

ФОТОН-ЭКСПРЕСС

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

ВСЕРОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ВОЛОКОННОЙ ОПТИКЕ

Организаторы:

Научный центр
волоконной оптики РАН

Пермская научно-
производственная
приборостроительная
компания

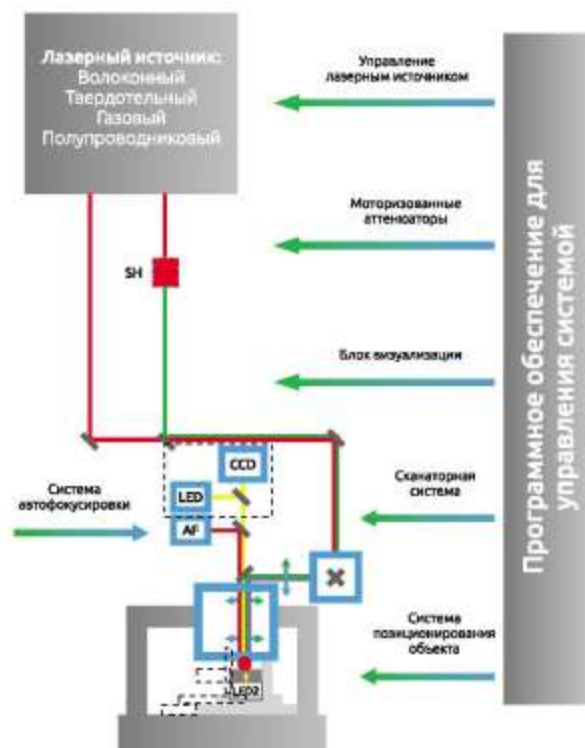
Пермский научно-
исследовательский
политехнический
университет (ПНИПУ)

Пермский государственный
национальный
исследовательский
университет (ПГНИУ)



Лазерные комплексы «под ключ»

АО «ЛЛС» предлагает разработку и моделирование лазерных комплексов по индивидуальным проектам



Компания «ЛЛС» работает с большим количеством производителей, что дает следующие преимущества:

- Неограниченный выбор комплектующих и систем
- Использование лазерных источников как своего производства, так и наших партнеров
- Возможность отработать технологию на испытательном стенде
- Программное обеспечение для работы комплексов, которое дорабатывается под проект
- Поддержка, сервис, обучение и апгрейд



lenlasers.ru



lenlasers_spb



lenlasers.ru



lenlasers



+79219246590

+7 (812) 612-99-82

info@lenlasers.ru

www.lenlasers.ru

ВКВО-2021

г. Пермь 5-8 октября 2021 года

Организаторы

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М.Дианова РАН
Пермская научно-производственная приборостроительная компания (ПАО ПНППК)

Институт автоматизации и электрометрии (ИАиЭ) СО РАН

Пермский государственный национальный исследовательский университет (ФГАОУ ВО ПГНИУ)

Пермский национальный исследовательский политехнический университет (ФГБОУ ВО ПНИПУ)

Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения РАН (ПФИЦ УрО РАН)

ЧОУ ДПО «Центр инновационного развития человеческого потенциала и управления знаниями»

Спонсоры конференции: «Ленинградские лазерные системы», «Специальные системы.

Фотоника», Optogear, ООО «Нордлэйз»

Программный комитет

Семенов Сергей Львович НЦВО РАН, Москва (Председатель)

Шелемба Иван Сергеевич ООО «Инверсия-Сенсор», Пермь (Заместитель Председателя)

Секция «Волоконные световоды и волоконно-оптические компоненты»

Семенов Сергей Львович НЦВО РАН, Москва (Председатель)

Бубнов Михаил Михайлович НЦВО РАН, Москва

Гурьянов Алексей Николаевич ИХВВ РАН, Нижний Новгород

Дукельский Константин Владимирович АО «НПО ГОИ им. С.И.Вавилова», Санкт-Петербург

Лобач Иван Александрович Новосибирский государственный университет, Новосибирск

Чаморовский Юрий Константинович ИРЭ РАН, Москва

Шевцов Денис Игоревич ПАО ПНППК, Пермь

Секция «Волоконные лазеры и усилители»

Буфетов Игорь Алексеевич НЦВО РАН, Москва (Председатель)

Бабин Сергей Алексеевич ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Евтихий Николай Николаевич НТО «ИРЭ-Полус», НИЯУ МИФИ, Москва

Кель Олег Леонидович ПНППК, Пермь

Мелькумов Михаил Александрович НЦВО РАН, Москва

Цветков Владимир Борисович ИОФ РАН, Москва

Секция «Волоконно-оптические системы связи»

Наний Олег Евгеньевич МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва (Председатель)

Бурдин Владимир Александрович ПГУТИ, Самара

Бурдин Антон Владимирович ПГУТИ, Самара

Редюк Алексей Александрович ИВТ СО РАН, Новосибирский государственный университет

Турицын Сергей Константинович Астонский университет, Бирмингем, Великобритания

Секция «Волоконно-оптические датчики»

Шелемба Иван Сергеевич ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, Пермь (Председатель)

Беловолов Михаил Иванович НЦВО РАН, Москва

Бутов Олег Владиславович ИРЭ РАН, Москва

Васильев Сергей Александрович НЦВО РАН, Москва

Витрик Олег Борисович ИАПУ ДВО РАН, Владивосток

Горшков Борис Георгиевич ИОФ РАН, Москва

Пнев Алексей Борисович МГТУ им.Н.Э.Баумана, Москва

Секция «Агробиофотоника»

Кульчин Юрий Николаевич ИАПУ ДВО РАН, Владивосток (Председатель)

Будаговский Андрей Валентинович Мичуринский ГАУ, Мичуринск

Гудков Сергей Владимирович ИОФ РАН, Москва

Журавлева Екатерина Васильевна Министерство науки и высшего образования РФ, Москва

Ковш Иван Борисович Лазерная Ассоциация, Москва

Попов Владимир Олегович ФИЦ, Биотехнологии РАН, Москва

Константинов Юрий Александрович ПФИЦ УрО РАН. Пермь

Попов Владимир Олегович ФИЦ Биотехнологии РАН, Москва

Соловченко Алексей Евгеньевич МГУ, Москва

Секция «Медицинская фотоника»

Лощенов Виктор Борисович ИОФ РАН, Москва

Савельева Татьяна Александровна ИОФ РАН, МИФИ, Москва

Секция «Нанофотоника»

Габитов Ильдар Равильевич Сколтех и Университет Аризоны (Председатель)

Косолюбов Сергей Сколтех, г. Москва

Маймистов Андрей Иванович МИФИ, Москва

Виноградов Алексей Петрович МФТИ, Долгопрудный

Сарычев Андрей Карлович Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН, Москва

Лавриненко Андрей Владимирович	Технический Университет Дании
Петров Михаил Игоревич	Университет ИТМО, Санкт-Петербург
Секция «Фотонные интегральные схемы и радиофотоника»	
Драчев Владимир Прокопьевич	Сколтех и Университет Северного Техаса (Сопредседатель)
Принц Виктор Яковлевич (Сопредседатель)	
Шулунов Алексей Николаевич	ОАО НПК «НИИДАР», Москва (Сопредседатель)
Бугров Владислав Евгеньевич	Университет ИТМО, Санкт-Петербург
Валуев Виктор Васильевич	НИЯУ МИФИ, Москва
Морозов Олег Геннадьевич	КГТУ им. А.Н. Туполева, Казань
Струк Валерий Константинович	ПНППК, Пермь
Секция «Волоконно-оптические кабели»	
Мещанов Геннадий Иванович	ВНИИКП, Москва (Председатель)
Овчинникова Ирина Александровна	ВНИИКП, Москва
Смильгевич Александр Вадимович	ООО «Инкаб», Пермь
Тарасов Дмитрий Анатольевич	ВНИИКП, Москва
Организационный комитет	
Андреев Алексей Гурьевич	ПАО ПНППК, Пермь (Председатель)
Богданова Марина Николаевна	НЦВО РАН, Москва
Былинкина Валентина Геннадьевна	ПАО ПНППК, Пермь
Исаев Сергей Юрьевич	Центр НТИ по направлению Фотоника, ПГНИУ, Пермь
Константинов Юрий Александрович	ПАО ПНППК, Пермь
Левченко Андрей Евгеньевич	НЦВО РАН, Москва
Первадчук Владимир Павлович	Институт фотоники и оптоэлектронного приборостроения ПНИПУ, Пермь
Пономарев Роман Сергеевич	ФГАУ ВО ПГНИУ, Пермь
Шакирова Галина Касимовна	ПАО ПНППК, Пермь (Технический секретарь)

Редакция

Главный редактор

Свинцов А.Г.

Редакционный совет

Беловолов Михаил Иванович	к.ф.-м.н.	НЦВО РАН
Бурдин Антон Владимирович	д.т.н.	ПГУТИ
Бурдин Владимир Александрович	д.т.н.	ПГУТИ
Буфетов Игорь Алексеевич	чл.-корр.РАН	НЦВО РАН
Витрик Олег Борисович	д.ф.-м.н.	ИАПУ ДВО РАН
Дмитриев Сергей Александрович	д.т.н.	Оптические системы безопасности
Капранов Дмитрий Валерьевич		Минпромторг
Карасик Валерий Ефимович	д.т.н.	МГТУ им Н.Э.Баумана
Кульчин Юрий Николаевич	академик РАН	ИАПУ ДВО РАН
Лукин Константин Игоревич	к.т.н.	Супертел
Маковой Сергей	к.т.н.	Corning
Морозов Олег Геннадьевич	д.т.н.	КГТУ-КАИ им А.Н. Туполева
Наний Олег Евгеньевич	д.т.н.	МГУ им. М.В.Ломоносова
Потапов Владимир Тимофеевич	д.т.н.	ИРЭ РАН
Свинцов Анатолий Геннадьевич	к.т.н.	Фотон-Экспресс
Семенов Андрей Борисович	д.т.н.	МТУСИ
Семенов Сергей Львович	д.ф.-м.н.	НЦВО РАН
Синев Сергей Геннадьевич	д.т.н.	АИН
Слепцов Михаил Алексеевич	к.т.н.	T8
Смильгевич Александр Вадимович	к.э.н.	ИНКАБ
Тихомиров Сергей Владимирович	д.т.н.	ВНИИОФИ
Филимонов Сергей Николаевич	д.т.н.	ПАО «Вымпелком»
Хромой Борис Петрович	д.т.н.	МТУСИ
Шаталин Сергей Владимирович	к.ф.-м.н.	Silixa Ltd

Издание зарегистрировано министерством РФ по делам печати, телерадиовещания и средств массовых коммуникаций 10.10.2000 г.

ПИ №77-5559, Федеральной службой по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор) 08.12.2009, ПИ №ФС77-38431, ISSN-23086920

Индекс издания по каталогам: Пресса России — 39813 Издается с апреля 1995 г.

115446, Москва, Коломенский проезд д. 8

тел. 8(965) 184-02-25 e-mail: fotonexpress@mail.ru www.fotonexpress.ru

Тезисы докладов публикуются в том виде, в котором они были представлены авторами. Мнение авторов не всегда отражает точку зрения редакции. Редакция не несёт ответственности за содержание рекламных материалов. Любое использование материалов журнала допускается только с письменного разрешения редакции.

