокне; L – длина оптического волокна; n – показатель преломления; c – скорость света в вакууме; $\Delta n(T)$ – изменение показателя преломления под действием изменений температуры; $\Delta L(T)$ – изменение длины волокна под действием изменений температуры. Результаты расчета приведены на рис. 2.

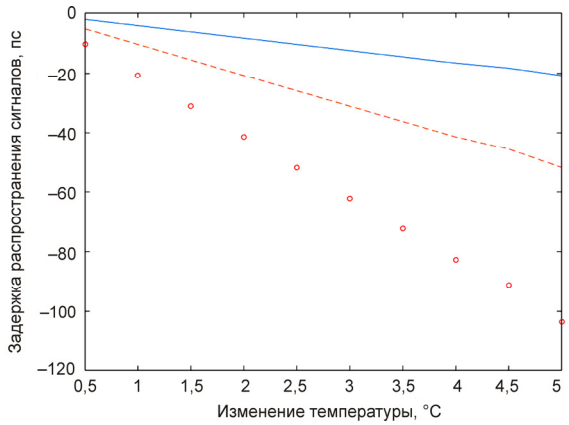


Рис. 2. Изменения задержки распространения сигнала в ВОЛС в зависимости от окружающей температуры

Сплошной линией показана задержка для ВОЛС длиной 1000 м, пунктирной – длиной 500 м, точками – длиной 200 м. Как видно из графика, при колебаниях температуры во время измерений до 5 °С в катушке длиной 200 м изменение задержки составит меньше 20 пс. Поэтому при расчетах и экспериментах далее будет использоваться катушка длиной менее 200 м.

При измерении задержки распространения сигнала в ВОЛС нужно также учитывать, что полученное значение будет использоваться в системах сравнения и синхронизации шкал времени с источниками излучения, у которых будет отличная длина волны от той, при которой проводились измерения на рефлектометре. Рассмотрим волокно SMF-28, для которого величина дисперсии $D(\lambda)$ для длины волны 1550 нм не должна превышать 18 $[\text{пс}/\text{нм}\cdot\text{км}]$. Тогда при отличии длин волн лазерных источников излучения на 1 нм разница задержек распространения сигналов по ВОЛС длиной 35 км составит 630 пс, для ВОЛС длиной 100 км – 1800 пс. Как видно из расчета, разница длин волн источников рефлектометра и систем сравнения и передачи шкал времени может внести большой вклад в неисключенную систематическую погрешность (НСП) – θ_λ.

Уменьшить величину θ_λ можно двумя путями. Можно использовать источник от систем сравнения и передачи шкал временив рефлетометре, если его параметры удовлетворяют требованиям к источнику излучения. Недостатком такого подхода является необходимость калибровки задержек в рефлектометре, достоинством является исключение составляющей НСП - θ_λ.

Если параметры источника из системы сравнения и передачи шкал времени не позволяют использовать его в рефлектометре, необходимо измерять длины волн источников лазерного излучения и вводить поправку, если они отличаются. Ниже в табл. 2 приведены характеристики коммерческих спектроанализаторов.

Таблица 2

Погрешность измерения длины волны спектроанализаторами

Спектроанализатор	Погрешность измерения длин волн
Anritsu MS 9740A	± 20 пм
EXFO FTB 5230S	± 20 пм
ViaviOSA-500RS	± 10 пм

Для расчета θ_λ будем считать, что погрешность измерения длины составляет 20 пм (погрешность большинства спектров анализаторов в оптическом спектральном диапазоне 1300–1650 нм). Тогда θ_λ для ВОЛС длиной 100 км составит 36 пс.

С учетом изложенного доверительные границы НСП рефлектометра при вероятности 0,95 будут определяться по формуле:

$$\theta_\Sigma = \pm 1{,}1\sqrt{\theta_{\text{тр}}{}^2 + \theta_\tau^2 + \theta_T^2 + \theta_\Phi^2 + \theta_{\text{ОГ}}^2 + \theta_\lambda^2 + \theta_K^2},$$

а доверительные границы Δ абсолютной погрешности измерений рефлектометром задержки распространения сигнала при вероятности 0,95 – по формуле:

$$\Delta = \pm 2 \cdot \sqrt{\frac{\theta_\Sigma{}^2}{3} + \sigma^2}.$$

Составляющие погрешности рефлектометра приведены в табл. 3.

Таблица 3

Бюджет погрешности рефлектометра

Обозначения составляющих погрешности	Значения при длине ВОЛС 1 км	Значения при длине ВОЛС 50 км	Значения при длине ВОЛС 100 км
θ_{TP}	5 пс	5 пс	5 пс
Обозначения составляющих погрешности	Значения при длине ВОЛС 1 км	Значения при длине ВОЛС 50 км	Значения при длине ВОЛС 100 км
θ_τ	5 пс	5 пс	5 пс
θ_{t0}^*	2 пс	2 пс	2 пс
θ_Φ	–	7 пс	15пс
θ_f	–	5 пс	10 пс
θ_λ	0,36 пс	18 пс	36 пс
σ	2 пс	3 пс	7 пс
Результаты расчета			
θ_Σ	8,1 пс	23,4 пс	45,3 пс
Δ	10,2 пс	27,7 пс	53,8 пс

* при нестабильности температуры в пределах ±1 °С

Для проверки работоспособности макета рефлектометра и оценки его разрешения использовались тестовые линии, собранные из бухты оптического волокна длиной 1 км и оптического перехода (короткого отрезка оптического волокна в керамической оболочке, размещенного в металлическом корпусе). Геометрическая длина перехода, предварительно измеренная микрометром, составила 26,2 мм (рис. 3).

а

б

Рис. 3. Измерение длины волоконного перехода (*а*), тестовая линия (*б*)

Дальнейшие измерения проводились на длине волны 1310 нм в два этапа: вначале рефлектометром измерялась задержка распространения импульса в тестовой линии, состоящей только из волоконной бухты, а затем к концу тестовой линии подключался оптический переход и измерялась суммарная задержка в составной тестовой линии. Нестабильность температуры в помещении не превышала ± 1°С.

Для волоконной бухты среднее значение задержки распространения сигнала составило 9,8493263 мкс, а для волоконной бухты с оптическим переходом 9,8495758 мкс разность полученных результатов со-

ставила 0,0002495 мкс, что в пересчете на геометрическую длину оптического перехода составляет 25,5 мм. Длина этого оптического перехода, измеренная микрометром, составила 26,2 мм, а разность полученных значений составила 0,7 мм.

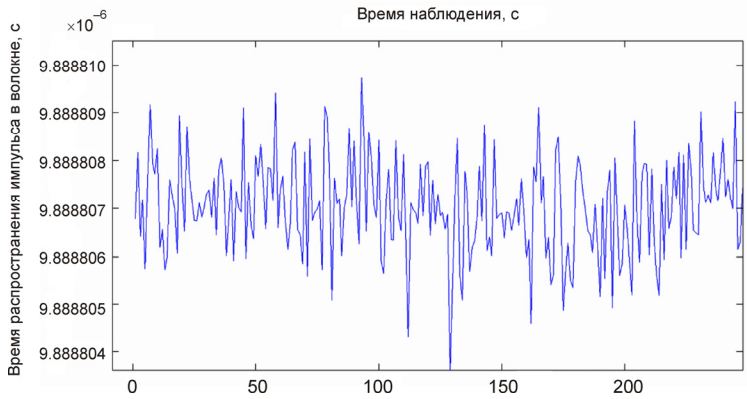


Рис. 4. Результаты измерений времени задержки сигналов в волокне

СКО σ результатов измерений рефлектометра не превысило 1,2 пс. На основе полученных результатов проведена оценка разрешения рефлектометра (минимальной разности задержек, которую может зарегистрировать прибор). Экспериментальные исследования разработанного макета показали, что разрешение рефлектометра не превысило 5–8 пс, а погрешность определения разности задержек распространения сигнала составила не более 11 пс для линий длиной до 1 км и не более 55 пс для линий длиной до 100 км.

Практическая апробация макета рефлектометра проведена при измерениях задержки в реальной волоконно-оптической линии, проложенной между отдельно стоящими зданиями. При этом СКО результатов измерений не превысило 5 пс.

Теоретическая оценка погрешности измерений задержки распространения сигнала предложенным рефлектометром показала, что при использовании опорного генератора с относительной погрешностью по частоте не более $1 \cdot 10^{-8}$ и измерителя длин волн с погрешностью не более 0,02 нм погрешность измерений задержки не превысит ±110 пс для ВОЛС длиной до 100 км.

Таким образом, для высокоточного определения задержек распространения сигнала в оптическом волокне предлагается использо-

вать метод импульсной рефлектометрии во временной области, реализованный с использованием таймеров событий с пикосекундным разрешением. Особенностью предложенной схемы является использование встроенной в рефлектометр короткой катушки волокна, позволяющей устранить мертвую зону в начале шкалы и определять текущее значение аппаратурной поправки. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что рефлектометр, построенный по предложенной схеме, позволит измерять задержки распространения сигнала в оптических волокнах с погрешностью не более ±110 пс и определять разность задержек в оптических волокнах и пассивных элементах ВОЛС с погрешностью не более ±20 пс.

Список литературы

1. Донченко С.С., Колмогоров О.В., Прохоров Д.В. Система одно- и двухсторонних сравнений шкал времени // Измерительная техника. – 2015. – № 1. – С. 14–17.

2. Способ формирования внутренней шкалы времени устройств сравнения и синхронизации шкал времени и оптоволоконных рефлектометров и устройство для его осуществления: пат. RU 2623840 / Д.В. Прохоров, О.В. Колмогоров, С.С. Донченко.

References

1. Donchenko S.S., Kolmogorov O.V., Prokhorov D.V. Sistema odno- i dvukhstoronnikh sravneniy shkal vremeni [One- and two-sided time scales system comparing]. Izmeritelnaya tekhnika, 2015, no. 1, pp. 14-17.

2. Prokhorov D.V., Kolmogorov O.V., Donchenko S.S. Sposob formirovaniya vnutrenney shkaly vremeni ustroystv sravneniya i sinkhronizatsii shkal vremeni i optovolokonnykh reflektometrov i ustroystvo dlya ego osushchestvleniya [Inner time scale of comparing devices formation and syncing scales with optical fiber reflectometers (method and device). Patent Russian Federation RU 2623840.

Получено 02.06.2018

УДК 621.383

Р.С. Пономарев, Д.И. Шевцов

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ В ПРОИЗВОДСТВЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ СХЕМ[3]

Рассматриваются интегрально-оптические модуляторы фазы излучения, применяемые в волоконно-оптических гироскопах. Показано, что применение высокоразрешающего OFDR-рефлектометра для измерения обратных отражений в интегрально-оптической схеме позволяет надежно детектировать отражающие дефекты, приводящие к возникновению паразитных интерферометров и снижающие точность работы прибора.

Ключевые слова: электрооптические модуляторы фазы, ниобат лития, волоконно-оптический гироскоп, зона нечувствительности, обратные отражения, рефлектометрия.

R.S. Ponomarev, D.I. Shevtsov

Perm State National Research University, Perm, Russian Federation

USING OF OPTICAL REFLECTOMETRY IN INTEGRATED-OPTIC DEVICE PRODUCTION

The article is devoted to fiber-optic gyro phase modulators. High resolution OFDR reflectometer was used for measurement back reflection in phase modulators to detect defects leads to parasitic interferometers and dead-band of fiber-optic gyro.

Keywords: electro-optic phase modulators, lithium niobate, fiber optic gyro, insensitivity band, back reflection, OFDR.