Издание включено в Российский индекс научного цитирования www.elibrary.ru, ВИНТИ РАН, в «список ВАК»

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ	17
РОССИЙСКИЕ DWDM СИСТЕМЫ: ОТ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДО МАССОВОГО ПРОИЗВОДСТВА <i>Трещиков В.Н.</i>	17
РУБЕЖИ ПРИМЕНЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВОЛОКОННЫХ ДАТЧИКОВ <i>Шаталин С.В., Паркер Т.Р., Фархадироушан М.</i>	18
ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ДЛЯ ЛИНИЙ СВЯЗИ – ОТ ПОДВОДНЫХ ДО ЦЕНТРОВ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ <i>Коротков Н.М.</i>	19
ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ	
РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ МИРОВЫХ ПРОИЗВОДИТЕЛЕЙ ПРИ РЕАКТОРНОМ ОБЛУЧЕНИИ <i>Капайкин П.Ф., Томашук А.Л., Васильев С.А., Игнатьев А.Д., Брицкий В.А., Салганский М.Ю., Понкратов Ю.В., Гныря В.С., Кульсартов Т.В., Шаймерденов А.А., Жолдыбаев Т.К., Семенов С.Л.</i>	20
УСПЕХИ ХИМИИ В MСVD ТЕХНОЛОГИИ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ ОДНОМОДОВЫХ ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ СВЕТОВОДОВ <i>Ероньян М.А., Деветьяров Д.Р., Кулеш А.Ю., Унтилов А.А., Дукельский К.В., Устинов С.В., Цибиногина М.К., Печенкин А.А., Кузуб С.Г.</i>	22
АНИЗОТРОПИЯ РНП В РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ ТИПА «ПАНДА» <i>Поспелова Е.А., Капайкин П.Ф., Шаронова Ю.О., Вохмянина О.Л., Азанова И.С., Томашук А.Л.</i>	24
ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА РАДИАЦИОННО-НАВЕДЕННОЕ ЗАТУХАНИЕ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ <i>Азанова И.С., Шаронова Ю.О., Поспелова Е.А., Ладыжец Е.А., Волынец А.Б., Филиппов А.В.</i>	26
АНАЛИЗ МОДОВОГО СОСТАВА (S^2) ПОЛЫХ РЕВОЛЬВЕРНЫХ СВЕТОВОДОВ <i>Колядин А.Н., Бобков К.К., Косолапов А.Ф., Буфетов И.А.</i>	28
СИНТЕЗ, СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ <i>IN SITU</i> ОРГАНОРАСТВОРИМЫХ (СО) ПОЛИИМИДОВ НА ОСНОВЕ 4,4'-(4,4'-ИЗОПРОПИЛИДЕНДИФЕНОКСИ)-БИС-(ФТАЛЕВОГО АНГИДРИДА В КАЧЕСТВЕ ПОКРЫТИЙ СВЕТОВОДОВ <i>Чучалов А.В., Биличенко Ю.В., Байминов Б.А., Косолапов А.Ф., Семенов С.Л., Сапожников Д.А., Выгодский Я.С.</i>	30
ИСКУССТВЕННЫЕ РЭЛЕЕВСКИЕ ВОЛОКНА ДЛЯ ЗАДАЧ ПРИКЛАДНОЙ ФОТОНИКИ <i>Попов С.М., Бутов О.В., Колосовский А.О., Волошин В.В., Воробьев И.Л., Исаев В.А., Вяткин М.Ю., Рыбалтовский А.А., Фотиади А.А., Li Xia, Zhuoying Wang, Чаморовский Ю.К.</i>	32
ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ ЧИРПИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК <i>Ульянов И.С., Бутов О.В.</i>	34
НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНСТАНТЫ ВЕРДЕ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПАРАМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ В СЕРДЦЕВИНЕ ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА <i>Моршнев С.К., Старостин Н.И., Пржиялковский Я.В., Сазонов А.И.</i>	36
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОИЗВОДСТВА НА ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЛАВНЫХ (FVT) ОПТИЧЕСКИХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ <i>Базакуца П.В., Боев М.А., Никитин А.И.</i>	38
СВЕТОВОД СО СМЕЩЕННОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ И ОПТИМИЗИРОВАННЫМ АКУСТИЧЕСКИМ ПРОФИЛЕМ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ВРМБ <i>Худяков М.М., Цветков С.В., Косолапов А.Ф., Бубнов М.М., Лобанов А.С., Гурьянов А.Н., Лихачев М.Е.</i>	40
ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ РОФ ОТ ДЛИНЫ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА <i>Гаркушин А.А., Бойчук Е.С., Дроздов И.Р., Струк В.К., Конин Ю.А., Щербакова В.А., Максименко В.А., Криштоп В.В.</i>	42
3D-ПЕЧАТЬ ПРЕФОРМ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ <i>Вельмискин В.В., Левченко А.Е.</i>	44

ВЫСОКОЛЕГИРОВАННЫЕ Er-Yb СВЕТОВОДЫ ДЛЯ ОДНОЧАСТОТНЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ <i>Лобанов А.С., Липатов Д.С., Абрамов А.Н., Гурьянов А.Н., Рыбалтовский А.А., Базакуца А.П., Бутов О.В.</i>	46
ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАЗРУШЕНИЕ ВИСМУТОВЫХ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ В ФОСФОРСИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ <i>Харахордин А.В., Алышев С.В., Рюмкин К.Е., Хегай А.М., Фирстова Е.Г., Мелькумов М.А., Лобанов А.С., Афанасьев Ф.В., Гурьянов А.Н., Фирстов С.В.</i>	48
ВЛИЯНИЕ ТАНТАЛА НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ <i>Пластинин Е.А., Исхакова Л.Д., Вельмискин В.В., Харахордин А.В., Фирстов С.В., Семенов С.Л.</i>	50
ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБО ЧИСТОГО СТЕКЛА $Ge_{33}Sb_3Ga_4Se_{60}$, ЛЕГИРОВАННОГО ТЕРБИЕМ <i>Филатов А.И., Ширяев В.С., Котерева Т.В., Кеткова Л.А.</i>	52
ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПРЕФОРМ С АЛЮМОФОСФОРСИЛИКАТНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ ДЛЯ АКТИВНЫХ КОНУСНЫХ СВЕТОВОДОВ <i>Липатов Д.С., Гурьянов А.Н., Бобков К.К., Лихачев М.Е.</i>	54
ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ОКСИДА ИТТЕРБИЯ <i>Абрамов А.Н., Липатов Д.С., Лобанов А.С., Гурьянов А.Н., Заушицына Т.С., Бобков К.К., Лихачев М.Е.</i>	56
ПОЛУЧЕНИЕ ПРЕФОРМ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ $Bi:GeO_2-SiO_2$ СТЕКЛА И «КВАЗИ-ПЬЕДЕСТАЛЬНЫМ» ПРОФИЛЕМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ В ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН 1460 НМ <i>Умников А.А., Хопин В.Ф., Сторожева Т.И., Гурьянов А.Н., Фирстова Е.Г., Вахрушев А.С., Фирстов С.В.</i>	58
ЯВЛЕНИЕ РЕЗОНАНСА ЗАТУХАЮЩЕЙ МОДЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ <i>Савельев Е.А., Кузнецов П.И., Судас Д.П., Якушева Г.Г., Захаров Л.Ю.</i>	60
РАСSEИВАЮЩИЕ СВОЙСТВА МНОГОМОДОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН СО СВЕТООТРАЖАЮЩИМИ ФТОРПОЛИМЕРНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ: ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ВОЛОКНА, МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ И РЕЖИМОВ НАНЕСЕНИЯ ОБОЛОЧКИ <i>Маковецкий А.А., Замятин А.А., Ряховский Д.В., Шилов И.П.</i>	61
ОДНОСТАДИЙНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ СВЕТОВЕДУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В СЛОЕ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩЕЙСЯ КОМПОЗИЦИИ <i>Менсов С.Н., Полуштайцев Ю.В.</i>	63
МЕТАЛЛИЗИРОВАННОЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО <i>Попов С.М., Ряховский Д.В., Колосовский А.О., Волошин В.В., Воробьев И.Л., Исаев В.А., Чаморовский Ю.К.</i>	65
МЕХАНИЗМЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ В ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ С ОПТИЧЕСКИ БОЛЕЕ ПЛОТНЫМИ СТЕРЖНЯМИ В КВАРЦЕВОЙ ОБОЛОЧКЕ <i>Алешкина С.С., Салганский М.Ю., Яшков М.В., Вельмискин В.В., Денисов А.Н., Абрамов А.Н., Гурьянов А.Н., Бубнов М.М., Лихачев М.Е.</i>	67
МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ РАЗЛИЧНОЙ КОНСТРУКЦИИ С НАВЕДЕННОЙ КИРАЛЬНОСТЬЮ <i>Бурдин А.В., Тер-Нерсесянц Е.В., Хохлов А.В., Пчелкин Г.А., Матросова А.С., Демидов В.В., Дукельский К.В., Бурдин В.А., Барашкин А.Ю., Дашков М.В., Евтушенко А.С., Морозов О.Г., Кузнецов А.С., Сахабутдинов А.Ж., Сингх Г., Тивари М.</i>	69
ОСОБЕННОСТИ РАСПОЛОЖЕНИЯ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ АНИЗОТРОПИИ В СВЕТОВОДАХ С ПОЛОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ <i>Елистратова Е.А., Леонов С.О., Демидов В.В., Карасик В.Е.</i>	71
ПРОЕКТ РАЗВИТИЯ РОССИЙСКОГО ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО ВОЛОКНА АО «ОПТИКОВОЛОКОННЫЕ СИСТЕМЫ» <i>Танякин Д.А., Власов М.Ю., Чернов А.С.</i>	73
ВЫСОКОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ В БЛИЖНЕЙ ИК ОБЛАСТИ ПОЛЫЙ АНТИРЕЗОНАНСНЫЙ СВЕТОВОД ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ И СЕНСОРНОЙ ТЕХНИКИ <i>Матросова А.С., Кузьменко Н.К., Асеев В.А., Евстропьев С.К., Хохлов А.В., Демидов В.В., Никонов Н.В.</i>	74
ГРАДИЕНТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ГАЛОГЕНИДОВ ТАЛЛИЯ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И ОПТОВОЛОКНА ИК-ДИАПАЗОНА <i>Кузнецов М.С., Зараменских К.С., Лисицкий И.С., Полякова Г.В., Морозов М.В., Пимкин Н.А., Сосков О.В.</i>	76
КРИСТАЛЛЫ СИСТЕМЫ $AgBr - AgI$ ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИНФРАКРАСНЫХ СВЕТОВОДОВ <i>Салимгареев Д.Д., Южакова А.А., Львов А.Е., Жукова Л.В., Шатунова Д.В., Шмыгалева А.С.</i>	78

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ИНФРАКРАСНЫХ СВЕТОВОДОВ ИЗ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ AgBr – AgI <i>Салимгареев Д.Д., Южакова А.А., Львов А.Е., Жукова Л.В., Корсаков А.С.</i>	80
ОПТИЧЕСКАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМ AgHal – TlHal В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ <i>Жукова Л.В., Салимгареев Д.Д., Львов А.Е., Южакова А.А., Корсаков А.С., Белоусов Д.А.</i>	82
ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЛЕКТИВНЫХ СВОЙСТВ В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ НА ОСНОВЕ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА И ТАЛЛИЯ <i>Южакова А.А., Салимгареев Д.Д., Львов А.Е., Корсаков А.С., Жукова Л.В.</i>	84
ЛАЗЕРЫ	
ВЫСОКОЧИСТЫЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ СТЕКЛА, ЛЕГИРОВАННЫЕ РЗМ, ДЛЯ ОБЪЕМНЫХ И ВОЛОКОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА <i>Суханов М.В., Вельмузов А.П., Чурбанов М.Ф., Галаган Б.И., Денкер Б.И., Колташев В.В., Плотниченко В.Г., Сверчков С.Е.</i>	86
ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ, В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ <i>Колташев В.В., Плотниченко В.Г., Галаган Б.И., Денкер Б.И., Сверчков С.Е., Вельмузов А.П., Суханов М.В., Фролов М.П.</i>	88
УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛОКОННОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В ЭРБИЕВОМ ZBLAN СВЕТОВОДЕ <i>Муравьев С.В., Коптев М.Ю., Ширяев В.С., Ким А.В.</i>	90
ГЕНЕРАЦИЯ РАМАНОВСКИХ СОЛИТОНОВ ВО ФЛЮОРИДНЫХ СВЕТОВОДАХ ПРИ НАКАЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,9 МКМ <i>Батов Д.Т., Воропаев В.С., Салалыкин С.В., Власов Д.С., Воронец А.И., Лазарев В.А., Тарабрин М.К., Карасик В.Е.</i>	92
ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ В ПОЛОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ <i>Гладышев А.В., Притуленко И.Г., Яценко Ю.П., Колядин А.Н., Буфетов И.Г.</i>	94
ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В СВЕТОВОДАХ ИЗ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА <i>Бутвина Л.Н., Прямиков А.Д., Жильцова А.А., Бутвина А.Л., Охримчук А.Г.</i>	96
УПРАВЛЕНИЕ СОЛИТОННЫМИ МОЛЕКУЛАМИ В ФЕМТОСЕКУНДНОМ ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ <i>Андреанов А.В.</i>	98
ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД РЕЗОНАТОРА <i>Кохановский А.Ю.</i>	100
УЗКОПОЛОСНЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР СО СЛУЧАЙНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НА ОСНОВЕ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ 1-МЕРНЫХ СТРУКТУР, СОЗДАНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ <i>Скворцов М.И., Вольф А.А., Достовалов А.В., Власов А.А., Егорова О.Н., Семёнов С.Л., Бабин С.А.</i>	102
ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ДЕФЕКТЫ В КВАРЦЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ И АЛЮМИНИЕМ <i>Базакуца А.П., Рыбалтовский А.А., Бутов О.В.</i>	104
СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ГАНТЕЛЕВИДНОМ ЭРБИЕВОМ ЛАЗЕРЕ <i>Зверев А.Д., Камынин В.А., Цветков В.Б.</i>	106
ПОЛНОСТЬЮ ВОЛОКОННЫЙ НЕОДИМОВЫЙ ЛАЗЕР С СОХРАНЕНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ, РАБОТАЮЩИЙ В РЕЖИМЕ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 905 НМ <i>Мкртчян А.А., Гладуш Ю.Г., Мелкумов М.А., Хегай А.М., Ситник К.А., Лагудакис П.Г., Насибуллин А.Г.</i>	108
ОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ В ЭРБИЕВОМ ВОЛОКОННОМ ИЗЛУЧАТЕЛЕ <i>Моршнев С.К., Старостин Н.И., Пржиялковский Я.В., Сазонов А.И.</i>	110
ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРИ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДАХ <i>Прямиков А.Д.</i>	112