Высокоразрешающая оптическая рефлектометрия позволяет детектировать отражающие события, возникающие на дефектах световода или на границе прозрачных сред, и широко используется для исследования состояния волноводов в чипах фотонных интегральных схем [1–3]. В данной работе для исследования интегрально-оптических схем применялся оптический рефлектометр частотной области (OFDR) Luna OBR 5T-50, объектом исследования были модуляторы фазы излучения, применяемые для модуляции и поляризации света в волоконно-

[3] Статья по материалам доклада на конференции «Оптическая рефлектометрия 2018».

оптических гироскопах навигационного класса точности. Предметом исследования были дефекты указанных фазовых модуляторов, приводящие к возникновению зоны нечувствительности гироскопа – неспособности детектировать угловую скорость при ее малых величинах [4–7] (рис. 1).

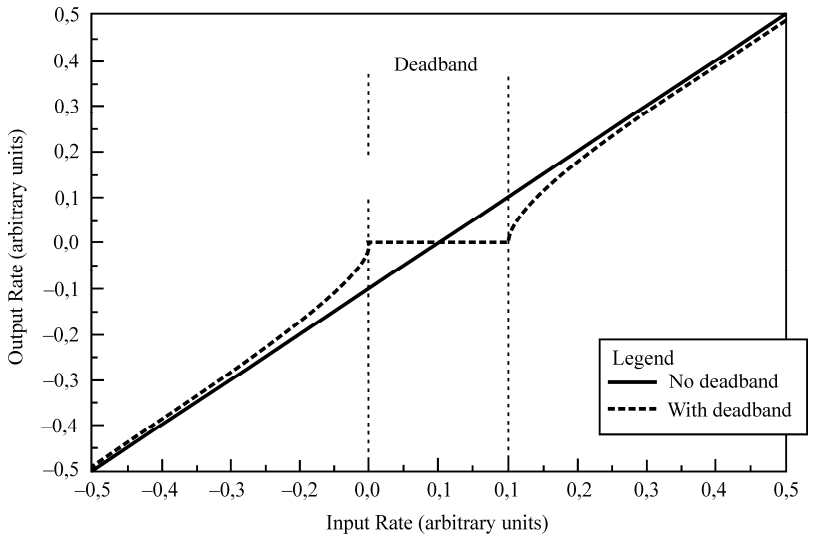


Рис. 1. Зона нечувствительности волоконно-оптического гироскопа [7]

В качестве рабочей гипотезы выдвигалось предположение о том, что зона нечувствительности гироскопа обусловлена наличием паразитных интерферометров в оптическом тракте, возникающих в результате нежелательных обратных отражений в точках соединения волоконных световодов и канальных волноводов чипа интегрально-оптической схемы (рис. 2).

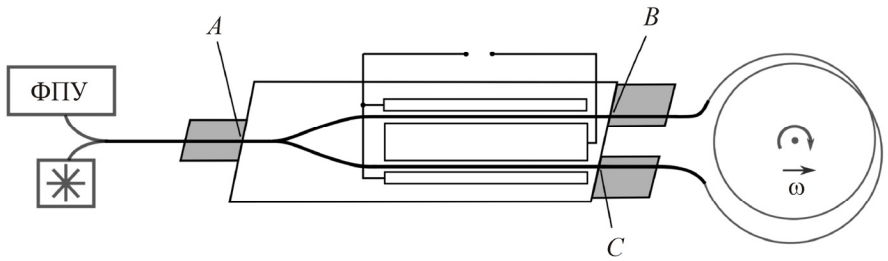


Рис. 2. Фазовый модулятор ВОГ (точками отмечены места стыковки чипа модулятора с волоконными световодами; точка *A* соответствует месту стыковки модового фильтра, точки *B* и *C* – волоконного контура)

Целью работы было выяснение реальной величины обратных отражений и их стабильности в указанных точках оптического тракта, а также установление связи между величиной обратных отражений и величиной зоны нечувствительности гироскопа.

Исследуемые образцы

Исследуемые образцы представляли собой интегрально-оптические модуляторы фазы излучения, построенные по схеме Y-разветвителя на основе протонообменных канальных волноводов, формируемых в кристаллах LiNbO3 конгруэнтного состава. Излучение вводилось и выводилось с помощью волоконных световодов типа Panda, сохраняющих поляризацию излучения. Длина чипа интегральной схемы составляла 40 мм, величина показателя преломления канальных волноводов составляла 2,22. В точках стыковки волоконные световоды приклеивались к чипу интегральной схемы с помощью УФ-отверждаемого полимерного клея с показателем преломления, совпадающим с показателем преломления сердцевины волоконного световода. Стыковка проводилась с сохранением поляризации излучения, минимальное значение выходной поляризации излучения было не ниже 30 дБ, типичное значение – 35 дБ.

Процедура измерения

Получение рефлектограмм проводилось следующим образом: выходы модулятора поочередно приваривались с помощью сварочного аппарата Fujikura FSM-60s к участку жертвенного волокна, соединенному с входом рефлектометра через разъем FC-APC. Использование жертвенного волокна обусловлено стремлением уменьшить число действий, связанных с вводом и выводом коннекторов в приемное гнездо прибора и возможностью внесения нежелательных рассеивающих дефектов, пылинок, грязи. Измерения проводились при нормальных условиях в чистом помещении класса 7. Рефлектограммы осреднялись встроенными средствами программы обработки Luna Analysis, поставляемой в комплекте с рефлектометром. Перед каждой серией измерений проводилась самокалибровка прибора по внутреннему источнику излучения. Указанные меры привели к сохранению неизменной высоты фона при измерении, что позволило сравнивать друг с другом абсолютные значения высоты пиков на рефлектограммах без дополнительной нормировки.

Результаты и их обсуждение

Пример получаемой рефлектограммы приведен на рис. 3.

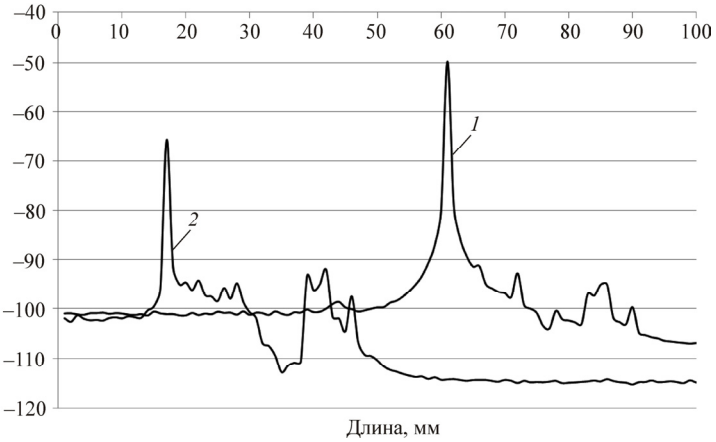


Рис. 3. Рефлектограмма образца фазового модулятора: линия *1* – дефектное левое плечо модулятора с высокими обратными отражениями в зоне стыковки волоконного контура, соответствует точке *B* на рис. 1; линия *2* – исправное правое плечо с низкими обратными отражениями во всех точках

Первоначальный анализ высоты пиков обратных отражений по самому высокому значению показал, что имеется прямая связь между предельной высотой пика и вероятностью отбраковки модулятора по наличию зоны нечувствительности. Пороговое значение величины обратных отражений при этом составило минус 57 дБ в любой точке рефлектограммы. Однако для ряда образцов с низкими пиками также было показано наличие паразитных интерферометров, приводящих к появлению зоны нечувствительности.

Дополнительные исследования показали, что помимо абсолютной высоты пика значение имеют его вид и ширина основания. При заметном уширении основания пика также резко повышалась вероятность отбраковки образца. Кроме того, было показано, что раздвоение пиков также является нежелательным фактором.

Заключение

Всего по результатам работы было проанализировано около 300 образцов модуляторов, и были обнаружены характерные значения и вид кривых обратных отражений, соответствующие годным издели-

ям и изделиям, имеющим критические дефекты. Указанные значение и вид кривых были внедрены в процедуру оценки качества модуляторов, что позволило сдвинуть ближе к началу производственного цикла важную контрольную операцию, приведя к значительной экономии времени и материальных ресурсов.

Список литературы

1. High Resolution Optical Frequency Domain Reflectometry for Analyzing Intra-Chip Reflections / D. Zhao, D. Pustakhod, K. Williams, & X. Leijtens // IEEE Photonics Technology Letters. – 2017. – 29(16). – P. 1379–1382.

2. High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies / B.J. Soller, D.K. Gifford, M.S. Wolfe, M.E. Froggatt // Optics Express. – 2005. – 13(2). – P. 666–674.

3. Glombitza U., Brinkmeyer E. Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides // Journal of Lightwave Technology. – 1993. – 11(8). – P. 1377–1384.

4. Study on dead zones of fiber-optic gyros / D.A. Egorov, R.O. Olekhnovich, A.A. Untilov, A.S. Aleinik, G.B. Deineka, V.E. Strigalev // Gyroscopy and Navigation. – 2011. – 2. – P. 64–78.

5. Lefevre H.C. The Fiber-Optic Gyroscope. – London: Artech House, 1993. – 332 p.

6. Nayak J. Fiber-optic gyroscopes: from design to production // Applied Optics. – 2011. – 50(25). – P. E152–E161.

7. Pavlath G. A. Closed loop fiber optic gyros // Fiber Optic Gyros: 20th Anniversary Conference. – 1996. – 2837. – P. 46–60.

References

1. Zhao D., Pustakhod D., Williams K., Leijtens X. High resolution optical frequency domain reflectometry for analyzing intra-chip reflections. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2017, 29(16), pp. 1379-1382.

2. Soller B.J., Gifford D.K., Wolfe M.S., Froggatt M.E. High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies. *Optics Express*, 2005, 13(2), pp. 666-674.

3. Glombitza U., Brinkmeyer E. Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 1993, 11(8), pp. 1377-1384.

4. Egorov D.A., Olekhnovich R.O., Untilov A.A., Aleinik A.S., Deineka G.B., Strigalev V.E. Study on dead zones of fiber-optic gyros. *Gyroscopy and Navigation*, 2011, 2, pp. 64-78.

5. Lefevre H.C. The fiber-optic gyroscope. London, Artech House, 1993, 332 p.

6. Nayak J. Fiber-optic gyroscopes: from design to production. *Applied Optics*, 2011, 50 (25), pp. E152-E161.

7. Pavlath G.A. Closed loop fiber optic gyros. In *Fiber Optic Gyros: 20th Anniversary Conference*, 1996, 2837, pp. 46-60.

Получено 28.02.2018

УДК 681.586.5

К.М. Жуков[1], Д.Е. Симикин[2], М.А. Таранов[2]

[1] ООО «Лаборатория электронных и оптических устройств», Москва, Россия
[2] ООО «ПетроФайбер», Новомосковск, Россия

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЦИКЛИЧЕСКИХ КОДОВЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ В РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВОЛОКОННЫХ ДАТЧИКАХ[4]

Приведены преимущества использования кодовых последовательностей (КП) в OTDR (Optical Time Domain Reflectometer) и примеры типов КП. Рассмотрены артефакты, возникающие при использовании КП, их влияние на функционирование разных типов OTDR. Рассмотрены методы устранения артефактов обработки. Приведены экспериментальные результаты использования метода циклических симплекс-кодов в распределенных датчиках контроля изменения температуры и измерения температуры, работающих по принципу регистрации компонент рамановского рассеяния в бриллюэновском рефлектометре.

Ключевые слова: рефлектометрия, распределенные волоконные датчики, кодовые последовательности, циклические симплекс-коды.