ВИХРЕВЫЕ ПУЧКИ В ВОЛОКНАХ И СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ <i>Кундикова Н.Д.</i>	114
ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ПОЛОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ: ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ <i>Гладышев А.В.</i>	116
СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПОЛЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ <i>Буфетов И.А., Колядин А.Н., Яценко Ю.П., Косолапов А.Ф.</i>	118
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА НА ОСНОВЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛОКНА <i>Ефремов В.Д., Евменова Е.А., Антропов А.А., Харенко Д.С.</i>	120
УСИЛЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,9 МКМ В ТУЛИЕВОМ СВЕТОВОДЕ С НОРМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ <i>Воропаев В.С., Батов Д.Т., Воронец А.И., Власов Д.С., Джафари Р., Донодин А.И., Тарабрин М.К., Требино Р., Лазарев В.А.</i>	122
ЧАСТИЧНОЕ УСИЛЕНИЕ СУПЕРКОНТИНУУМА В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 1.5-2 МКМ <i>Жлуктова И.В., Камынин В.А., Зверев А.Д., Сысолятин А.А., Цветков В.Б.</i>	124
ГОЛЬМИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ГАНТЕЛЕВИДНЫМ РЕЗОНАТОРОМ <i>Филатова С.А., Камынин В.А., Гладуш Ю.Г., Хабушев Э.М., Красников Д.В., Насибулин А.Г., Цветков В.Б.</i>	126
УЗКОПОЛОСНЫЙ ОПТОВОЛОКОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С СОХРАНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ <i>Колегов А.А., Абакишин А.А., Чумаченко А.В., Горбачев А.В., Фролов Д.А., Игнатьев И.А., Арсланов И.Р.</i>	128
ТУЛИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ПЕРЕСТРОЙКОЙ ОБЛАСТИ САМОСКАНИРОВАНИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ <i>Бударных А.Е., Лобач И.А., Каблуков С.И.</i>	130
ДЛИННОВОЛНОВЫЙ ТУЛИЕВЫЙ САМОСКАНИРУЮЩИЙ ЛАЗЕР ДЛЯ ЗАДАЧ СПЕКТРОСКОПИИ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА <i>Бударных А.Е., Лобач И.А., Каблуков С.И.</i>	132
СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,9 МКМ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ <i>Власов Д.С., Волков Д.В., Воропаев В.С., Сельчук А., Джафари Р., Тарабрин М.К., Требино Р., Лазарев В.А.</i>	134
ВИСМУТОВЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ МОЩНОСТИ ДЛЯ СИСТЕМ УДАЛЕННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ГАЗОВ <i>Вахрушев А.С., Харахордин А.В., Альшев С.В., Фирстова Е.Г., Хегай А.М., Рюмкин К.Е., Мелькумов М.А., Фирстов С.В.</i>	136
САМОСКАНИРУЮЩИЙ ИТТЕРБИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ГЕНЕРАЦИЕЙ ОДНОЧАСТОТНЫХ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ <i>Дробышев Р.В., Поддубровский Н.Р., Лобач И.А., Каблуков С.И.</i>	138
ВОЛОКОННЫЙ ЗАДАЮЩИЙ ГЕНЕРАТОР ОДИНОЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ С ВНЕШНИМ ЗАПУСКОМ <i>Тришкиев А.И., Камынин В.А., Цветков В.Б.</i>	140
ОДНО- И ДВУХВОЛНОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ 9.5 ГГц В ВОЛНОВОДНОМ Nd:YAG ЛАЗЕРЕ <i>Понарина М.В., Охримчук А.Г., Рыбин М.Г., Образцова Е.Д., Долматов Т.В., Букин В.В., Образцов П.А.</i>	142
ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ КЛАСТЕРОВ С РЕГУЛИРУЕМЫМ ЧИСЛОМ СВЯЗАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В УВ-ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ С КВАЗИСИНХРОННОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ НАКАЧКИ <i>Иваненко А.В., Нюшков Б.Н., Смирнов С.В., Кобцев С.М.</i>	143
ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ С КОРОТКОЙ И УЛЬТРАКОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСА <i>Саченко Д.В.</i>	144
НЕПРЕРЫВНЫЙ ИТТЕРБИЕВЫЙ ОДНОМОДОВЫЙ ЛАЗЕР С МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ 1500 Вт <i>Колегов А.А., Абакишин А.А., Чумаченко А.В., Горбачев А.В., Фролов Д.А., Козляков М.С.</i>	145

УСТРОЙСТВО УПРАВЛЕНИЯ СПЕКТРОМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ <i>Журавлев А.А., Вобликов Е.Д.</i>	146
ГЕНЕРАЦИЯ ЗАПУТАННЫХ ФОТОНОВ В СКРУЧЕННОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ <i>Бакуров Д.Д., Иванов О.В., Гафурова Л.И.</i>	148
ПРОСТРАНСТВЕННОЕ СЕЛЕКТИРОВАНИЕ МОД В ЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ МНОГОСЕРДЦЕВИННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ <i>Вольф А.А., Скворцов М.И., Достовалов А.В., Лабунцов В.И., Егорова О.Н., Семёнов С.Л., Бабин С.А.</i>	150
КОГЕРЕНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В СВЕТОВОДЕ С 25 СВЯЗАННЫМИ СЕРДЦЕВИНАМИ <i>Калинин Н.А., Андрианов А.В., Анашкина Е.А., Ким А.В., Литвак А.Г., Лойхс Г.</i>	152
УЗКОПОЛОСНЫЙ ОПТОВОЛОКОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С СОХРАНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ <i>Колегов А.А., Абакишин А.А., Чумаченко А.В., Горбачев А.В., Фролов Д.А., Игнатъев И.А., Арсланов И.Р.</i>	154
ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОДНОЧАСТОТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ <i>Дураев В.П., Медведев С.В., Воронченко С.А., Молодцов И.С.</i>	156
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОДОВОЙ ДЕКОМПОЗИЦИИ К ИЗЛУЧЕНИЮ ВКР-ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ГРАДИЕНТНОГО СВЕТОВОДА С ПРЯМОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ <i>Харенко Д.С., Гервасиев М.Д., Волоси В.М., Кузнецов А.Г., Подивилов Е.В., Вабниц С., Бабин С.А.</i>	157
НЕЛИНЕЙНОСТЬ И ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ НАСЫЩАЮЩИХСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК <i>Гладуш Ю.Г., Мкртчян А.А., Давлетханов А., Галиахметова Д., Красников Д.В., Лагудакис П., Насибуллин А.Г.</i>	159
РАДИОФОТОНИКА	
НОВЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР <i>A.V.Lavrinenko, Einstom Engay, Dewang Huo, Radu Malureanu, Ada-Ioana Bunea, Clayton De Vault, Eric Mazur.</i>	161
ДВУХЧАСТОТНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В ЗАДАЧАХ РАДИОФОТОНИКИ <i>Спирин В.В., Фотиади А.А.</i>	162
МНОГОМОДОВЫЙ РЕЖИМ В ОПТОЭЛЕКТРОННОМ ОСЦИЛЛЯТОРЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ГРЕБЕНКИ ЧАСТОТ <i>Кулагин В.В., Валуев В.В., Конторов С.М., Корниенко В.Н., Прохоров Д.А., Черепенин В.А.</i>	164
ТРЕХКОМПОНЕНТНЫЕ АДРЕСНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ БРЭГГОВСКИЕ СТРУКТУРЫ – НОВЫЙ ЭЛЕМЕНТ РАДИОФОТОННЫХ МНОГОСЕНСОРНЫХ СЕТЕЙ <i>Морозов О.Г., Сахабутдинов А.Ж., Нуреев И.И., Мисбахов Р.Ш., Кузнецов А.А.</i>	166
РАДИОФОТОННЫЙ ВЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗАТОР НА ОСНОВЕ N-МЕРНОГО КОМПРЕССИРОВАННОГО ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ <i>Кузнецов А.А.</i>	168
ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ПРИБОРЫ РАДИОФОТОНИКИ НА ОСНОВЕ ФОСФИДА ИНДИЯ <i>Журавлев К.С.</i>	170
РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ РАДИО- И КВАНТОВОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ НА ПЛАТФОРМЕ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ <i>Проходцов А.И., Комракова С.А., Коньшиев Ю.В., Кузин А.Ю., Голиков А.Д., Елманов И.А., Елманова А.В., Ан П.П., Ковалюк В.В., Гольцман Г.Н.</i>	171
КОМПОНЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ НА ПЛАТФОРМЕ «КРЕМНИЙ-НА-ИЗОЛЯТОРЕ» <i>Земцов Д.С., Иванова А.К., Тазиев К.Р., Жигунов Д.М., Пшеничнюк И.А., Гарбузов К.Н., Косолобов С.С., Драчёв В.П.</i>	173
СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА NV ЦЕНТРАХ В АЛМАЗЕ <i>Липатов Е.И., Генин Д.Е., Шулепов М.А., Тельминов Е.Н., Саввин А.Д., Елисеев А.П., Винс В.Г.</i>	175
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РАДИОФОТОНИКИ <i>Царев А.В.</i>	177

СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР НА ОСНОВЕ ПЛАЗМОННЫХ МОП-СТРУКТУР <i>Косолобов С.С., Пшеничнюк И.А., Жигунов Д.М., Земцов Д.С., Иванова А.К., Смирнов А.С., Гарбузов К.Н., Драчёв В.П.</i>	179
ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЦ МЕМРИСТРОВ В ПРИЛОЖЕНИИ К НЕЙРОМОРФНЫМ ВЫЧИСЛЕНИЯМ <i>Клименко О.А., Самсонова А.С., Юдин Д.И., Егиян С.Р., Бриллиантов Н.В., Антонов В.Н.</i>	180
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ РОССИЙСКОГО И ЗАРУБЕЖНОГО ПРОИЗВОДСТВА <i>Елисеев А.В.</i>	182
ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЦ МЕМРИСТРОВ В ПРИЛОЖЕНИИ К НЕЙРОМОРФНЫМ ВЫЧИСЛЕНИЯМ <i>Клименко О.А., Самсонова А.С., Юдин Д.И., Егиян С.Р., Бриллиантов Н.В., Антонов В.Н.</i>	183
ПОДАВЛЕНИЕ ЛОКИНГА МОД В МАГНИТООПТИЧЕСКОМ ГИРОСКОПЕ <i>Мерзлякин А.М., Пузько Р.С.</i>	185
ФОТОННЫЙ АЦП <i>Якушенков П.О.</i>	186
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ И РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПРЕКРАЩЕНИЯ КАНАЛИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОТОНООБМЕННЫХ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ <i>Пономарев Р.С., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е.</i>	187
ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ШУМОВ В ОПТОЭЛЕКТРОННОМ СВЧ ГЕНЕРАТОРЕ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ <i>Лучинин А.С., Малыгин И.В.</i>	188
МЕТОД НЬЮТОНА С НАПРАВЛЕНИЕМ СПУСКА ДЛЯ ЮСТИРОВКИ КАНАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА ФОТОННОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ СХЕМЫ И ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА <i>Карнаушкин П.В.</i>	190
ВЫСОКОТОЧНАЯ МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА СРАВНЕНИЙ И ПЕРЕДАЧИ ШКАЛ ВРЕМЕНИ ПО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ СВЯЗИ <i>Колмогоров О.В., Донченко С.С., Прохоров Д.В.</i>	192
ВОСП И КАБЕЛИ	
ОПЫТ ПЕРВОГО ПРИМЕНЕНИЯ В ОТЕЧЕСТВЕННЫХ НАЗЕМНЫХ СЕТЯХ КАБЕЛЕЙ С ОПТИЧЕСКИМ ВОЛОКНОМ КАТЕГОРИИ G.654 И КАБЕЛЕЙ С ЛЕНТОЧНЫМИ ВОЛОКНАМИ <i>Павлов Д.В.</i>	194
МАЛОМОДОВЫЙ РЕЖИМ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ: ПРИЛОЖЕНИЯ НА СЕТЯХ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ РАЗНОГО НАЗНАЧЕНИЯ <i>Бурдин А.В.</i>	196
ПРИМЕНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ОПТОВОЛОКОННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ ТМК ВОЛС <i>Алехин И.Н., Бурдин А.В., Бурдин В.А., Гаврюшин С.А., Дашков М.В., Никулина Т.Г., Пашин С.С., Попов Б.В., Попов В.Б., Яблочкин К.А.</i>	198
ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЛЕКСНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕМ <i>Богданов С.А., Сидельников О.С.</i>	199
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ СО СЛУЧАЙНОЙ ЛИНЕЙНОЙ СВЯЗЬЮ МЕЖДУ МОДАМИ <i>Сидельников О.С., Редюк А.А., Вабиц С., Федорук М.П.</i>	201
СПОСОБ ЗАЩИТЫ ОТ «ВЫДАВЛИВАНИЯ» ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ПОДВЕСНЫХ КАБЕЛЕЙ В МУФТЫ ПРИ СЕЗОННЫХ КОЛЕБАНИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ <i>Алехин И.Н., Алехин Н.И., Бурдин В.А., Гаврюшин С.А., Дашков М.В., Инякин В.В., Попов В.Б., Шерстников А.И.</i>	203
СОВРЕМЕННЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ КАБЕЛИ-ДАТЧИКИ <i>Бабарыкин В.Н.</i>	204

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К РАСЧЕТУ ЗАТУХАНИЯ РЕТРАНСЛЯЦИОННЫХ УЧАСТКОВ ПРОТЯЖЕННЫХ ВОЛС <i>Фролов И.В.</i>	205
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ <i>Редюк А.А., Сидельников О.С., Козулин И.А., Аверьянов Е.А., Ракитский А.А., Сиглетос С., Федорук М.П., Турицын С.К.</i>	207
ОПТИМИЗАЦИЯ РАБОТЫ ЭРБИЕВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С УДАЛЁННОЙ НАКАЧКОЙ <i>Жулидова М.О., Шихалиев И.И., Наний О.Е., Трещиков В.Н.</i>	208
НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КАНАЛОВ НА КОГЕРЕНТНЫЕ DWDM СИСТЕМЫ СВЯЗИ <i>Старых Д.Д., Самоделкин Л.А., Наний О.Е., Дорожкин А.Н., Трещиков В.Н.</i>	210
АНАЛИЗ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА ВИДНОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В СИСТЕМАХ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ <i>Борисова А.В., Втюрина А.Г.</i>	212
КОМПЕНСАЦИЯ РАМАНОВСКОГО ПЕРЕКОСА В МНОГОПРОЛЕТНЫХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ СОГЛАСОВАННЫМ НАКЛОНОМ СПЕКТРА EDFA <i>Горбашова М.А., Шихалиев И.И., Наний О.Е., Трещиков В.Н.</i>	214
КВАНТОВЫЕ КОММУНИКАЦИИ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ НА ОСНОВЕ ОТЕЧЕСТВЕННОЙ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ ДЛЯ ВОЛОКОННЫХ ЛИНИЙ СВЯЗИ <i>Кынев С.М., Чистяков В.В., Иночкин М.В., Анисимов А.А., Яковлев В.А., Халтуринский А.К., Новиков К.А., Краснов А.А., Верещагина Е.В., Петров В.М., Козлов С.А.</i>	216
ОСНОВНЫЕ ТЕНДЕНЦИИ, ДОСТИЖЕНИЯ И ПРОБЛЕМЫ В РАЗВИТИИ ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ <i>Васильев Е.Б., Овчинникова И.А.</i>	217
ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИТЕЛЬНОГО ВЛИЯНИЯ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ КАБЕЛИ <i>Овчинникова И.А.</i>	218
ПРОГНОЗ СРОКА СЛУЖБЫ ОПТИЧЕСКОГО КАБЕЛЯ. ДВА ПОДХОДА К ОЦЕНИВАНИЮ АКТУАЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ <i>Бурдин В.А., Бурдин А.В., Дашков М.В., Нижгородов А.О.</i>	220
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ПО ДЛИНЕ КАБЕЛЯ ПРИ НИЗКИХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ <i>Алехин Н.И., Алехин И.Н., Бурдин В.А., Гаврюшин С.А., Дашков М.В., Прапорщиков Д.Е.</i>	222
СТОЙКОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ СВЯЗИ К СЕЙСМИЧЕСКИМ И ВИБРАЦИОННЫМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ <i>Корякин А.Г., Холодный Д.С.</i>	224
ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОКАБЕЛЬ С УФ-ОТВЕРЖДАЕМЫМ ПОКРЫТИЕМ ИЗ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ <i>Тарасов Д.А.</i>	225
УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ СЛАБОУТРАЖАЮЩИХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЁТОК <i>Кошелев К.И., Жирнов А.А., Степанов К.В., Чобан Т.В., Чернуцкий А.О., Хан Р.И., Пнев А.Б., Лопунов А.И., Бутов О.В.</i>	227
МЕДИЦИНСКАЯ ФОТОНИКА И АГРОФОТОНИКА	
ОПТОВОЛОКОННАЯ НЕЙРОСИСТЕМА ДЛЯ ТЕРАПИИ И ПРОФИЛАКТИКИ ГЛУБОКОЗАЛЕГАЮЩИХ ОПУХОЛЕЙ МОЗГА <i>Маклыгина Ю.С., Юсубалиева Г.М., Бородкин А.В., Рябова А.В., Лоценов В.Б.</i>	229
НЕЙРОХИРУРГИЧЕСКИЙ АСПИРАТОР С ОПТОВОЛОКОННЫМ ЗОНДОМ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ И ВИДЕОФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ НАВИГАЦИИ В ПРОЦЕССЕ УДАЛЕНИЯ ВНУТРИЧЕРЕПНЫХ ОПУХОЛЕЙ <i>Савельева Т.А., Лоценов М.В., Бородкин А.В., Линьков К.Г., Косырькова А.В., Горяинов С.А., Потапов А.А., Лоценов В.Б.</i>	230
ПРИМЕНЕНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ ЭНДОСКОПИЧЕСКОЙ ВИДЕОСИСТЕМЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ И ЛЕЧЕНИЯ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ ОРГАНОВ ГОЛОВЫ И ШЕИ <i>Фаррахова Д.С., Ширяев А.А., Яковлев Д.В., Маклыгина Ю.С., Решетов И.В., Лоценов В.Б.</i>	232

ЛАПАРОСКОПИЧЕСКАЯ ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПЕРФУЗИИ ТКАНЕЙ ПРИ МАЛОИНВАЗИВНОМ ОПЕРАЦИОННОМ ВМЕШАТЕЛЬСТВЕ <i>Зайцев В.В., Камшилин А.А., Кащенко В.А., Мачихин А.С.</i>	234
ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКОННЫЕ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ К ТРУДНОДОСТУПНЫМ ОПУХОЛЯМ ГОЛОВНОГО МОЗГА ДЛЯ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ <i>Кустов Д.М., Грачев П.В., Яковлев Д.В., Лоценов В.Б.</i>	236
ПЕРВИЧНЫЕ СТАДИИ ФОТОСИНТЕЗА И АНОМАЛИИ ВУДА В ДВУМЕРНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ <i>Бикбаев Р.Г., Тимофеев И.В., Шабанов В.Ф.</i>	238
ФОТОКОНВЕРСИОННЫЕ ФТОРПОЛИМЕРНЫЕ ПЛЕНКИ И ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ЗАКРЫТЫХ ГРУНТОВ <i>Гудков С.В., Симакин А.В., Асташев М.Е., Баймлер И.В., Шкирин А.В., Бункин Н.Ф., Бурмистров Д.Е., Иванюк В.В., Яныкин Д.В.</i>	240
ПРИЧИНЫ ДЕГРАДАЦИИ МЕДИЦИНСКИХ ЗОНДОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ КОАГУЛЯЦИИ И ВАПОРИЗАЦИИ ТКАНЕЙ. ОПЫТ ТЕСТОВ IN VITRO <i>Грищенко А.Б., Петров П.А., Камалиева А.Н., Харшак А.А.</i>	241
ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СИЛЬНОРАСSEИВАЮЩИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД В КОРОТКОВОЛНОВОМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ПРИ ПОМОЩИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ <i>Поминова Д.В., Пройдакова В.Ю., Романишкин И.Д., Грачев П.В., Рябова А.В.</i>	243
ИССЛЕДОВАНИЕ IN VITRO ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ НА ОСНОВЕ ВОДОРАСТВОРИМЫХ ПРОИЗВОДНЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ БАКТЕРИОХЛОРИНОВ <i>Меерович Г.А., Ахлюстина Е.В., Каршиева С.Ш., Макарова Е.А., Романишкин И.Д., Бармашов А.Е., Барышникова М.А.</i>	245
ИЗМЕРЕНИЕ СИГНАЛОВ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ <i>Ушаков Н.А., Маркварт А.А., Лиокумович Л.Б.</i>	246
НОВЫЕ ПОДХОДЫ К ТЕРАНОСТИКЕ ХОЛАНГИОЦЕЛЛЮЛЯРНОГО РАКА СПЕКТРАЛЬНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМИ МЕТОДАМИ <i>Яковлев Д.В., Фаррахова Д.С., Ширяев А.А., Эфендиев К.Т., Лоценов М.В., Решетов И.В., Лоценов В.Б.</i>	248
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ	
КОМПЛЕКСНАЯ СИСТЕМА МОНИТОРИНГА ПРОТЯЖЕННОЙ ИНФРАСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, ГРАДИЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРЫ И РАСТЯЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА <i>Бухарин М.А., Спиридонов Е.П., Филютин Е.А., Остапенко Д.А., Нуруллин А.А., Трещиков В.Н.</i>	249
ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ К РАСПОЗНАВАНИЮ СИГНАЛОВ С ОПТОВОЛОКОННЫХ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДАТЧИКОВ ВИБРАЦИЙ <i>Бухарин М.А., Прокопенко С.В., Гуртовой К.В., Калашев О.Е.</i>	250
ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ШУМОВ ЛАЗЕРА НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОГЕРЕНТНЫХ РЕФЛЕКТОМЕТРОВ РЭЛЕЯ С УСРЕДНЕНИЕМ СИГНАЛА <i>Фомиряков Э.А., Харасов Д.Р., Никитин С.П., Наний О.Е., Трещиков В.Н.</i>	252
ФАЗО-ЧАСТОТНАЯ КОГЕРЕНТНАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ <i>Яцеев В.А., Бутов О.В.</i>	254
СРАВНЕНИЕ РАБОТЫ КОГЕРЕНТНОГО ДВУХИМПУЛЬСНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА С ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ С ЛАЗЕРАМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ <i>Бенгальский Д.М., Харасов Д.Р., Фомиряков Э.А., Наний О.Е., Никитин С.П., Трещиков В.Н.</i>	256
ОБРАТНО-КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ПОСТ-ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА <i>Кривошеев А.И., Константинов Ю.А., Барков Ф.Л., Первадчук В.П.</i>	258
ВЛИЯНИЕ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ШУМЫ СИГНАЛА В РАСПРЕДЕЛЁННОМ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ СЕНСОРЕ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА <i>Чобан Т.В., Жирнов А.А., Степанов К.В., Чернуцкий А.О., Хан Р.И., Кошелев К.И., Пнев А.Б., Карасик В.Е.</i>	260
СОЗДАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ КОНТРОЛЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ И ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА <i>Бутов О.В., Базакуца А.П., Федоров А.Н., Шевцов И.А., Никитов С.А.</i>	262