K.M. Zhukov[1], D.E. Simikin[2], M.A. Taranov[2]

[1] “Laboratory of electronic and optic systems” Ltd., Москва, Россия
[2] Perofibre Ltd., Novomoskovsk, Moscow, Russian Federation

FEATURES ON CYCLIC SIMPLEX CODING IMPLEMENTED IN DISTRIBUTED FIBER SENSORS

Advantages of coding techniques in OTRD are presented and some types of codes are described. Artifacts occurring through decoding are shown and their influence is discussed. Experimental results for cyclic simplex codes implemented in Raman-DTS, BOTDR are presented.

Keywords: OTDR, Distributed fiber sensors, coding sequences, cyclic simplex code.

Введение

Развитие распределенных датчиков на принципе OTDR и расширение сферы их применения привели к жестким требованиям к характеристикам подобных систем. В зависимости от решаемых задач к ра-

[4] Статья по материалам доклада на конференции «Оптическая рефлектометрия 2018».

бочим характеристикам распределенных волоконных датчиков можно отнести пространственное разрешение, чувствительность, динамический диапазон, отношение сигнал–шум, время измерения или реакции. Как правило, ни одну из характеристик нельзя улучшать выше некоторого порога из-за возникновения нелинейных эффектов или из-за того, что улучшение одной характеристики приведет к ухудшению другой.

Концепция кодовых последовательностей (КП) подразумевает увеличение средней излучаемой мощности за счет большего количества импульсов в единицу времени по сравнению с моноимпульсным режимом, при этом уровень шума остается на прежнем уровне (при допущении, что шум тепловой), что гарантирует увеличение отношения сигнал–шум. Увеличивается количество импульсов, а не их ширина, и используемые математические аппараты гарантируют возможность восстановления отклика, соответствующего единичному импульсу.

Кодовые последовательности применимы для типов систем, в которых отклик на последовательность импульсов может быть представлена как суперпозиция откликов на единичные импульсы. В частности, это системы, основанные на регистрации компонент рамановского рассеяния (DTS), бриллюэновского рассеяния (BOTDA и BOTDR) и некогерентные рефлектометры.

Теоретическая часть

Коды Голея

Исторически одними из первыми для OTDR были применены коды Голея [1]. Фактически код Голея – это корректирующий ошибки код, используемый в коммуникационных технологиях. Он представляет из себя две комплиментарные биполярные последовательности, для которых верно:

$$A \oplus A + B \oplus B = 2L\delta(t),$$

где A – первая последовательность, B – вторая последовательность, а L – длина последовательности.

Существует рекурсивное правило генерации последовательностей A и B:

$$\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} A & B \\ A & B \end{pmatrix}$$

Следуя этому правилу, легко получить последовательности длиной 2^N. Начиная с A=[1], B=[1],

$$\begin{pmatrix}1\\1\end{pmatrix}\rightarrow\begin{pmatrix}1 & 1\\1 & -1\end{pmatrix}\rightarrow\begin{pmatrix}1 & 1 & 1 & -1\\1 & 1 & -1 & 1\end{pmatrix}$$

Однако для OTDR отрицательные импульсы лишены физического смысла и необходимо преобразовать две биполярные в четыре полярные последовательности, которые можно получить модуляцией мощности источника:

$$A1=\frac{1+A}{2}\quad A2=\frac{1-A}{2}\quad B1=\frac{1+B}{2}\quad B2=\frac{1-B}{2}.$$

Принцип работы кодов Голея будет проиллюстрирован на примере кода длиной 32:

1) генерация биполярных последовательностей A и B (рис. 1);

2) преобразование в полярные последовательности $A1$, $A2$, $B1$, $B2$ (рис. 2);

3) получение откликов (рефлектограмм) на последовательности $A1$, $A2$, $B1$, $B2$ (рис. 3);

4) вычитание $A1$–$A2$, $B1$–$B2$ для получения откликов R_A и R_B на исходные последовательности A и B (рис. 4);

5) корреляция откликов R_A и R_B с соответствующими последовательностями (рис. 5);

6) суммирование получившихся корреляционных функций, восстановление формы отклика на единичный импульс (рис. 6).

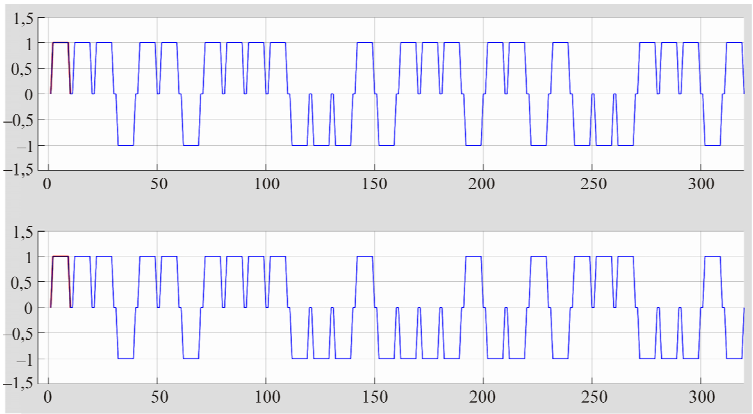


Рис. 1. Биполярные последовательности A и B

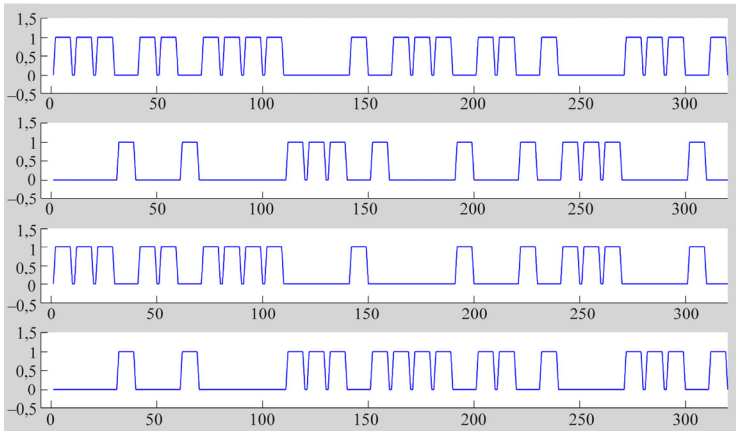


Рис. 2. Униполярные последовательности *A*1, *A*2, *B*1 и *B*2

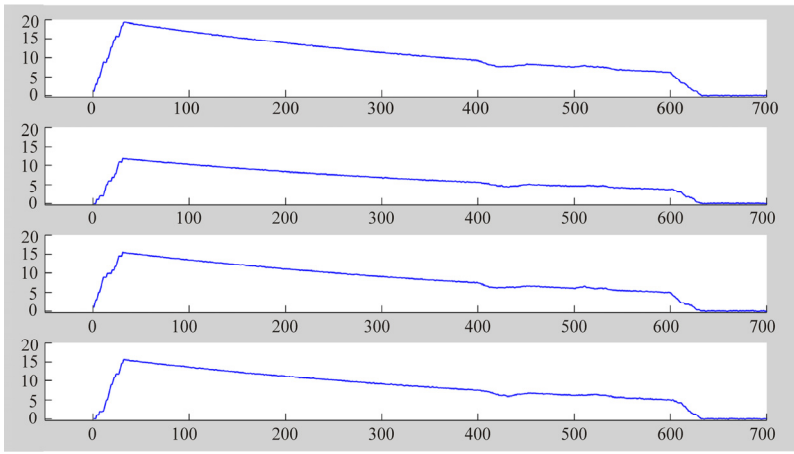


Рис. 3. Отклики на последовательности *A*1, *A*2, *B*1 и *B*2

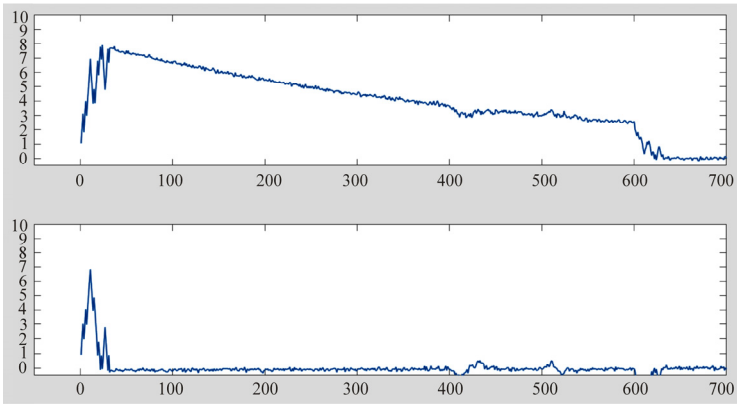


Рис. 4. Отклики на последовательности *A* и *B*

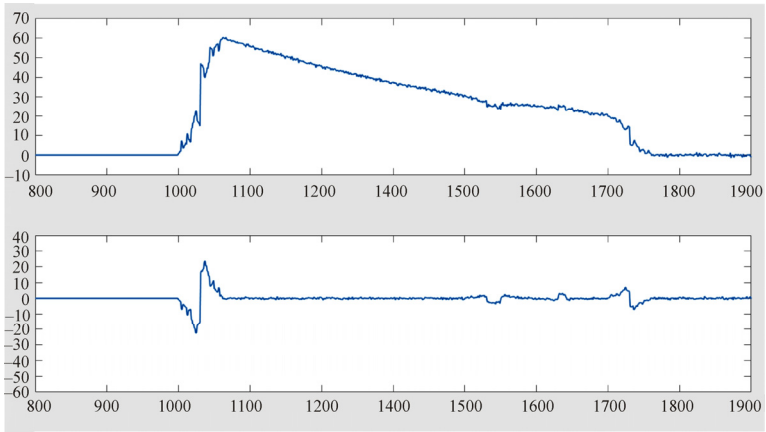


Рис. 5. Корреляционные функции R_A/A и R_B/B

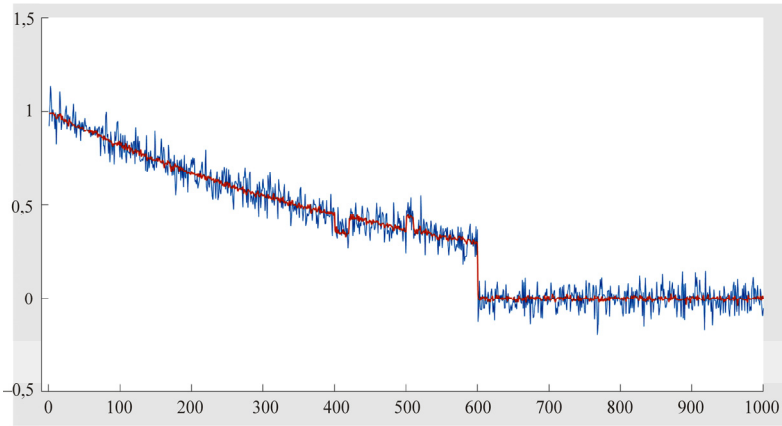


Рис. 6. Сравнение восстановленного отклика (красный) и отклика, полученного в моноимпульсном режиме (синий)

Уменьшение шума зависит от длины последовательности L, увеличение отношение сигнал–шум равно:

$$G = \sqrt{\frac{L}{4}}.$$

Однако корреляционным методикам, к которым относится код Голея свойственно ухудшение пространственного разрешения, объясняемое математикой процесса декодирования. Фактически восстанавливается отклик не на единичный импульс, а на автокорреляционную функцию этого импульса.

Симплекс-коды

К методам кодирования, призванным исправить этот недостаток корреляционных методик, можно отнести симплекс-коды. Процесс заключается в генерации ортогональных векторов, что позволяет преобразовать декодирование в комбинацию матричных линейных операций. Было показано, что усиление, достигаемое при применении этой методики, составляет:

$$G = \frac{L+1}{2\sqrt{L}}$$

и никак не влияет на пространственное разрешение.

Одним из методов генерации матрицы симплекс-кодов является вычленение ее из матрицы Адамара путем исключения первой строки и первого столбца. Существует рекурсивное правило для построения матрицы Адамара степени 2^N:

$$H_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix},\ H_m = \begin{pmatrix} H_{m-1} & H_{m-1} \\ H_{m-1} & H_{m-1} \end{pmatrix}$$

Рассмотрим этот метод на примере кода с длиной 7. По указанному выше правилу получаем матрицу Адамара 8-го порядка и соответствующую матрицу симплекс кодов:

$$H_8 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad M_7 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Используя каждую строку матрицы в качестве последовательности, получаем матрицу откликов S (рис. 7).

Решая обратную задачу $S = M^{-1} \cdot R,$ получаем матрицу откликов на единичные импульсы R (рис. 8). Сдвиг и усреднение откликов в совокупности дают указанное значение увеличения отношения сигнал–шум.

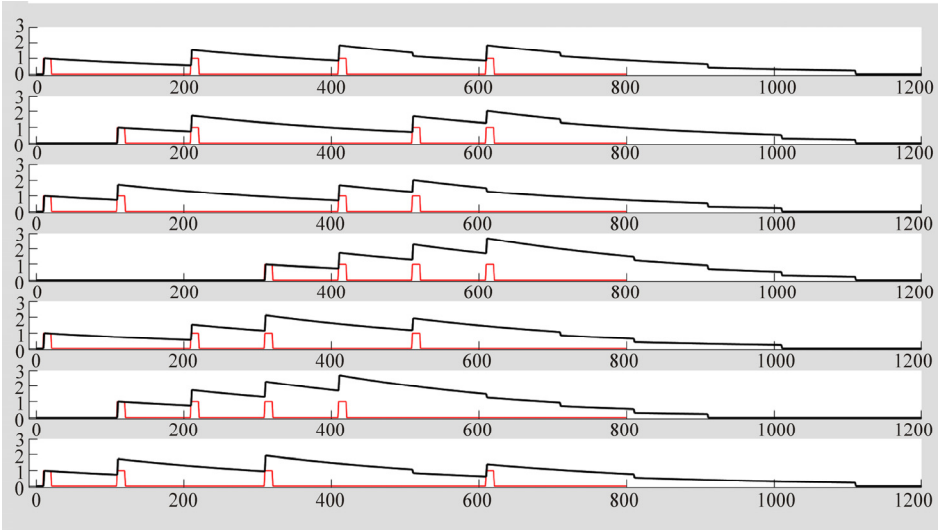


Рис. 7. Отклики (черным) на 7 последовательностей по 7 импульсов

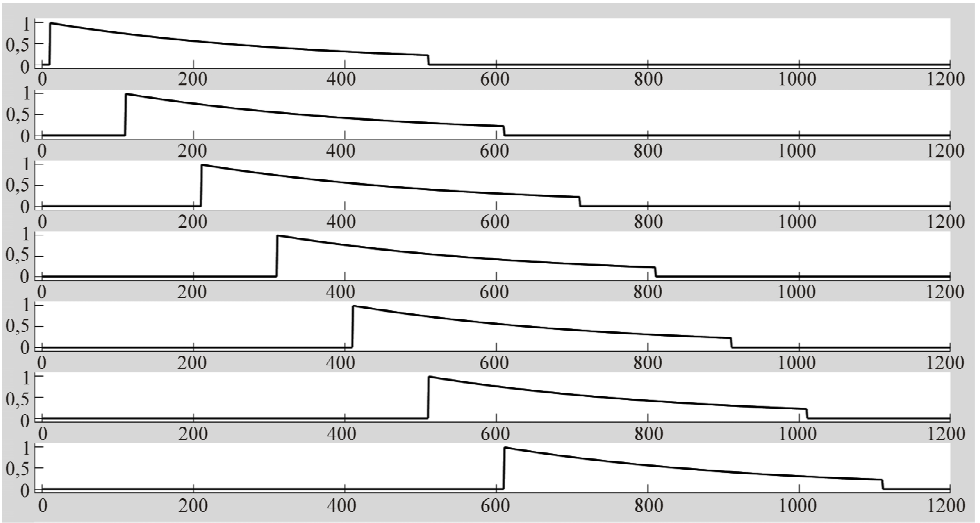


Рис. 8. Восстановленные отклики на единичные биты последовательности

Циклические симплекс коды

Отдельно надо упомянуть циклические или квазициклические симплекс-коды [2]. Ярким преимуществом по сравнению с обычными симплекс-кодами является то, что процесс декодирования доступен сразу после получения отклика на одну кодовую посылку. Этот метод прост в реализации и удобен для практического использования в OTDR-системах. Каждый раз посылается одна и та же последова-

тельность (например, любая строка из приведенной выше матрицы). Период между КП подбирается кратным длине последовательности и равномерно заполняется битами. Таким образом, между каждым битом текущей последовательности, а также между последним и первым битом соседних последовательностей получается одинаковая задержка (рис. 9). Это позволяет из одного отклика на КП за счет сдвигов сформировать целиком всю матрицу, необходимую для декодирования, и посчитать отклик на единичный импульс.

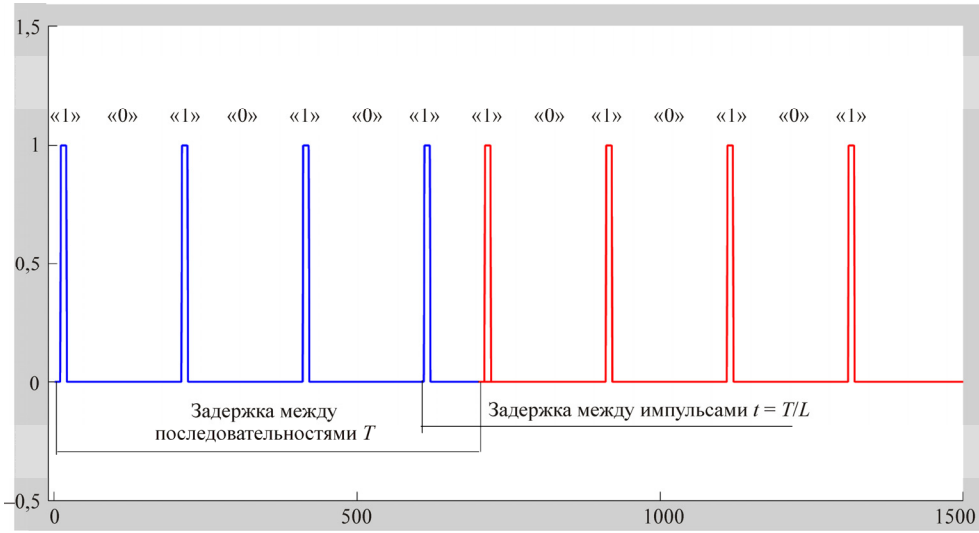


Рис. 9. Заполнение битами задержки между импульсами

Практическое применение

Артефакты

В наших работах мы использовали циклические симплекс-коды. Для их корректного функционирования необходимо соблюдение ряда следующих условий:

1) равная мощность импульсов:

2) линейность приемника;

3) равномерное заполнение задержки между последовательностями «битами»;

4) отсутствие эффектов насыщения приемника или выхода сигнала за пределы оцифровки.

Невыполнение условий приводит к различным искажениям формы восстановленного сигнала, что может быть критично для решаемых

задач. На практике тяжелее всего добиться равной мощности импульсов. В схемах, в которых последовательность генерируется напрямую на лазерном диоде, а затем подается на эрбиевый усилитель, неизбежно образование артефактов декодирования в виде ступенчатых искажений формы из-за разной мощности импульсов внутри последовательности (рис. 10). Проводилась коррекция артефактов математическим путем. Для этого часть мощности после усилителя отводилась на приемник и измерялись мощности каждого импульса в последовательности. Данные, полученные в результате этих действий, позволили откорректировать коэффициенты в матрице и компенсировать артефакты.

Также проводилась коррекция на аппаратном уровне. Часть мощности после эрбиевого усилителя отводилась на приемник для измерения мощности «битов». После чего в несколько итераций подбирался ток накачки лазерного диода для каждого импульса последовательности так, чтобы скорректировать разность мощности импульсов после усиления.

Кроме того, для обеспечения равной мощности импульсов можно использовать акустооптический модулятор (АОМ). В такой схеме лазерный диод генерирует импульсы и на «нулевые», и на «единичные» биты, а модулятор вырезает из них нужную последовательность.

Стоит отметить, что использование АОМ приводит к усложнению и удорожанию систем, необходимости использования очень мощных источников излучения (учитывая потери на модуляторе).

С практической точки зрения было полезнее проверить применимость метода при условии образования артефактов обработки. В первую очередь мы использовали КП для тех типов систем, в которых искажения формы рефлектограммы не повлекут искажения измеряемых или отслеживаемых величин.

Мы использовали КП без выравнивания мощности импульсов для системы мониторинга изменения температуры на основе регистрации антистоксовой компоненты рамановского рассеяния. Принцип работы такого датчика подразумевает слежение за относительным изменением амплитуды рефлектограммы. Как было указанно, возникли артефакты – «ступеньки». Однако, так как артефакты стационарны при неизменности уровня накачки эрбиевого усилителя, на работоспособность системы они влияния не оказали. Полученное улучшение отношения сигнал–шум было незначительно ниже расчетного значения из-за вариации мощности импульсов в пределах 1 % (рис. 11). Улучшение отношения сигнал–шум составило 7,2 дБ.

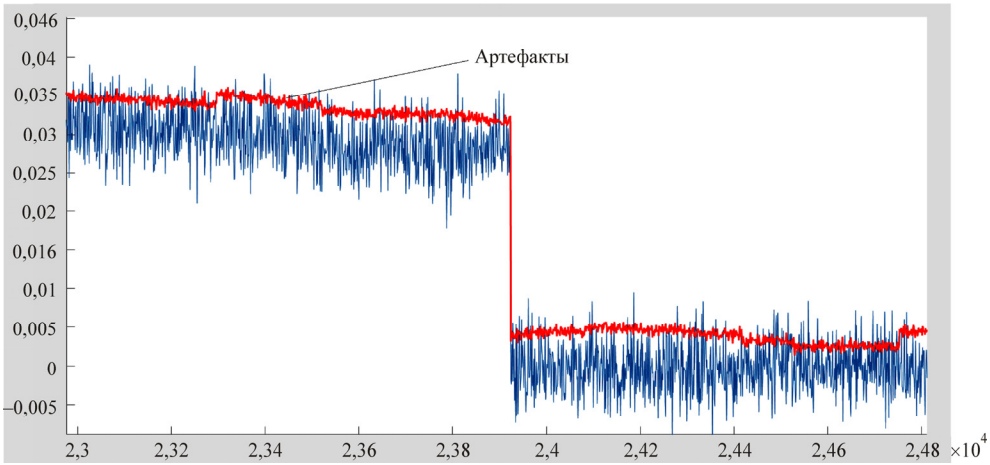


Рис. 11. Рефлектограмма антистоксовой компоненты ДТС: моноимпульсный режим – синий цвет, кодовая посылка (223 бита) – красный цвет

Схема с циклической кодовой последовательностью без выравнивания мощности была применена для бриллюэновского рефлектометра с активным бриллюэновским фильтром [3]. В таком типе систем форма принимаемой рефлектограммы не влияет на измеряемый сдвиг линий бриллюэновского рассеяния. В моноимпульсном режиме при длительности импульса 40, 80 и 160 нс предельная дальность работы не превышала 5 км из-за развития модуляционной нестабильности. Применение КП с длиной 59 позволило увеличить предельную дальность работы системы до 25 км и добиться приемлемой чувствительности при сохранении высокого пространственного разрешения и небольшого времени сканирования (рис. 12). Однако применительно к системам с активным бриллюэновским фильтром было обнаружено ограничение на длину КП. При большом количестве импульсов наступает ограничение пиковой мощности каждого импульса из-за возникновения вынужденного бриллюэновского рассеяния.