ПРОБЛЕМЫ ЖИВУЧЕСТИ И ИСПЫТАНИЙ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ И ДАТЧИКОВ <i>Беловолов М.И., Парамонов В.М., Беловолов М.М., Семенов С.Л.</i>	264
ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОПТИЧЕСКОЙ ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ <i>Мясников М.А., Оглезнев А.А., Созонов Н.С., Шардаков И.Н.</i>	266
ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПОТОЧЕЧНОЙ ЗАПИСИ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА <i>Пржиялковский Д.В., Пикалов А.М., Дорофеев А.В., Бутов О.В.</i>	268
КОМПАКТНОЕ УСТРОЙСТВО ОПРОСА ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК <i>Гаськов М.П., Смолянинов Н.Н., Распопин К.С., Тимиртдинов Ю.А., Лобач И.А.</i>	270
ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ НА АДРЕС ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЫ <i>Губайдуллин Р.Р., Сахабутдинов А.Ж.</i>	272
СЕНСОРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ НАКЛОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК <i>Долженко Е.И., Томышев К.А., Бутов О.В.</i>	274
ИНТЕРФЕРОМЕТР МАХА-ЦАНДЕРА НА ОСНОВЕ УТОНЕННОГО ВОЛОКНА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ <i>Симонов В.А., Терентьев В.С.</i>	276
ГИБРИДНЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ <i>Соколовский А.А., Моисеев В.В.</i>	278
ВИБРО-ДАЛЬНОМЕР НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С САМОСКАНИРОВАНИЕМ ДЛИНЫ ВОЛНЫ <i>Воликова А.М., Смолянинов Н.Н., Лобач И.А., Каблуков С.И.</i>	280
ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ $Se:YAG$ И МНОГОМОДОВОГО ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА <i>Матросова А.С., Булыга Д.В., Садовничий Р.В., Пчелкин Г.А., Шурупов Д.Н., Демидов В.В., Евстропьев С.К., Никоноров Н.В., Дукельский К.В., Подрухин Ю.Ф., Слобожанинов А.А.</i>	282
ОСОБЕННОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ИЗБЫТОЧНОГО ШУМА В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ ДАТЧИКЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА <i>Пржиялковский Я.В., Старостин Н.И., Моринев С.К., Сазонов А.И.</i>	284
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ РЕЗОНАНСА ЗАТУХАЮЩЕЙ МОДЫ ДЛЯ АГРЕССИВНЫХ ЖИДКОСТЕЙ <i>Судас Д.П., Кузнецов П.И., Якушева Г.Г., Савельев Е.А.</i>	286
ШИРОКОПОЛОСНЫЙ МОЭМС ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ <i>Волков П.В., Горюнов А.В., Вопилкин Е.А., Краев С.А., Лукьянов А.Ю., Охалкин А.И.</i>	288
ЛОКАЛИЗАЦИЯ УДАРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ МЕТОДОМ ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ <i>Семиков Д.А., Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Тертышник А.Д., Вопилкин Е.А.</i>	290
НАНОФОТОНИКА	
ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ С БЕСКОНЕЧНЫМ ТОПОЛОГИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ <i>Котляр В.В., Ковалев А.А.</i>	292
ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ <i>Погодаева М.К., Левченко С.В., Драчев В.П., Габитов И.Р.</i>	294
ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В СИСТЕМАХ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ИНВЕРСИИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ <i>Зябловский А.А., Доронин И.В., Андрианов Е.С., Виноградов А.П.</i>	296
АКТИВНАЯ ТЕРМОПЛАЗМОНИКА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СТЕКЛОВАНИЯ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОЛИМЕРАХ <i>Черных Е.А., Шелаев А.В., Казарян С.Г.</i>	298
РАСЧЁТ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ <i>Веревкин А.Е., Шапиро Д.А.</i>	299

УСИЛЕНИЕ НЕКЛАССИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯЦИЙ СВЕТА, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РАМАНОВСКОМ РАССЕЙНИИ, ПЛАЗМОННОЙ НАНОАНТЕННОЙ <i>Шишков В.Ю., Андрианов Е.С., Пухов А.А., Виноградов А.П.</i>	300
ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В МАССИВАХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВОДОВ ИЛИ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ <i>Маймистов А.И.</i>	302
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ РЕАЛИЗАЦИИ СФОКУСИРОВАННОГО СУБВОЛНОВОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА <i>Кузяков Б.А.</i>	303
ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ, УПРАВЛЯЕМЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ <i>Драчев В.П., Назариков Г., Роккаприоре К., Крохин А.А., Божко А.</i>	305
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРА СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ, СОДЕРЖАЩИХ ОБОЛОЧКИ ЗОЛОТА/КРАСИТЕЛЬ НА ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ СИГНАЛ <i>Ноздрюхин Д.В., Горин Д.А., Яценко А.М.</i>	306
УТОЧНЕННОЕ БОРНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ РАССЕЙНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НАНОЧАСТИЦАМИ <i>Берёза А.С., Шапиро Д.А.</i>	307
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	
ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТОЙКОГО ЭРБИЕВОГО АКТИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕПРЕРЫВНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ <i>Азанова И.С., Шевцова А.Д., Вахрушев А.С., Нурмухаметов Д.И., Шаронова Ю.О., Петухов И.В., Волицев А.Б.</i>	309
ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ КРИВОЙ УСТАЛОСТИ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ СО СЛУЧАЙНЫМ ПРЕДЕЛОМ ВЫНОСЛИВОСТИ <i>Первадчук В.П., Давыдов А.Р.</i>	311
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭКСТРУЗИИ ИНФРАКРАСНЫХ СВЕТОВОДОВ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ AGBR-AGI <i>Пестерева П.В., Южакова А.А., Салимгареев Д.Д., Львов А.Е., Корсаков А.С., Жукова Л.В.</i>	313
ПОЛУЧЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА ИЗ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА И ТАЛЛИЯ <i>Зараменских К.С., Кузнецов М.С., Бутвина Л.Н., Полякова Г.В., Морозов М.В., Пимкин Н.А., Демина А.Ю.</i>	315
ОПТИМАЛЬНОЕ СТАБИЛИЗИРУЮЩЕЕ УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ ВЫТЯЖКИ КВАРЦЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН <i>Первадчук В.П., Владимирова Д.Б., Гордеева И.В.</i>	317
ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ВЫТЯЖКОЙ КВАРЦЕВОГО КАПИЛЛЯРА <i>Первадчук В.П., Владимирова Д.Б.</i>	319
СВАРНЫЕ МНОГОМОДОВЫЕ АТТЕНУАТОРЫ ДЛЯ ЖЕСТКИХ УСЛОВИЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ <i>Елизаров С.Г., Ленин М.М., Иванов Д.А., Яковлев М.Я.</i>	321
ДУХВОЛНОВЫЕ WDM-МУЛЬТИПЛЕКСОРЫ НА ОСНОВЕ РАЗЛИЧНЫХ ВОЛОКОННЫХ СТРУКТУР <i>Елизаров С.Г., Иванов Д.А., Ленин М.М., Яковлев М.Я.</i>	323
РАВНОМЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ МНОГОМОДОВОГО ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО БОЛЬШОМУ ЧИСЛУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛОВ <i>Саввин А.Д., Митрохин В.П., Дормидонов А.Е., Сметанина Е.О.</i>	325
НЕЙРОННАЯ СЕТЬ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ФУРЬЕ СПЕКТРА <i>Седов Е.В., Чеховской И.С., Прилепский Я.Е., Турицын С.К., Федорук М.П.</i>	326
НЕЛИНЕЙНЫЕ МНОГОСЕРДЦЕВИННЫЕ ВОЛНОВОДЫ, ОБЛАДАЮЩИЕ RT-СИММЕТРИЕЙ <i>Сучков С.В., Чеховской И.С., Штырина О.В., Вабниц С., Федорук М.П.</i>	328
ИЗГОТОВЛЕНИЕ МНОГОМОДОВОГО НИЗКОАПЕРТУРНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА С ГРАДИЕНТНЫМ ПРОФИЛЕМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В СОЧЕТАНИИ С РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТЬЮ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО СВОЙСТВ <i>Азанова И.С., Вохмянина О.Л., Ладыжец Е.А., Мальцев И.А., Поспелова Е.А., Рахматуллина А.Р., Смирнова А.Н., Шаронова Ю.О.</i>	330

РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ВЫСОКОТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА НА ОСНОВЕ СРАВНЕНИЯ С ЭТАЛОНОМ <i>Дроздов И.Р., Бойчук Е.С., Карнаушкин П.В., Константинов Ю.А., Струк В.К., Криштон В.В.</i>	332
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГАЛОГЕНИДСЕРЕБРЯНЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ИК СВЕТОВОДОВ <i>Тураби А.М., Корсаков А.С., Кондрашин В.М., Жукова Л.В., Шмыгалев А.С.</i>	334
ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА НА ГАЛОГЕНИДСЕРЕБРЯНЫЙ ВОЛОКОННЫЙ КАНАЛ ТЕПЛОВИЗИОННОЙ СИСТЕМЫ <i>Тураби А.М., Жукова Л.В., Кондрашин В.М., Корсаков А.С.</i>	336
ВЫСОКОПРОЧНОЕ ТЕРМОСТОЙКОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СИСТЕМАХ МОНИТОРИНГА НА ОСНОВЕ ВБР <i>Игнатьев А.Д., Заренбин А.В., Серегин Е.С., Васильев С.А., Медведков О.И., Азанова И.С., Вохмянина О.Л., Саранова И.Д., Карелина А.В., Смирнова А.Н., Хаюмов Д.О., Молчанов И.О.</i>	338
МЕТОД ПРОСТОЙ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ ПОРОГОВ ПРОЯВЛЕНИЯ ВЫНУЖДЕННЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ РАССЕЯНИЙ В АКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ <i>Слобожанина М.Г., Бочкова Н.В., Бочков А.В.</i>	340
МОЩНЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ ЦЕЛЬНОВОЛОКОННЫЙ ИТТЕРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР <i>Бочков А.В., Слобожанин А.Н., Слобожанина М.Г., Горошкина К.В., Сарасеко Д.В., Денисенко К.А.</i>	342
О МЕХАНИЗМЕ ВЛИЯНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛОКОННОГО ВКР-ЛАЗЕРА <i>Горбунов О.А., Чуркин Д.В.</i>	343
ГЕНЕРАЦИЯ ОКТАВНОЙ ЧАСТОТНОЙ ГРЕБЕНКИ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОМ ВОЛОКНЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ НА ТИТАНЕ В САПФИРЕ С МУЛЬТИ-ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ <i>Левченко А.Е., Никитин С.П., Чабушкин А.Н., Бабаев С.А.</i>	345
РАСПРЕДЕЛЕННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В НЕПРЕРЫВНЫХ ГОЛЬМИЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ <i>Камынин В.А., Вольф А.А., Скворцов М.И., Филатова С.А., Копьева М.С., Цветков В.Б., Бабин С.А.</i>	347
ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В УСЛОВИЯХ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО ЗАШУМЛЕНИЯ И ДЕФЕКТОВ ОЦИФРОВКИ <i>Кривошеев А.И., Константинов Ю.А., Барков Ф.Л., Первадчук В.П.</i>	349
ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОСЕТЕВЫХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ДАННЫХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА <i>Кривошеев А.И., Константинов Ю.А., Барков Ф.Л., Первадчук В.П.</i>	351
ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОРМУ СИГНАЛОВ В РАСПРЕДЕЛЕННОМ ВОЛОКОННОМ ДАТЧИКЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА <i>Калмыков Н.И., Коваленко Д.А., Лобач И.А.</i>	353
ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КИСЛОТНОСТИ ПО СКОРОСТИ РАСТВОРЕНИЯ ХИТОЗАНОВОГО ПОКРЫТИЯ НА ВОЛОКОННОЙ ВСТАВКЕ С ТОНКОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ <i>Гафурова Л.И., Иванов О.В., Бакуров Д.Д.</i>	355
О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛА НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН В РЭЛЕЕВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ <i>Тараскин Е.А., Фролов И.В.</i>	357
МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ КОЛЕСА <i>Губайдуллин Р.Р., Аглюллин Т.А.</i>	359
МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕНЗОМЕТРИЧЕСКОЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СЕНСОРНОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДЕФОРМАЦИИ ШИНЫ <i>Губайдуллин Р.Р., Нуреев И.И.</i>	361
МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОАДРЕСНОЙ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ГАУСС ПОДОБНОЙ ФУНКЦИИ <i>Губайдуллин Р.Р., Морозов О.Г.</i>	363

ОДНОВРЕМЕННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ РАСТЯЖЕНИЯ И ИЗГИБА ПРИ ПОМОЩИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО МЕЖМОДОВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ОДНОМОДОВЫМ ПОДКЛЮЧЕНИЕМ <i>Маркварт А.А., Лиокумович Л.Б., Ушаков Н.А.</i>	365
МОДЕЛЬ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ИЗ ОДНОМОДОВОГО ВОЛОКНА С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ <i>Валушина П.М., Гилев Д.Г.</i>	367
ВЛИЯНИЕ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОДОВ В МОДУЛЯТОРАХ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ <i>Пономарев Р.С., Константинов Ю.А., Сосунов А.В., Вольхин И.Л.</i>	369
ТРАССОПОИСКОВЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ПОЛНОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО КАБЕЛЯ <i>Бурдин В.А., Барашкин А.Ю., Гуреев В.О., Дашков М.В., Евтушенко А.С., Шабан О.В.</i>	370
ТЕСТИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН В КОНСТРУКЦИЯХ КАБЕЛЕЙ МЕТОДОМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ <i>Барашкин А.Ю., Бурдин А.В., Бурдин В.А., Дашков М.В., Евтушенко А.С.</i>	371
МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОЦЕНОК РАДИУСОВ ИЗГИБА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЗАТУХАНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1650 НМ <i>Бурдин В.А., Дашков М.В., Евтушенко А.С., Никулина Т.Г., Яблочкин К.А.</i>	372
ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПОВ ММО ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ ПОИСКА СОБЫТИЙ, ОТОБРАЖАЮЩИХ СВАРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН НА РЕФЛЕКТОГРАММАХ <i>Зайцева Е.С., Бурдин А.В., Бурдин В.А., Прапорщиков Д.Е.</i>	374
НОВЫЕ СХЕМЫ ШЕСТОГО ПОРЯДКА ДЛЯ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ ЗАХАРОВА-ШАБАТА <i>Медведев С.Б., Васева И.А., Чеховской И.С., Федорук М.П.</i>	375
АЛГОРИТМ ОТБОРА СТРОИТЕЛЬНЫХ ДЛИН С НАИБОЛЬШЕЙ ВЕРОЯТНОСТЬЮ ОТКАЗА НА УЧАСТКАХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ НЕЧЕТКИМ МЕТОДОМ АНАЛИЗА ИЕРАРХИЙ <i>Бурдин В.А., Гаврюшин С.А., Масюк С.С., Нижгородов А.О.* , Никулина Т.Г.</i>	377
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ АБЛЯЦИИ МЫШЕЧНЫХ ТКАНЕЙ НЕПРЕРЫВНЫМ И УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХМИКРОННОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА <i>Копьева М.С., Филатова С.А., Камынин В.А., Козликина Е.И., Астахов В.В., Лоценов В.Б., Чехлова Т.К., Цветков В.Б.</i>	379
ВОЛОКОННАЯ ЭРБИЕВАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ЗАДАЧ ФРАКЦИОННОГО ФОТО-ОМОЛОЖЕНИЯ <i>Коптев М.Ю., Морозов А.Н., Муравьев С.В., Лихачев М.Е., Ким А.В.</i>	381
ОПТОВОЛОКОННЫЙ ДАТЧИК ВИБРАЦИЙ ПОЧВЫ И СИСТЕМА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ <i>Туров А.Т., Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Максимов А.Ю.</i>	383
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ <i>Трефилов И.А., Юрина А.Д., Пономарев А.А., Юдин Р.С.</i>	385
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЙ DTS И FBG ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ УТЕЧЕК <i>Гончаров М.М., Сафарян К.А., Оглезнев А.А., Кондрашов А.Н.</i>	387
ПОЛНОСТЬЮ СТЕКЛЯННЫЕ ОДНОМОДОВЫЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С СЕРДЦЕВИНОЙ ДИАМЕТРОМ 20 МКМ <i>Денисов А.Н., Семенов С.Л.</i>	389
ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КВАРЦЕВЫХ СВЕТОВОДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ГАДОЛИНИЯ МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ОСАЖДЕНИЯ <i>Исаев В.А., Судас Д.П., Базакуча А.П., Попов С.М., Голант К.М., Чаморовский Ю.К.</i>	391

ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НА ВЫТЯНУТОМ AS2S3 ВОЛОКНЕ В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ <i>Тебенева Т.С., Бендеров О.В., Родин А.В., Скрипачев И.В.</i>	393
МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОСТРУКТУРНЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН <i>Григорьев В.В., Жёлтиков А.М., [Кравцов В.Е.], Митюрев А.К., Тихомиров С.В., Федотов А.Б.</i>	394
ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОФОТОННОГО ФОТОДЕТЕКТОРА ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПОЛУВОЛНОВОГО НАПРЯЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО МОДУЛЯТОРА <i>Борисова А.В., Бычков С.Б., Втюрина А.Г., Королёв И.С., Тихомиров С.В.</i>	396
АНАЛИЗ СЕМЕЙСТВА ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ С УЧЕТОМ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ И МОЩНОСТИ <i>Штырина О.В., Подивилов Е.В., Скидин А.С., Яруткина И.А., Лобасенко Р.Б., Федорук М.П.</i>	398
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫХОДНОГО ПУЧКА ВКР-ЛАЗЕРА С МНОГОМОДОВОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ <i>Кузнецов А.Г., Каблукоев С.И., Подивилов Е.В., Бабин С.А.</i>	400
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОРМАЛИЗМА СФЕРЫ ПУАНКАРЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОГО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ТОКА НА SPUN СВЕТОВОДЕ <i>Ловчий И.Л.</i>	402
АНАЛИЗ СЕМЕЙСТВА ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ С УЧЕТОМ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ И МОЩНОСТИ <i>Штырина О.В., Подивилов Е.В., Скидин А.С., Яруткина И.А., Лобасенко Р.Б., Федорук М.П.</i>	404
ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВБР С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ, СФОРМИРОВАННЫМ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ <i>Мягдеев Р.М., Васимов Р.О., Кузнецов А.А., Липатников К.А.</i>	406
СПОСОБ ЗАПИСИ ВБР С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ НА ИСКУССТВЕННО ВВЕДЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ <i>Мягдеев Р.М., Васимов Р.О., Кузнецов А.А.</i>	407
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКЛИКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЕФОРМАЦИИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КЛЕЕВ <i>Васимов Р.О., Мягдеев Р.М., Кузнецов А.А., Муратшин И.Р., Коровин Н.С.</i>	409
ВИБРОДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АДРЕСНЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК <i>Муравьев И.Ю., Добрыдин А.Е., Кузнецов А.А., Липатников К.А., Каримов К.Г.</i>	410
МОДЕЛИРОВАНИЕ ОВА НА ОСНОВЕ ДВУХПОЛОСНОЙ МОДУЛЯЦИИ И СТИМУЛИРОВАННОМ РАССЕЯНИИ БРИЛЛЮЭНА <i>Петров Н.А., Кузнецов А.А., Каримов К.Г., Липатников К.А.</i>	412
УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ГЕОФОНА GX-20DX ВОЛОКОННОЙ ПРИСТАВКОЙ – ДАТЧИКОМ СМЕЩЕНИЯ <i>Беловолов М.И., Парамонов В.М., Беловолов М.М.</i>	414
АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ГИПЕРСПЕКТРОМЕТР С ВОЗМОЖНОСТЬЮ АВТОНОМНОЙ РАБОТЫ <i>Пожар В.Э., Мачихин А.С., Бердников С.В., Баландин И.А., Козлов А.Б., Шматко В.Ю., Гапонов М.И.</i>	416
ШУМОПОДОБНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ГАУССОВОЙ ФОРМЫ С ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ <i>Волков И.А., Ушаков С.Н., Ницев К.Н., Камынин В.А., Цветков В.Б., Столяров Д.А.</i>	418
ЭВОЛЮЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ТЕМНЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ <i>Корель И.И., Нюшков Б.Н., Кутищева А.Ю., Четвергова Л.В.</i>	420
МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ <i>Коробко Д.А., Золотовский И.О., Моисеев С.Г., Кадочкин А.С., Фотиади А.А.</i>	422
СИСТЕМА ВИБРОДИАГНОСТИКИ ТЕХНИЧЕСКИ СЛОЖНЫХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ АДРЕСНЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ СТРУКТУР <i>Липатников К.А.</i>	424

МАЛОМОДОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РЕФЛЕКТОМЕТР И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ <i>Бурдин В.А., Бурдин А.В., Барашкин А.Ю., Дашков М.В., Евтушенко А.С., Прапорщиков Д.Е.</i>	426
ВОСПЛАМЕНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОКРИСТАЛЛОВ И СОСТАВОВ С ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ОПТИЧЕСКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДОБАВОК НА ОСНОВЕ CL-20 <i>Варламов Е.С., Корнеев О.С., Костин Н.А., Колесов В.И., Юдин Н.В.</i>	427
МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИСТОЧНИКА ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ОДНОФОТОННОГО ФОТОДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ MRS-ЛАВИННОГО ФОТОДИОДА <i>Бычков С.Б., Глазов А.И., Зотов А.В., Тихомиров С.В.</i>	428
МОДУЛЯЦИЯ И УСИЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В УСИЛИТЕЛЯХ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ <i>Золотовский И.О., Латин В.А., Миронов П.П., Семенцов Д.И.</i>	430
ЭФФЕКТ ВОДЫ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН <i>Харинцев С.С., Сапарина С.В., Фишман А.И., Столов А.А., Джи Ли</i>	432
ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ГАРМОНИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД И ТОЧНОЙ НАСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ <i>Рибенек В.А., Столяров Д.А., Коробко Д.А.</i>	433
МОБИЛЬНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ВЕКТОРНО-ФАЗОВЫЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС <i>Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Стороженко Д.В., Безрук М.Н.</i>	435

РОССИЙСКИЕ DWDM СИСТЕМЫ: ОТ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДО МАССОВОГО ПРОИЗВОДСТВА

Трешиков В.Н.*

ООО Т8 НТЦ, г. Москва

*E-mail: vt@t8.ru

С быстрым развитием мобильного Интернета, облачных вычислений и Интернета вещей ежедневно создаются огромные и постоянно растущие объемы данных, измеряемые петабайтами (10^{15} байт). Рост объема данных приводит к потребности в быстром увеличении пропускной способности волоконно-оптических линий связи, играющих ключевую роль в функционировании магистральных сетей передачи. Поиск новых физических методов увеличения пропускной способности и дальности передачи с помощью техники плотного мультиплексирования с разделением по длине волны (DWDM) в том числе путем увеличения скорости передачи по каждой длине волны, исследование их эффективности, разработка оборудования и его быстрое внедрение в массовое производство – вот основные задачи, решаемые производителями систем связи.

Во всем мире в настоящее время происходит планомерное увеличение канальной скорости DWDM систем связи. На смену прекрасно зарекомендовавшим себя когерентным системам с канальной скоростью 100G и 200G приходят системы с канальными скоростями 400, 600 и 800G. Увеличение канальной скорости связано не только с необходимостью увеличения пропускной способности систем связи, но и с требованием снижения удельных затрат на передачу информации.

В докладе рассмотрен опыт компании Т8 и принципы разработки высокоскоростных когерентных DWDM систем связи от научных исследований до организации массового производства линейки активного оборудования, внедрения оборудования на сети операторов связи и организации технической поддержки.

Главный ресурс компании – высококвалифицированная команда разработчиков, ведущая более 10 лет собственные научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы с привлечением последних мировых достижений. Результатом работы стало создание собственной технологической платформы «Волга», на которой производится вся линейка активного оборудования DWDM систем связи. Технические возможности серийных высокоскоростных DWDM-систем связи, использующих оборудование на платформе «Волга», находятся на мировом уровне, а по некоторым параметрам превосходят аналоги от признанных мировых лидеров [1-3]. Добиться такого результата позволяет постоянная работа по совершенствованию форматов модуляции, принципов детектирования и кодирования информации с использованием лучших мировых достижений. Важную роль играет слаженная работа отделов тестирования и производственного отдела, обеспечивающих быстрое внедрение разработок в серийное производство. Кроме высоких технических характеристик DWDM оборудования бесперебойную работу систем связи поддерживает современная сервисная служба компании Т8. Постоянный контакт сервисной службы с отделами проектирования и разработки ускоряет решение возникающих в процессе эксплуатации проблем и, кроме того, дает проектировщикам важную информацию о функционировании блоков и их компонентов в различных режимах эксплуатации и при различных внешних условиях.

Мультисервисная платформа «Волга» сегодня – это более 100 блоков мирового класса, на котором установлено несколько мировых рекордов передачи информации на большие расстояния [3]. Энергоэффективное оборудование для дата-центров обладает высокой плотностью портов и позволяют масштабировать сеть без существенных капитальных затрат. Высокоскоростное DWDM-оборудование платформы «Волга» поддерживает канальную скорость до 600 Гбит/с на канал и до 28 Тбит/с на одну пару волокон. На завершающей стадии находится разработка оборудования с канальной скоростью 800 Гбит/с на канал. Дальнейшее развитие оборудования DWDM «Волга» направлено не только на увеличение его производительности и экономичности, но и на повышение надежности и защищенности от несанкционированных воздействий.

Литература

1. Konyshov V., et al, *Quantum Electronics*. **49**, 1149–1153 (2019)
2. Konyshov V., et al, *Optics communications*. **355**, 279-284 (2015)
3. Starykh D. et al, *IEEE Photonics Technology Letters*. **31**, 1799–1802 (2019)

РУБЕЖИ ПРИМЕНЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВОЛОКОННЫХ ДАТЧИКОВ

Шаталин С.В.*, Паркер Т.Р., Фархадирушан М.

Силикса ЛТД, г. Лондон
**E-mail: sergey.shatalin@silixa.com*

Многокилометровые распределенные оптоволоконные датчики стали признанным решением для многих отраслей промышленности [1]. Тонкий пассивный волоконный световод с практически неограниченной информационной полосой оказывается идеальным чувствительным элементом датчика. Амплитудные датчики температуры, основанные на рамановском рассеянии, обеспечивают точность до 0.01 град, датчики натяжения на бриллюэновском рассеянии - точность до микрострейна (мкм/м) [2]. Но лидером являются интерферометрические датчики на основе рэлеевского рассеяния с чувствительность по температуре в диапазоне микрокельвинов, а в акустической деформации в диапазоне пикострейнов (пм/м).