Кроме того, метод КП был реализован в DTS с прямой модуляцией диодного лазера без использования каких бы то ни было усилителей (рис. 13). Несмотря на небольшую мощность одномодовых лазеров (порядка сотен милливатт, на порядок ниже порога возникновения нелинейных эффектов), использование последовательности длиной 443 бита позволила добиться разрешения по температуре в 2 град на длине 25 км при времени накопления порядка 10 мин (рис. 14).

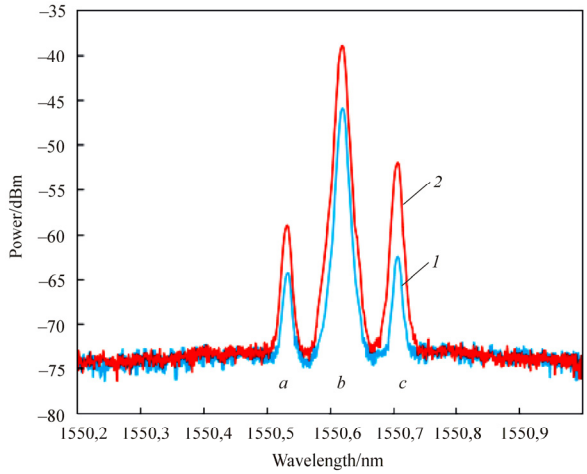


Рис. 12. Спектры бриллюэновского рассеяния
при использовании циклических симплекс кодов

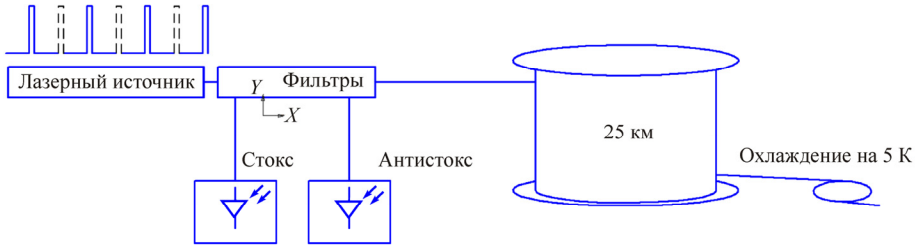


Рис. 13. Схема установки ДТС без усилителя

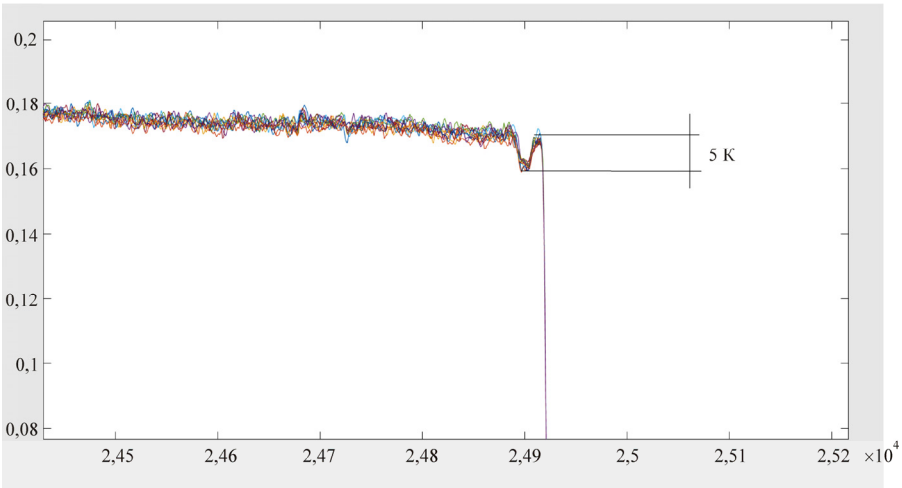


Рис. 14. Декодированная антистоксова компонента рамановского рассеяния
(конец 25-го км участка подвергался охлаждению на 5 град)

Циклические кодовые последовательности были применены в распределенной системе измерения температуры и напряжений оптического волокна по спектрам рассеяния Рэлея. Изначально в схеме прибора использовался лавинный фотодиод. Применение КП не дало улучшения рабочих характеристик из-за возрастания дробового шума, однако позволило заменить лавинный фотодиод на PIN-фотодиод без ухудшения измерительных характеристик.

Имеется возможность использования КП в когерентной фазочувствительной рефлектометрии [4]. Заявлено, что при использовании DFB-источника лазерного излучения с длиной когерентности большей длительности импульса, но меньшей, чем задержка между битами, получаемый отклик на последовательность также можно рассматривать как линейную суперпозицию откликов на единичные биты. Таким образом, с определенными ограничениями метод КП применим к когерентной рефлектометрии. В данном случае практическая польза заключается в возможности использования дешевых общедоступных DFB-лазеров вместо специальных узкополосных высококогерентных источников.

Выводы

Циклические симплекс-коды были применены для OTDR на основе регистрации рамановского рассеяния, спектров бриллюэновского рассеяния, спектров рэлеевского рассеяния. Для перечисленных типов OTDR допустимо появление артефактов от неравномерной мощности импульсов, деформация сигнала при декодировании не оказывает значительного влияния на улучшение отношения сигнал–шум.

Кодовые последовательности могут рассматриваться как метод улучшения измерительных характеристик систем, метод удешевления систем за счет возможности использовать более доступные или удобные в эксплуатации комплектующие.

Список литературы

1. Bentz Christopher M., Baudzus Lars, Krummrich Peter M. Signal to Noise Ratio (SNR) Enhancement Comparison of Impulse-, Coding- and Novel Linear-Frequency-Chirp-Based Optical Time Domain Reflectometry (OTDR) for Passive Optical Network (PON) Monitoring Based on Unique

Combinations of Wavelength Selective Mirrors // Photonics. – 2014. – 1(1). – P. 33–46.

2. Soto M.A., Bolognini G., Di Pasquale F., Thévenaz L. // Opt. Lett. – 2010. – 35. – 259.

3. Brillouin optical reflectometer with a Brillouin active filter / G.S. Budylin, B.G. Gorshkov, G.B. Gorshkov, K.M. Zhukov, V.M. Paramonov, D.E. Simikin // Quantum Electronics. – 2017. – 47(7). – P. 597–600.

4. High Performance Distributed Acoustic Sensor Using Cyclic Pulse Coding in a Direct Detection Coherent-OTDR / Muanenda Yonas, Oton Claudio J., Faralli Stefano, Di Pasquale Fabrizio // Proc. of SPIE. – Vol. 9655 965547-4.

References

1. Bentz C.M., Baudzus L., Krummrich P.M. Signal to noise ratio (SNR) enhancement comparison of impulse-, coding- and novel linear-frequency-chirp-based optical time domain reflectometry (OTDR) for passive optical network (PON) monitoring based on unique combinations of wavelength selective mirrors. *Photonics*, 2014, 1(1), pp. 33-46.

2. Soto M.A., Bolognini G., Di Pasquale F., Thévenaz L. *Opt. Lett*., 2010, 35, 259.

3. Budylin G.S., Gorshkov B.G., Gorshkov G.B., Zhukov K.M., Paramonov V.M., Simikin D.E. Brillouin optical reflectometer with a Brillouin active filter. *Quantum Electronics*, 2017, 47(7), pp. 597-600.

4. Muanenda Y., Oton C.J., Faralli S., Di Pasquale F. High performance distributed acoustic sensor using cyclic pulse coding in a direct detection coherent-OTDR. *Proc. of SPIE*, vol. 9655 965547-4.

Получено 03.06.2018

УДК 621.396

Д.Н. Москалев[1], У.О. Салгаева[2], Р.С. Пономарев[1, 2]

[1] Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия
[2] ООО «Малое инновационное предприятие «Пермские нанотехнологии», Пермь, Россия

РАЗРАБОТКА ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ С ВЫСОКИМИ СПЕКТРАЛЬНО-СЕЛЕКТИВНЫМИ СВОЙСТВАМИ НА ОСНОВЕ ВОЛНОВОДОВ ИХ Si_3N_4[5]

Представлено проектирование и моделирование спектральных характеристик интегрально-оптической брэгговской решетки (ИО БР) с модуляцией эффективного показателя преломления $\Delta n \sim 10^{-4}$ на основе волноводов из Si_3N_4. При моделировании и расчете спектральных характеристик ИО БР были использованы методы матрицы передачи, двунаправленного распространения собственных мод, согласованных пленочных мод и эффективного показателя преломления. По результатам моделирования, топология ИО БР была оптимизирована, введена аподизация.

Ключевые слова: интегрально-оптическиебрэгговские решетки, Si_3N_4, метод матрицы передачи, метод эффективного показателя преломления, аподизированные решетки.

D.N. Moskalev[1], U.O. Salgaeva[2], R.S. Ponomarev[1, 2]

[1] Perm State National Research University, Perm, Russian Federation
[2] LLC «Innovation Company «Perm Nanotechnologies», Perm, Russian Federation

DEVELOPING OF THE PHOTONIC INTEGRATED BRAGG GRATING WITH HIGH SELECTIVE SPECTRAL PROPERTIES BASED ON SI3N4 WAVEGUIDE

In this paper, developing and simulationofthe spectral properties of the photonic integrated bragg grating (PI BG) based on Si3N4 waveguides with differences of the effective refractive indices $\Delta n \sim 10^{-4}$ are presented. Methods of the effective refractive index, bidirectional eigenmode propagation, transfer matrix and film mode matching were used for simulation and calculation the spectral properties PI BG. Design of PI BG was optimized, apodization was used.

Keywords: photonic integrated bragg grating, Si_3N_4, transfer matrix method, effective refractive index method, apodized gratings.

[5] Статья по материалам доклада на конференции «Оптическая рефлектометрия 2018».

Брэгговские решетки являются распространенными элементами интегральной оптики. Стандартным методом формирования брэгговских решеток является создание модуляции эффективного показателя преломления (ПП) фундаментальной моды волновода вдоль направления распространения оптического излучения. Модуляцию эффективного показателя преломления фундаментальной моды волновода получают путем периодического изменения геометрических параметров волноводов (ширины или высоты) травлением. Минимальное значение модуляции эффективного показателя преломления ограничено разрешающей способностью фотолитографии и процесса травления и часто превышает $\Delta n \sim 10^{-2}$ ($\Delta n = n_1 - n_{\text{эфф.волновода}}$, где n_1 – эффективный ПП области с отличными геометрическими параметрами). Величина модуляции влияет на ширину отраженного пика на полувысоте [1, 2]. Подобные брэгговские решетки не могут быть использованы в качестве фильтров с высокими спектрально-селективными свойствами или в качестве детектирующих элементов, так как ширина пика на полувысоте составляет 10 нм. В данной работе описана разработка топологии низко-контрастной (с $\Delta n \sim 10^{-4}$) брэгговской решетки на основе волноводов из Si_3N_4 на подложке из SiO_2 на Si с шириной пика на полувысоте не более 1 нм.

Выбор нитрида кремния Si_3N_4 обусловлен низкими потерями на распространение излучения, термооптическими свойствами, высоким контрастом волноводов и широким окном прозрачности (от 0,4 до 2,0 мкм). Параметры поперечного сечения волновода (рис. 1) выбирались из условия одномодовости и наименьших оптических потерь для фундаментальной моды излучения ТЕ поляризации. Размеры волновода составили по ширине W = 1,2 мкм и по высоте T = 0,3 мкм. Для Si_3N_4 и SiO_2 были получены значения показателей преломления при нормальных условиях на длине волны излучения 1,55 мкм [3]: 2,00 и 1,47 соответственно.

Идея получения низкоконтрастной ИО БР на волноводах из Si_3N_4 заключается в периодическом чередовании областей А и Б (А – область с возмущенным эффективным показателем преломления оптической моды ТЕ поляризации прямого волновода) (рис. 2). Возмущение эффективного показателя преломления в области А создается путем расположения на расстоянии G от края волновода участков из Si_3N_4 с шириной W и периодом Λ.

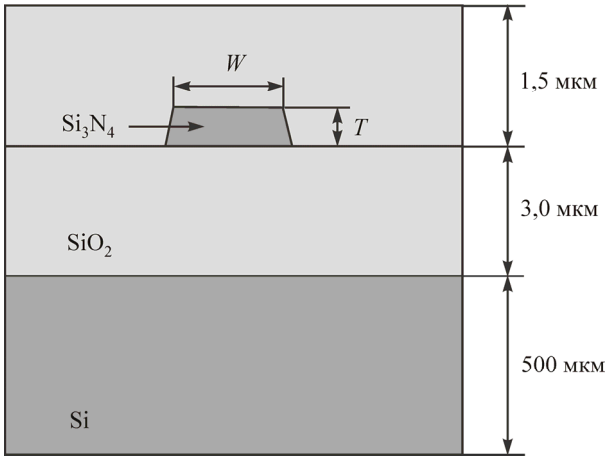


Рис. 1. Схема поперечного сечения волновода [3]

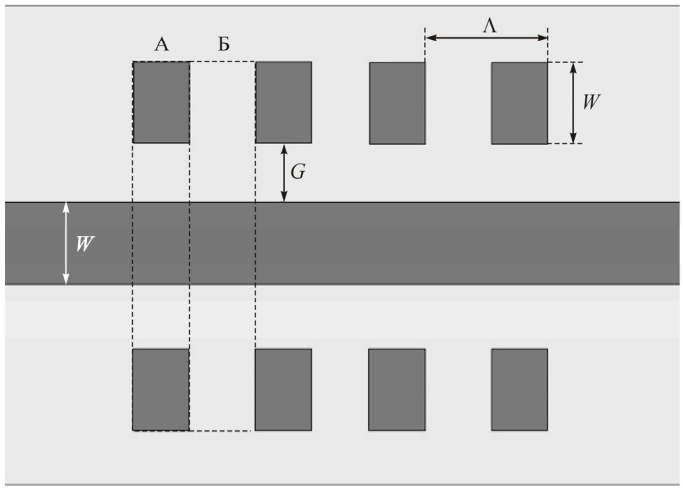


Рис. 2. Схема проектируемой решетки

Расстояние между краями периодически расположенных областей из Si_3N_4 и границей волновода G определяет эффективный ПП области А. Тогда разница эффективного ПП области Б и эффективного ПП области А есть модуляция эффективного показателя преломления на заданной длине волны или контрастность ИО БР. В данной статье для определения степени возмущения оптической моды проводилось моделирование методом согласованных пленочных мод поперечных сечений областей А и Б на длине волны 1,55 мкм ТЕ поляризации. Для моделирования применялся методы, реализованные в пакете для численного моделирования Optiwave.

С помощью моделирования поперечного сечения прямого волновода методом согласованных пленочных мод (профиль распределения мощности оптического излучения в области Б представлен на рис. 3) был получен эффективный показатель преломления фундаментальной моды, равный 1,60537 [4]. Тогда период брэгговской решетки для первого порядка дифракции должен быть равен 0,482 мкм.

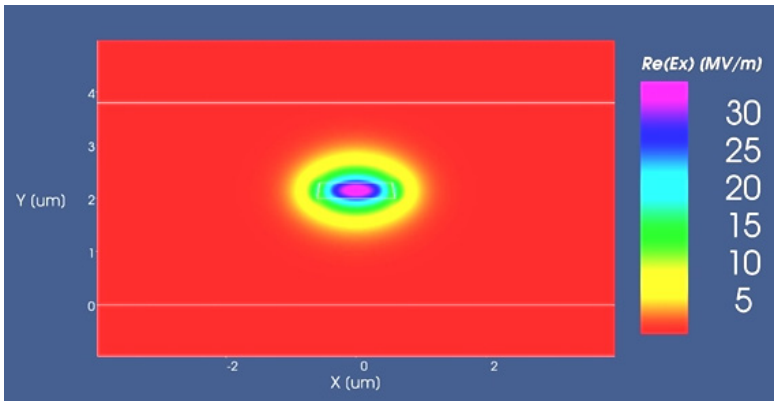


Рис. 3. Профиль распределения мощности оптического излучения в области Б

Расчет поперечного сечения области А проводился для набора расстояний G от 0,6 до 2 мкм (профиль распределения мощности оптического излучения представлен на рис. 4). Значение эффективного показателя преломления фундаментальной TE моды на длине волны 1,55 мкм на расстоянии 0,6 мкм составило 1,61115, а на расстоянии 2 мкм – 1,60586. Расстояние G = 1,5 мкм обеспечивает модуляцию эффективного показателя преломления $\Delta n \sim 10^{-4}$, длина ИО БР со 100%-ной степенью отражения составляла около 9,5 мм и могла быть размещена на интегрально-оптическом чипе стандартного размера (5,5 мм × 11 мм), поэтому полученное значение G использовалось для последующего моделирования и закладывалось в топологию ИО БР.

Задача построения спектров решетки на пропускание и отражение решалась методом матрицы передачи с помощью пакета Optiwave Grating [5]. Использовалось число периодов Λ, равное 20 000 элементов в моделируемой брэгговской решетке (длина решетки 9,64 мм). Для подавления интенсивности боковых лепестков применялась гауссова аподизация [6]. Аподизация в широком смысле – это настройка оптической системы, снижающая интенсивности боковых лепестков,

не изменяющая интенсивности основных максимумов. В случае интегральной фотоники аподизация выражается в изменении величины модуляции эффективного показателя преломления вдоль брэгговской решетки по гауссовому закону. В данной работе изменение величины модуляции достигалось изменением расстояния G. Для наглядности на рис. 5 представлена топология низкоконтрастной аподизированной ИО БР с малым числом периодов.

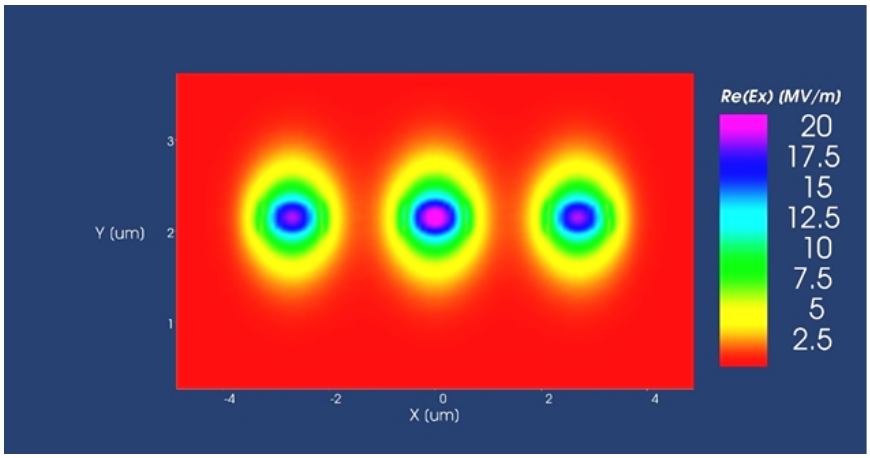


Рис. 4. Профиль распределения мощности оптического излучения в области A

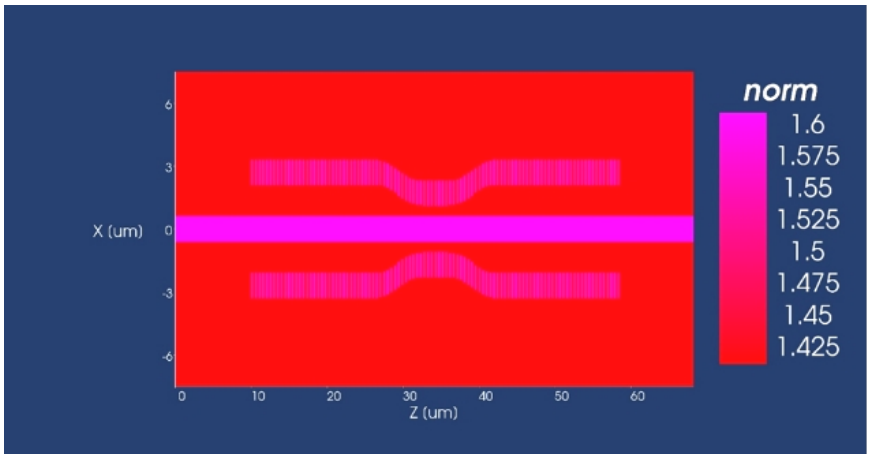


Рис. 5. Пример топологии низкоконтрастной аподизированной ИО БР с малым числом периодов

Спектральные характеристики аподизированной ИО БР на отражение и пропускание представлены на рис. 6. Ширина спектрального пика отражения на полувысоте составила 0,2 нм. Разница интенсивностей основного и побочных пиков отражения составила около 20 дБ.

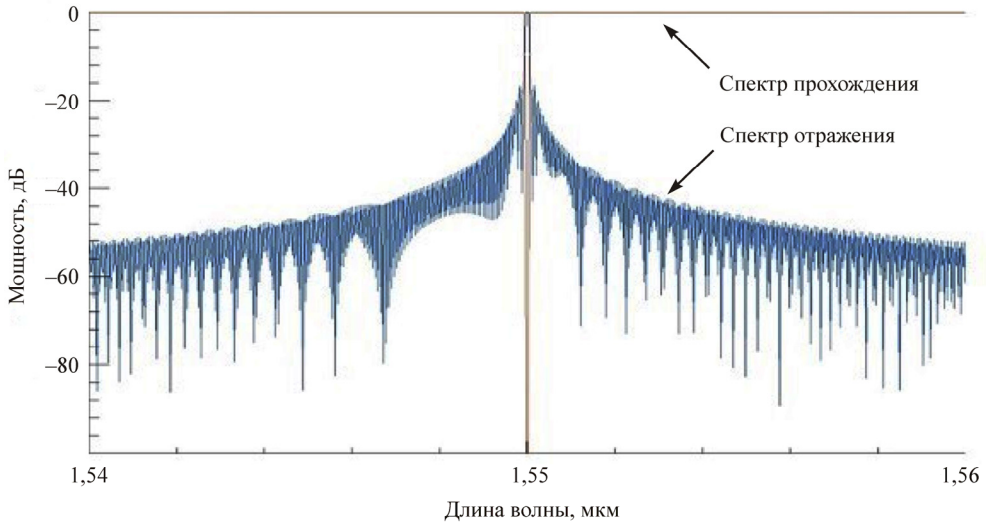


Рис. 6. Спектры прохождения и отражения брэгговской решетки с гауссовой аподизацией

Для сведения трехмерной задачи в двумерное пространство к поперечному сечению волновода применялся метод эффективного показателя преломления [7, 8]. В результате были получены значения эффективных показателей преломления подложки и волноводного слоя, содержащие в себе информацию о третьей исключенной координате. Чтобы убедиться в том, что максимум отраженного сигнала приходится на длину волны 1,55 мкм, применялся метод двунаправленного распространения собственных мод путем моделирования распространения излучения в брэгговской решетке на длинах волн от 1,50 до 1,60 мкм с шагом 0,01 мкм [9, 10, 11]. Ниже представлены распределения мощности оптического излучения (нормированная напряженность электрического поля) с длинами волн 1,55 мкм (рис. 7) и 1,50 мкм (рис. 8), распространяющегося по ИО БР длиной 500 мкм (1000 периодов, уровень отраженного сигнала составляет 5,2 %).