Распределенные интерферометрические датчики появились более 30 лет назад [3], но массовое применение нашли не сразу. Инженерная наука должна была предложить такие решения, которые бы позволяли работать не только в принципе, но в корпусе. В частности, частотная рефлектометрия, несмотря на потенциально лучшее отношение сигнал/шум, проиграла из-за артефактов временной рефлектометрии, когда короткий импульс распространяется в волокне и, рассеиваясь обратно, несет информацию о месте рассеяния [4]. Другим критическим фактором стало общее развитие новых технологий оптических волокон [5] и, в частности, оптических усилителей. Таким образом, нам в Силиксе удалось создать решения, успешно работающие на пределе дробового шума в практически любых земных условиях, включая скважины на океанском дне. Следующим этапом может стать волоконный сейсмический датчик на Луне. Если в начале главным спонсором выступала нефтегазовая отрасль, то со временем интерес смещается в сторону зеленых технологий: контроль за закачкой углекислого газа обратно в недра, геотермальные проекты и исследования ледяного покрова Гренландии и Антарктиды.

Основное ограничение волоконных распределенных акустических датчиков (Distributed Acoustic Sensor DAS) связано с малым количеством фотонов, только 0.1% рассеивается обратно в световод. Эту проблему можно решить с использованием специальных волокон типа Constellation, увеличивающих уровень обратного рассеяния до 100 раз, так что чувствительность, ограниченная квантовым шумом, увеличивается в 10 раз. Дальнейшее увеличение отражения оказывается нерациональным из-за перекрестных помех. Кроме того, рассеивающие центры можно разместить регулярно по длине волокна, что позволяет подавить фликкер-шум и расширить динамический диапазон до 120 дБ (вплоть до точки разрыва волокна) путем устранения случайных скачков

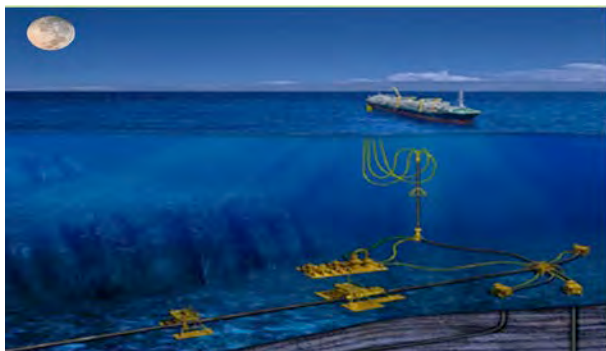


Рис. 1. Распределённые волоконно-оптические акустические датчики Силиксы: от донных скважин до лунных проектов

оптической фазы. Такое 100 кратное увеличение интенсивности также позволяет удлинить измерительное волокно на 50 км. С учетом возможности рамановского усиления, которое добавляет дополнительно 30 км, рабочий диапазон DAS удастся довести до 100 км.

В некоторых применениях увеличение мощности отраженного сигнала целесообразно конвертировать в 100-кратное уменьшение времени накопления или 10-кратное снижение мощности зондирующего сейсмического сигнала.

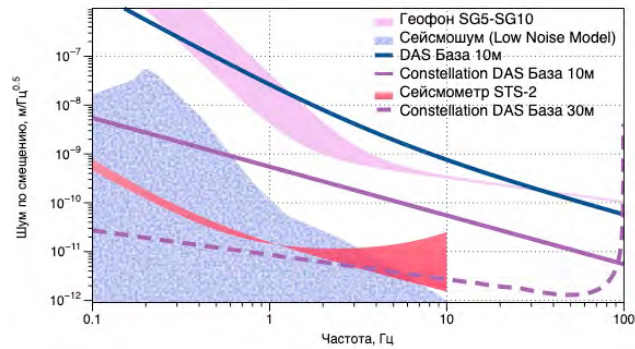


Рис. 2. Уникальная низкочастотная чувствительность DAS в сравнении с геофонами и сейсмометрами[6]

На рис 2 представлена чувствительность DAS с обычным одномодовым волокном и с волокном Constellation в сравнении с чувствительностью современных геофонов и сейсмометров. Видно, что в диапазоне низких частот DAS является уникальным измерительным прибором, значительно превосходящим в своей чувствительности уровень сейсмических шумов земли (Low Noise Model) [6]. Заметим, что в субгерцовом диапазоне датчики гравитационных волн теряют свою развязку от вибраций грунта и DAS могут оказаться перспективными даже для таких применений.

Большее количество света можно также использовать для улучшения пространственного разрешения до 10 см, что сравнимо с диаметром труб в скважинах. Это позволяет измерять поток без намотки волоконного кабеля на трубу путем детектирования вихрей турбулентного течения жидкости линейным кабелем при укладке его змейкой.

И, наконец, не стоит забывать, что импульсная временная рефлектометрия еще содержит в себе потенциал увеличения количества квантов путем использования внутриимпульсной модуляции аналогично частотной рефлектометрии. При этом пространственное разрешение может быть улучшено по сравнению с длительностью импульса, а импульс соответственно расширен. Такие гибридные системы позволят достичь длин более 100 км и станут, видимо, новым стандартом DAS в будущем.

Авторы благодарят сотрудников Silixa за помощь в подготовке статьи.

Литература

1. Hartog A.H. *An introduction to distributed optical fibre sensors*. CRC press (2017)
2. Parker T.R., Farhadiroushan M., Feced R., Handerek V.A. & Rogers A.J. *Simultaneous distributed measurement of strain and temperature from noise-initiated Brillouin scattering in optical fibers*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(4), 645-659 (1998)
3. Shatalin S., Mamedov A., Potapov V. and Sedykh D. *Optical Frequency Domain Multiplexing of Fiber-Optic Sensors, the First International Soviet Fibre Optics Conference, ISFOC '91, pp. 307-308 (1991)*
4. Shatalin S.V., Treschikov V.N. & Rogers A.J. *Interferometric optical time-domain reflectometry for distributed optical-fiber sensing*. *Applied optics*, 37(24), 5600-5604 (1998)
5. Dianov E.M., Semjonov S.L. & Bufetov I.A. *New generation of optical fibres*. *Quantum Electronics*, 46(1), 1. (2016)
6. Shatalin S., Parker T. & Farhadiroushan M. *High Definition Seismic and Microseismic Data Acquisition Using Distributed and Engineered Fiber Optic Acoustic Sensors, Chapter 2, from book Distributed Acoustic Sensing in Geophysics: Methods and Applications, AGU books (2021)*

ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ДЛЯ ЛИНИЙ СВЯЗИ – ОТ ПОДВОДНЫХ ДО ЦЕНТРОВ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Коротков Н.М.

ООО «Корнинг СНГ»
korotkovnm@corning.com

В докладе представлены тенденции развития оптических волокон для линий связи. Рассмотрены решения для увеличения кабельной емкости и уменьшения стоимости передачи информации

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ МИРОВЫХ ПРОИЗВОДИТЕЛЕЙ ПРИ РЕАКТОРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

²Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

³НЦВО-Фотоника, г. Москва

⁴Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, г. Нижний Новгород

⁵Институт атомной энергии, г. Курчатов, Казахстан

⁶Институт ядерной физики, г. Алма-Ата, Казахстан

*E-mail: kpf@fo.gpi.ru

Применение волоконных световодов и оптоволоконных датчиков является активно растущим направлением в развитии систем диагностики ядерных и термоядерных реакторов. Однако использование световодов в интенсивных гамма-нейтронных полях приводит к возникновению в них радиационно-наведенного поглощения (РНП) света. Основной причиной РНП является оптическое поглощение радиационных центров окраски (РЦО), которые индуцируются в сетке стекла волоконного световода при воздействии ионизирующего излучения. Таким образом, для реакторных применений необходимы специальные радиационно-стойкие световоды, в которых РНП минимизировано.

На основе таких световодов и записанных в них волоконных брэгговских решеток (ВБР), уже сейчас разработаны и применяются системы для внутриканальных измерений искривления тепловыделяющих сборок (ТВС) [1]. Волоконные световоды на протяжении десятилетий успешно использовались в исследовательских термоядерных установках [2], а в международном термоядерном реакторе (ИТЭР) оптическими и лазерными системами планируется измерять больше половины параметров плазмы [3]. Стоит отметить, что в большинстве применений в термоядерных установках в системах диагностики плазмы необходимы многомодовые световоды, работающие в видимом диапазоне, однако кроме них, в ИТЭР также планируется использование одномодовых световодов в качестве транспортных для передачи оптического сигнала на длине волны $\lambda=1.55$ мкм от ВБР-датчиков температуры, деформации расположенных на диверторе и бланкете для диагностики их состояния [4].

Несмотря на возрастающий интерес в использовании одномодовых волоконных световодов внутри реакторов в качестве транспортных, достоверные сведения об уровне РНП на длине волны 1.55 мкм при высоких флюенсах нейтронов ($\Phi > 10^{18}$ н/см²) до начала данной работы отсутствовали. Также до сих пор остается неизвестной физическая природа длинноволнового РНП, которое ограничивает радиационную стойкость световодов в ближнем ИК-диапазоне при использовании их в интенсивных реакторных полях.

Таким образом, целью данной работы было исследование РНП в ближнем ИК-диапазоне в радиационно-стойких световодах различных мировых производителей до гигантских нейтронных флюенсов ($\sim 10^{20}$ н/см²), соответствующих внутриреакторным применениям в ядерных и термоядерных установках, а также достоверное определение уровня РНП на длине волны 1.55 мкм, на которой работает большинство современных датчиков.

Для исследования РНП в условиях реакторного облучения были отобраны специальные радиационно-стойкие одномодовые на длине волны 1.55 мкм световоды ПНППК, НЦВО РАН (световоды #3-5) и других ведущих мировых производителей (световоды #1, #2, #6) в термостойких защитных покрытиях из полиимида, алюминия и меди. Облучение световодов происходило на реакторах ИВГ.1М (г. Курчатов) и ВВР-К (г. Алма-Ата) в Казахстане. На реакторе ИВГ.1М исследовалась зависимость РНП от температуры при облучении и от мощности дозы (рис. 1а), а на ВВР-К – зависимость от флюенса и поглощенной дозы при фиксированной температуре (рис.1б). Облучение на обоих установках проводилось в вакууме для более полной имитации работы световодов в ИТЭР. В процессе облучения регистрировалось РНП на фиксированной длине волны 1.55 мкм, а также спектры РНП в диапазоне 1000-1700 нм.

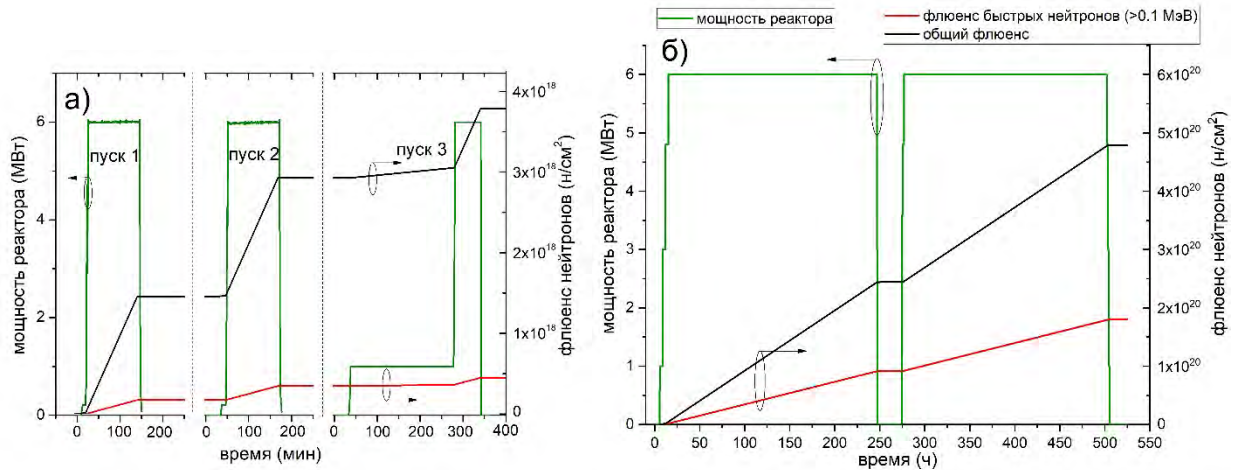


Рис.1. Зависимость мощности реактора и флюенса нейтронов от времени в процессе облучения на реакторах а) ИВГ-1М (г. Курчатова), б) ВВР-К (г. Алма-Ата)

Исследования, проведенные на реакторе ИВГ-1М позволили установить, что на длине волны 1.55 мкм РНП во всех исследуемых световодах находится в интервале 0.12-0.16 дБ/м (при $D_\gamma=28.1$ МГр, флюенсе быстрых нейтронов $4.46 \cdot 10^{17}$ н/см² и $T=150-350$ °С), что говорит об их возможности использования в ядерных реакторах при аналогичных условиях. Также было установлено, что при повышении температуры в процессе облучения происходит термически распад длинноволнового РНП, ответственного за поглощение на длине волны 1.55 мкм. Увеличение температуры от 200 до 350 °С приводило к снижению РНП ~30 % при дозе $2.8 \cdot 10^7$ Гр и флюенсе быстрых нейтронов $4.4 \cdot 10^{17}$ н/см².