Как видно из рис. 7, часть мощности распространяющегося излучения с длиной волны 1,55 мкм отражается от ИО БР (≈ 5 %), осталь-

ное излучение распространяется далее по оптическому волноводу. Также сравнивая величины интегралов перекрытия, полученных в моделировании для набора длин волн, было подтверждено, что максимум отражения приходится на длину волны 1,55 мкм, таким образом, проведенные выше результаты корректны.

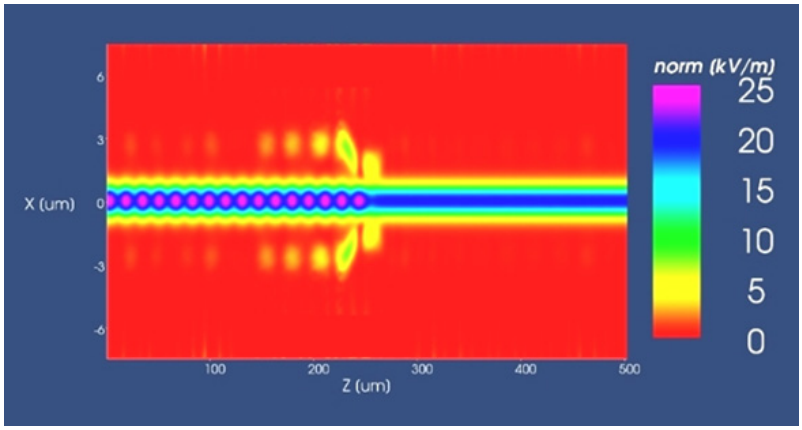


Рис. 7. Распределение излучения в ИО БР с аподизацией с длиной волны 1,55 мкм

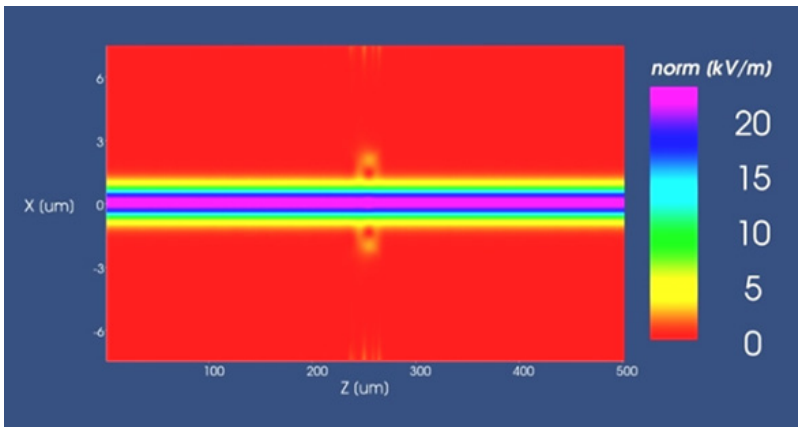


Рис. 8. Распространение излучения в ИО БР с аподизацией с длиной волны 1,50 мкм

На рис. 8 видно, что сигнал с длиной волны 1,50 мкм, отличающейся от длины волны отражения, проходит через решетку без отражений и испытывает незначительное рассеяние в области максимальной аподизации.

Значение интеграла перекрытия между фундаментальной модой невозмущенного волновода (области Б) и модами отраженного и прошедшего сигналов на заданных длинах волн позволило оценить оптические потери на рассеяние излучения и генерацию связанных мод в решетке. Величина потерь составила менее 4 %. Потери, вызванные шероховатостями поверхности волновода, не учитывались.

Таким образом, выбранная топология и геометрическая конфигурация волновода позволяют проектировать решетки с узким пиком отражения, низкими потерями и высокой изолированностью полезного сигнала от шумов. Топология, содержащая решетки с числом периодов от 13 000 до 20 000, будет передана на фабрику для производства, дальнейшего измерения параметров брэгговской решетки и внесения корректировок в численную модель.

Список литературы

1. Integrated waveguide Bragg gratings for microwave photonics signal processing / Maurizio Burla, Luis Romero Cort´es [et. al] // Optics Express. – 2013. – Т. 21, iss. 21.

2. Distributed Bragg grating integrated optical filters: Synthesis and fabrication / V.V. Wong, J. Ferrera, J.N. Damask [et. al] // Journal of Vacuum Science & Technology B. – 1998. – Vol. 13.

3. Чувствительный элемент на основе интегрально-оптического кольцевого резонатора и одномерного фотонного кристалла для датчиков физических величин / У.О. Салгаева, А.Р. Хасаншина, А.А. Козлов, А.А. Кондаков [и др.] // Элементы МНСТ. – 2018. – Т. 20, вып. 6.

4. Sudbo A.S. Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides // Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A. – 1973. – P. 211–233.

5. Chilwell John, Hodgkinson Ian. Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides // Journal of the Optical Society of America A. – 1984. – Vol. 1, iss. 7. – P. 742–753.

6. Garidel Sophie, Vilcot Jean-Pierre, Decoster Didier. Apodized filters on InP-material ridge waveguides using sampled Bragg grating // SPIE. Optical Components and Materials II. – 2005. – Vol. 5723.

7. Chiang K.S. Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides // Applied Optics. – 1986. – Vol. 25, iss. 13. – P. 2169–2174.

8. Chiang K.S. Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguides // Optics Letters. – 1991. – Vol. 16, iss. 10.

9. Sztefka G., Nolting H.P. Bidirectional Eigenmode Propagation for Large Refractive Index Steps // Ieee photonics technology leters. – 1993. – Vol. 5, iss. 5.

10. Gallagher Dominic F.G., Felici Thomas P. Eigenmode Expansion Methods for Simulation of Optical Propagation in Photonics – Pros and Cons // SPIE. – 2003. – Vol. 4987. – P. 69–82.

11. Čtyroký Jirří Improved Bidirectional-Mode Expansion Propagation Algorithm Based on Fourier Series // Journal of Lightwave Technology. – 2007. – Vol. 25.

References

1. Maurizio Burla, Luis Romero Cort´es et al Integrated waveguide Bragg gratings for microwave photonics signal processing. *Optics Express*, 2013, vol. 21, iss. 21.

2. Wong V.V., Ferrera J., Damask J.N. et al. Distributed Bragg grating integrated optical filters: Synthesis and fabrication. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, 1998, vol. 13.

3. Salgaeva U.O., Khasanshina A.R., Kozlov A.A., Kondakov A.A. et al. Chuvstvitelnyy element na osnove integralno-opticheskogo koltsevogo rezonatora i odnomernogo fotonnogo kristalla dlya datchikov fizicheskikh velichin [A sensor basing integral optical ring resonator and 1-dimention photon crystal for picking up physical quantity's]. *Elementy MNST*, 2018, vol. 20, iss. 6.

4. Sudbo A.S. Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides. *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A*, 1973, pp. 211-233.

5. Chilwell J., Hodgkinson I. Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides. *Journal of the Optical Society of America A*, 1984, vol. 1, iss. 7, pp. 742-753.

6. Garidel S., Vilcot J.-P., Decoster D.Apodized filters on InP-material ridge waveguides using sampled Bragg grating. *SPIE. Optical Components and Materials II*, 2005, vol. 5723.

7. Chiang K.S. Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides. *Applied Optics*, 1986, vol. 25, iss. 13, pp. 2169-2174.

8. Chiang K.S. Performance of the effective-index method for the analysis of dielectric waveguides. *Optics Letters*, 1991, vol. 16, iss. 10.

9. Sztefka G., Nolting H.P. Bidirectional eigenmode propagation for large refractive index steps. *IEEE Photonics Technology Leters*, 1993, vol. 5, iss. 5.

10. Gallagher D.F.G., Felici T.P. Eigenmode expansion methods for simulation of optical propagation in photonics - pros and cons. *SPIE*, 2003, vol. 4987, pp. 69-82.

11. Čtyroký J. Improved bidirectional-mode expansion propagation algorithm based on fourier series. *Journal of Lightwave Technology*, 2007, vol. 25.

Получено 04.06.2018

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

В.С. Терентьев

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: terentyev@iae.nsk.su

V.S. Terentyev

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the Fiber Optics Laboratory of Federal State Scientific Institution Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: terentyev@iae.nsk.su

А.В. Достовалов

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник лаборатории волоконной оптики Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: dostovalov@iae.nsk.su

A.V. Dostovalov

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Researcher of the Fiber Optics Laboratory of Federal State Scientific Institution Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: dostovalov@iae.nsk.su

В.П. Бессмельцев

Кандидат технических наук, заведующий лабораторией лазерной графики Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: bessmelt@iae.nsk.su

V.P. Bessmeltsev

Ph. D. in Engineering Sciences, Head of the Laser Graphics Laboratory of Federal State Scientific Institution Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: bessmelt@iae.nsk.su

М.А. Грачев

Доктор химических наук, академик РАН, главный научный сотрудник Лимнологического института Сибирского отделения Российской академии наук, Иркутск, Россия, e-mail: grachev@lin.irk.ru

M.A. Grachev

Doctor in Chemical Sciences, Academician of the RAS, Principal Researcher of Federal State Scientific Institution Limnological Institute, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Irkutsk, Russian Federation, e-mail: grachev@lin.irk.ru

С.А. Бабин

Доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, заведующий лабораторией волоконной оптики Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: babin@iae.nsk.su

S.A. Babin

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Corresponding Member of the RAS, Head of the Fiber Optics Laboratory of Federal State Scientific Institution Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: babin@iae.nsk.su

М.С. Астапович

Младший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: mastak@fo.gpi.ru

M.S. Astapovich

Junior research fellow, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: mastak@fo.gpi.ru

А.Н. Колядин

Младший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: antonkolyadin@gmail.com

A.N. Kolyadin

Junior research fellow, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: antonkolyadin@gmail.com

А.В. Гладышев

Старший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: alexglad@fo.gpi.ru

A.V. Gladyshev

Senior research fellow, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: alexglad@fo.gpi.ru

А.Ф. Косолапов

Старший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: kaf@fo.gpi.ru

A.F. Kosolapov

Senior research fellow, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: kaf@fo.gpi.ru

А.Д. Прямиков

Старший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: pryamikov@fo.gpi.ru

A.D. Pryamikov

Senior research fellow, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: pryamikov@fo.gpi.ru

М.М. Худяков

Младший научный сотрудник Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: dangel.74@gmail.com

M.M. Khudyakov

Junior research fellow, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: dangel.74@gmail.com

М.Е. Лихачев

Старший научный сотрудник, заведующий лабораторией специальных волоконных световодов Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: likhachev@fo.gpi.ru

M.E. Likhachev

Senior research fellow, Head of Special fiber laboratory, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: likhachev@fo.gpi.ru

И.А. Буфетов

Ведущий научный сотрудник, заместитель директора по науке, заведующий лабораторией полых волоконных световодов Научного центра волоконной оптики РАН, Москва, Россия, e-mail: iabuf@fo.gpi.ru

I.A. Bufetov

Leading research fellow, Deputy Director, Head of Hollow-core fiber laboratory, Fiber optics research center RAS, Moscow, Russian Federation, e-mail: iabuf@fo.gpi.ru

В.А. Акулов

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, ООО «Инверсия-Файбер», Новосибирск, Россия, e-mail: akulov.va@inversions.ru

V.A. Akulov

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Officer of Federal State Scientific Institution Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Inversion Fiber Co. Ltd., Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: akulov.va@ inversions.ru

А.А. Власов

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: vlasov@iae.nsk.su

A.A. Vlasov

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Research Fellow of Federal State Scientific Institution Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: vlasov@iae.nsk.su

М.В. Дашков

Кандидат технических наук, доцент кафедры «Линии связи и измерения в технике связи» Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия, e-mail: mvd.srttc@gmail.com

M.V. Dashkov

Ph. D. in Technical Sciences, Associate Professor, Volga State University of Telecommunication and Informatics, Department of Communication Lines and Measurements in Telecommunications, Samara, Russian Federation, e-mail: mvd.srttc@gmail.com

А.С. Смирнов

Заведующий лабораторией кафедры «Прикладная математика» Пермского национального исследовательского политехнического университета; младший научный сотрудник лаборатории фотоники Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия, e-mail: a.s.smrnv@gmail.com

A.S. Smirnov

Head of the “Applied mathematics” department laboratory, Perm National Research Polytechnic University; Junior Research Fellow, Photonics Laboratory of Perm Federal Research Centre of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation, e-mail: a.s.smrnv@gmail.com

О.В. Колмогоров

Кандидат технических наук, начальник лаборатории «Лаборатория метрологического обеспечения средств передачи информации оптического диапазона» ФГУП «ВНИИФТРИ», п.г.т. Менделеево, Россия, e-mail: kolmogorov@vniiftri.ru

O.V. Kolmogorov

Ph.D., head of laboratory «Laboratory of metrological support of optical media transmission» FSUE «Vniiftri», s.t. Mendeleevo, Russian Federation, e-mail: kolmogorov@vniiftri.ru

А.Н. Щипунов

Первый заместитель генерального директора-заместитель по научной работе ФГУП «ВНИИФТРИ», п.г.т. Менделеево, Россия, e-mail: schipunov@vniiftri.ru

A.N. Shipunov

First General Director Deputy - deputy on scientific work, FSUE «Vniiftri», s.t. Mendeleevo, Russian Federation, e-mail: schipunov@vniiftri.ru

Д.В. Прохоров

Ведущий инженер лаборатории «Лаборатория метрологического обеспечения средств передачи информации оптического диапазона» ФГУП «ВНИИФТРИ», п.г.т. Менделеево, Россия, e-mail: prokhorov@vniiftri.ru

D.V. Prokhorov

Lead Engineer of laboratory «Laboratory of metrological support of optical media transmission» FSUE «Vniiftri», s.t. Mendeleevo, Russian Federation, e-mail: prokhorov@vniiftri.ru

С.С. Донченко

Научный сотрудник лаборатории ФГУП «ВНИИФТРИ», п.г.т. Менделеево, Россия, e-mail: donchenko_ss@vniiftri.ru

S.S. Donchenko

Reserchер of laboratory «Laboratory of metrological support of optical media transmission» FSUE «Vniiftri», s.t. Mendeleevo, Russian Federation, e-mail: donchenko_ss@vniiftri.ru

Р.С. Пономарев

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела Пермского государственного национального исследовательского университета, Пермь, Россия, e-mail: rsponomarev@ gmail.com

R.S. Ponomarev

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor Department of Solid State Physics, Perm State National Research University, Perm, Russian Federation, e-mail: rsponomarev@gmail.com

Д.И. Шевцов

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела Пермского государственного национального исследовательского университета, Пермь, Россия, e-mail: shevtsov.denis@gmail.com

D.I. Shevtsov

Ph. D. in Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor Department of Solid State Physics, Perm State National Research University, Perm, Russian Federation, e-mail: shevtsov.denis@gmail.com

К.М. Жуков

Инженер, ООО «Лаборатория электронных и оптических систем», Москва, Россия, e-mail: konstantyn.ru@list.ru

K.M. Zhukov

Engineer, “Laboratory of Electronic and Optic systems” Ltd., Moscow, Russian Federation, e-mail: konstantyn.ru@list.ru

Д.Е. Симикин

Ведущий инженер, ООО «Петрофайбер», Новомосковск, Москва, Россия, e-mail: denis.simikin@gmail.com

D.E. Simikin

Senior Engineer, Perofibre Ltd., Novomoskovsk, Moscow, Russian Federation, e-mail: denis.simikin@gmail.com

М.А. Таранов

Ведущий инженер, ООО «Петрофайбер», Новомосковск, Москва, Россия, e-mail: emitter2013@gmail.com

M.A. Taranov

Senior Engineer, Perofibre Ltd., Novomoskovsk, Moscow, Russian Federation, e-mail: emitter2013@gmail.com

Д.Н. Москалев

Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия, e-mail: ulyanasalgaeva@ya.ru

D.N. Moskalev

Perm State National Research University, Perm, Russian Federation, e-mail: ulyanasalgaeva@ya.ru

У.О. Салгаева

ООО «Малое инновационное предприятие «Пермские нанотехнологии», Пермь, Россия, e-mail: ulyanasalgaeva@ya.ru

U.O. Salgaeva

LLC Small Innovative Enterprise “Perm Nanotechnologies”, Perm, Russian Federation, e-mail: ulyanasalgaeva@ya.ru

Р.С. Пономарев

ООО «Малое инновационное предприятие «Пермские нанотехнологии», Пермь, Россия, e-mail: ulyanasalgaeva@ya.ru

R.S. Ponomarev

Small Innovative Enterprise “Perm Nanotechnologies”, Perm, Russian Federation, e-mail: ulyanasalgaeva@ya.ru

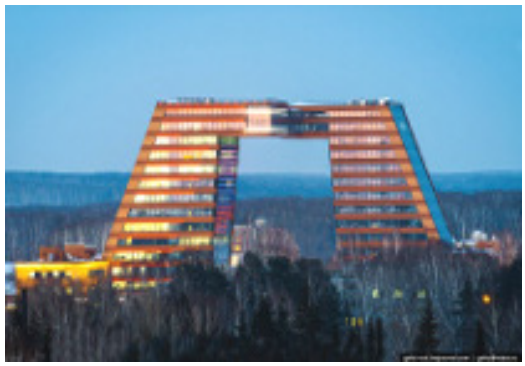
8-Й РОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО ВОЛОКОННЫМ ЛАЗЕРАМ: ФИЗИКА–ТЕХНИКА–ПРИМЕНЕНИЯ

2018

3–7 сентября 2018 г.
г. Новосибирск

Российский семинар с международным участием является научным форумом, имеющим целью представление последних достижений и обмен мнениями между русскоязычными учёными, работающими в области волоконных лазеров в ведущих зарубежных и российских исследовательских, технологических и образовательных центрах. Семинар проводится в седьмой раз: в 2007, 2012, 2014 и 2016 гг. он проходил в Новосибирске, в 2008 г. – Саратове, в 2009 г. – в Уфе и в 2010 г. – в Ульяновске.

В 2018 г. семинар снова состоится в Доме учёных, Новосибирском госуниверситете и Технопарке Новосибирского Академгородка с 3 по 7 сентября 2018 г.



Тематика семинара:

1. Новые среды, схемы и режимы генерации волоконных лазеров.

2. Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные и сверхкороткие импульсы.

3. Нелинейное преобразование частоты излучения волоконных лазеров: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник, генерация терагерцового излучения.

4. Применения волоконных лазеров: связь, сенсоры, биомедицина, обработка и фотомодификация материалов. Информационно-оптические технологии.

5. Лазерная оптика и компоненты: световоды, волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика.

А также другие вопросы физики, техники и применений волоконных лазеров, систем и компонентов.

***Совместно с семинаром будут проведены*:**

1. Молодежная конференция «Оптические и информационные технологии – 2018». Программа конференции включает в себя лекции ведущих ученых, устные и стендовые доклады молодых ученых, обучающие курсы по повышению околонаучных навыков, а также различные культурно-развлекательные мероприятия.

2. Специальная сессия по нанофотонике.

3. Выставка оборудования в области фотоники и волоконной оптики.

Предварительная регистрация и подача тезисов

Планируются приглашенные (30 мин.), устные (20 и 15 мин.) и стендовые доклады.

Для включения в состав участников конференции необходимо предварительно зарегистрироваться и подать тезисы доклада через сайт семинара http://rfl18.iae.nsk.su/ до ***10 июля 2018 г.***

***Рабочий язык семинара* –** русский.

Программа конференции будет размещена на сайте семинара и издана в печатной версии. ***Материалы семинара*** будут опубликованы

в журналах «Квантовая электроника», «Фотоника» и «Прикладная фотоника».

Оргвзнос: 3000 руб. (***1500 руб.*** для аспирантов и студентов)

***Проживание*:**

гостиница «Золотая долина», Академгородок – http://www.gold-valley.ru/

гостиница НГУ

Организаторы семинара:

Научный центр волоконной оптики (НЦВО), Москва – www.fibopt.ru

Институт автоматики и электрометрии (ИАиЭ) СО РАН, Новосибирск – www.iae.nsk.su

Новосибирский государственный университет (НГУ), Новосибирск – www.nsu.ru

Институт вычислительных технологий (ИВТ) РАН, Новосибирск – www.ict.nsc.ru

Сопредседатели семинара:

академик Дианов Е. М., НЦВО РАН, Москва

академик Шалагин А. М., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Программный комитет:

Бабин С.А., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – *председатель*

Чуркин Д.В., НГУ – *зам. председателя*

Турицын С.К., НГУ и Университет Астон, Великобритания

Кобцев С.М., НГУ, Новосибирск

Федорук М.П., НГУ, Новосибирск

Семёнов С.Л., НЦВО РАН, Москва

Каблуков С.И., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Шелемба И.С., «Инверсия-Сенсор», Пермь

Лобач И.А., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск (молодёжная конференция)

Габитов И.Р., Сколтех и Университет Аризоны, США (сессия по нанофотонике)

Драчев В.П., Сколтех и Университет Сев. Техаса, США (сессия по нанофотонике)

Организационный комитет:

Федорук М.П., НГУ, Новосибирск – *председатель*;

Редюк А.А., НГУ и ИВТ СО РАН, Новосибирск – *зам. председателя*;

Лобач И.А., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – *зам. председателя*;

Трубицина Е.А., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – *секретарь*;

Бабин С.А., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Донцова Е.И., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Перова А.Ю., ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Ватник И.Д., НГУ и ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Более подробную информацию о семинаре и сопутствующих мероприятиях можно получить на сайте семинара: http://rfl18.iae.nsk.su/

Контактная информация:

Е-адрес: rfl18@iae.nsk.su

факс +7 (383) 330 88 78

тел. +7 (383) 330 69 39 (Трубицина Елена)

Научное издание

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 5, № 1–2

Редактор и корректор *И.Н. Жеганина*

Выход в свет 25.10.2018. Формат 70×100/16.
Усл. печ. л. 11,45. Тираж 10 экз. Заказ № 225/2018.
Свободная цена

Отпечатано в типографии Издательства
Пермского национального исследовательского
политехнического университета.
Адрес: 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.
Тел. (342) 219-80-33.