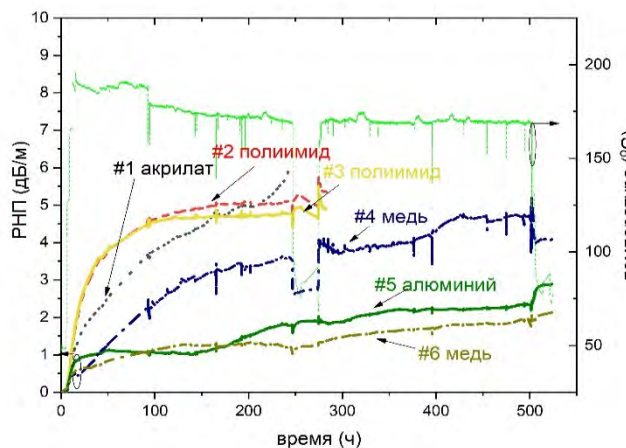


Рис.2. РНП на длине волны 1.55 мкм в процессе облучения на реакторе ВВР-К

При более продолжительном облучении световодов на реакторе ВВР-К (флюенс быстрых нейтронов $1.8 \cdot 10^{20}$ н/см², $D_\gamma=2.3$ ГГр, $T=170-190$ °С) было установлено, что совместное воздействие высокой температуры, гамма-нейтронного облучения и вакуума приводит к необратимой деградации полимерного покрытия, из-за которого происходит механическое разрушение самих световодов. Тем не менее, все исследуемые световоды показали работоспособность вплоть до флюенса $0.9 \cdot 10^{20}$ н/см², при этом РНП для полимернопокрытых световодов было интервале 4.8-6.2 дБ/м, а для металлопокрытых – 1.2-3.6 дБ/м (рис. 2). При максимальном флюенсе быстрых нейтронов $1.8 \cdot 10^{20}$ н/см² РНП для металлопокрытых световодов находилось в интервале от 2 до 4.7 дБ/м.

Таким образом, было установлено, что для применений световодов в условиях ИТЭР (высокий вакуум, повышенная температура и флюенс $\sim 10^{20}$ н/см²) применимы только световоды в металлических покрытиях.

Литература

1. Butov O.V. et al Proc. SPIE, **9157**, (2014)
2. Maas A.C. et al. Fusion engineering and design, **47**. 247-265 (1999)
3. S.M. G de Vicente. et al. Nuclear Fusion, **57** (2017)
4. K.Dulon «Optic sensors. Testing the resistance to radiation», [Online]. <https://www.iter.org/newsline/-/3062>

УСПЕХИ ХИМИИ В MCVD ТЕХНОЛОГИИ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ ОДНОМОДОВЫХ ИЗОТРОПНЫХ И АНИЗОТРОПНЫХ СВЕТОВОДОВ

**Ероньян М.А.^{1*}, Девятьяров Д.Р.¹, Кулеш А.Ю.¹, Унтилов А.А.¹, Дукельский К.В.^{2,3,4},
Устинов С.В.², Цибиногина М.К.⁵, Печенкин А.А.⁶, Кузуб С.Г.⁷**

¹АО «Концерн «ЦНИИ «Электронприбор», г. Санкт-Петербург

²АО «Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова»,
г. Санкт-Петербург

³Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург

⁴Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича,
г. Санкт-Петербург

⁵Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

⁶Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва

⁷ООО «НТЦ «Оптическое волокно», г. Санкт-Петербург

*E-mail: eronyan@mail.ru

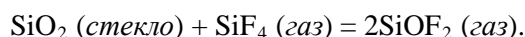
Универсальность MCVD технологии позволяет реализовать самые разнообразные конструкции волоконных световодов на основе кварцевого стекла. Химическое парофазное осаждение слоев стекла из хлорсодержащих газообразных компонентов обеспечивает их высокую чистоту по красящим примесям. Этот факт обеспечивает минимальные оптические потери волоконных световодов. Однако при γ -облучении в световодах возникает наведенное радиацией затухание (НРЗ) оптического сигнала из-за наличия примесного хлора и ОН-групп [1].

В докладе представлены результаты разработки и исследования химических процессов по повышению радиационной стойкости одномодовых волоконных световодов с сердцевиной из чистого и легированного диоксидом германия (GeO_2) кварцевого стекла.

Световод с сердцевиной из кварцевого стекла

Сегодня наиболее радиационно-стойкими являются волоконные световоды с сердцевиной из чистого кварцевого стекла и фторсиликатной оболочкой.

В MCVD процессе легирование кварцевого стекла оболочки фтором не достигает равновесного состояния. В кварцевом стекле после длительной выдержки при 2100 °С в кислороде, содержащем 5 мол.% SiF_4 , содержание фтора оказывается на 60% больше, чем в MCVD методе. Аналогичные эксперименты в атмосфере SiF_4 приводят к травлению стекла по реакции:



Работа РАН двадцатилетней давности [2] показала, что плазменный синтез стекла сердцевины в условиях дефицита кислорода обеспечивает повышенный уровень ее радиационной стойкости. Увеличение НРЗ в таких световодах обусловлено только примесью хлора.

Для изотропных одномодовых световодов, изготавливаемых MCVD методом, дефицит кислорода и устранение примесного хлора из сердцевины реализованы на этапах химического осаждения и высокотемпературного сжатия опорной трубки:

1. Слои наносят двухстадийным методом, при котором пористые слои из диоксида кремния (SiO_2) спекают в газовой атмосфере, не содержащей хлор: ($\text{SiF}_4 + \text{He}$) – для оболочки и O_2 – для сердцевины.

2. Высокотемпературное сжатие опорной трубки с осажденными слоями осуществляют с продувкой внутреннего канала сухим азотом.

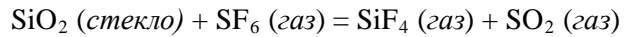
Такая химическая обработка эффективно удаляет хлор и водород, а также исключает возможность образования дефектов нестикового кислорода. Оптические потери волоконного световода с сердцевиной из чистого кварцевого стекла и фторсиликатной оболочкой составили 0,3 и 0,18 дБ/км на длине волны 1,31 и 1,55 мкм соответственно. Поглощение ОН-группами на длине волны 1,38 мкм не превышало 3 дБ/км.

Измерения НРЗ при дозе γ -облучения 1 кГр и мощности 1 Гр/с показали, что по радиационной стойкости такие световоды превосходят мировые аналоги.

Световод с эллиптической сердцевиной, легированной 20 мол.% GeO₂

Аномально высокие оптические потери высоколегированных GeO₂ одномодовых световодов с эллиптической сердцевиной до настоящего времени исключали возможность изготовления MCVD методом анизотропных световодов с сохранением поляризации излучения [3]. Обусловлено это восстановлением германосиликатного стекла в процессе высокотемпературного сжатия заготовки. При этом образуются германиевые кислородно-дефицитные центры (ГКДЦ), вызывающие малоугловое рассеяние. Наличие таких дефектов также снижает радиационную стойкость германосиликатных световодов.

Решить эту проблему удалось с помощью высокотемпературного газофазного травления стекла сердцевины фторсодержащим газом SF₆:



Предварительно высокотемпературным сжатием заготовки уменьшают ее внутренний канал до значения 2-3 мм. Газофазным травлением при температуре 1700-1800 °С удаляют до 30% сердцевины, содержащей ГКДЦ. Методом нарезания боковых канавок и пламенного кругления создают эллиптическую форму сердцевины в заготовке с осями размером 0,47 и 0,19 мм. Перетягивают заготовку в штабик диаметром 1,5 мм, и, сплавляя его с кварцевой трубой, вытягивают волоконный световод диаметром 125 мкм с эпоксиакрилатным защитным покрытием толщиной 60 мкм.

Разность показателей преломления германосиликатной сердцевины и оболочки из кварцевого стекла (0,003), измеренная на рефрактометре Р-101, свидетельствует о содержании GeO₂ в сердцевине на уровне 20 мол.%.

Оптические потери на длине волны 1,31 и 1,55 мкм равны 4 и 2 дБ/км соответственно. Степень сохранения поляризации излучения (h-параметр) $\approx 8 \cdot 10^{-6}$ 1/м, длина биений ≈ 2 мм в спектральной области 1,5 мкм. Поляризационная устойчивость на 70% обеспечивается анизотропией напряженного состояния сердцевины и на 30 % ее формой.

Световод обладает уникальной устойчивостью при изгибе: оптический сигнал на длине волны 1,3 мкм не изменяется при изгибе световода на 180° на оправке диаметром 3 мм. В то же время коммерческий одномодовый световод SMF28 в аналогичных условиях, но с оправкой диаметром 6 мм приводит к ослаблению сигнала на 17 дБ.

Измерения НРЗ при дозе γ -облучения 1 кГр и мощности 1 Гр/с показали, что по радиационной стойкости такие световоды при 25 °С сопоставимы с сохраняющими поляризацию излучения одномодовыми световодами типа «PANDA» с сердцевиной из чистого кварцевого стекла, а при температуре –60 °С существенно их превосходят.

Результаты исследований радиационной стойкости световодов дают основания считать, что:

1. НРЗ в области максимальной прозрачности кварцевого стекла (1,3-1,6 мкм) в значительной степени обусловлено рассеянием излучения и расширением фонов спектра колебаний сетки стекла.

2. Радиационная стойкость одномодовых световодов определяется материалом как сердцевины, так и оболочки.

Такие высокие характеристики по поляризационной, изгибной и радиационной стойкости получены впервые для одномодовых германосиликатных световодов.

Следует особо отметить высокую производительность комбинированного процесса изготовления анизотропных одномодовых световодов с эллиптической германосиликатной сердцевиной: за две смены можно изготовить более 50 метровых отрезков штабиков диаметром 1,5 мм. Последующее их вытягивание при сплавлении с кварцевой трубой дает более 500 км световодов диаметром 125 мкм.

Благодарности. Коллектив авторов выражает благодарность научному руководителю АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», академику РАН, доктору технических наук, профессору Пешехонову В.Г. за поддержку настоящей работы и генеральному директору ПАО «ЛНППК», кандидату экономических наук Андрееву А.Г. за помощь в проведении настоящих исследований.

Литература

1. Nagasawa K., et al, *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**, 1608-1613 (1984)
2. Tomashuk A.L., et al, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **45**, 1566-1569 (1998)
3. Dyott R.B., et al, *Electron. Lett.* **15**, 380-382 (1979)

АНИЗОТРОПИЯ РНП В РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ ТИПА «ПАНДА»

Поспелова Е.А.^{1,2*}, Кашайкин П.Ф.¹, Шаронова Ю.О.², Вохмянина О.Л.², Азанова И.С.²,
Томашук А.Л.¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

²Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

*E-mail: pospelovaea@pnppk.ru

Обеспечение работоспособности волоконных световодов в условиях воздействия ионизирующего излучения является важной задачей для ряда специальных применений в космосе, атомной энергетике, в военных применениях. В частности, анизотропные световоды, сохраняющие поляризацию, которые используются в волоконно-оптических гироскопах (ВОГ), должны обладать стойкостью к ионизирующему излучению. Одним из наиболее распространённых типов анизотропных световодов, которые используются в ВОГ являются световоды типа «ПАНДА». В стандартных «ПАНДА» сердцевина световода легирована германием, однако такого типа световоды не обладают высокой стойкости к радиации из-за поглощения радиационных центров окраски (РЦО), связанных с германием. Недавно [1,2] в ПАО ПНППК совместно с НЦВО РАН были разработаны радиационно-стойкие световоды типа ПАНДА с сердцевиной из нелегированного кварцевого стекла с фторосиликатной светоотражающей оболочкой. Известно [3, 4], что РЦО, возникающие в световодах с нелегированной сердцевиной, являются чувствительными к напряжениям, вмороженным в сетку стекла или возникающим вследствие разницы физико-химических свойств сердцевины и оболочки, а в световодах типа ПАНДА еще присутствуют дополнительные напряжения, индуцированные боросиликатными стержнями, которые вводятся для создания двулучепреломления. Таким образом, возникает вопрос, приводят ли эти напряжения ещё и к анизотропии РНП, иными словами, существует ли разница в РНП в ортогональных осях. Этот вопрос, кроме фундаментального характера, имеет большой интерес и с прикладной точки зрения, поскольку выявление анизотропии позволит выбирать ортогональную ось с наименьшим значением РНП, т.е. повысить радиационную стойкость. Таким образом, целью данной работы являлось исследование анизотропии РНП в волоконных световодах типа ПАНДА. Применение световодов в ВОГ в космических условиях подразумевает работу в широком температурном диапазоне, поэтому исследование проводилось в температурном интервале от минус 196 до 25 °С.



Рис. 1. Изображение торца ПАНДА с осями поляризации:

- 1 – защитное покрытие;
- 2 – сердцевина из нелегированного кварцевого стекла;
- 3 – фторосиликатная оболочка;
- 4 – боросиликатные стержни

Заготовки световодов были изготовлены в ПАО «ПНППК» методом MCVD. Затем, в заготовке просверливались отверстия, и вставлялись в них боросиликатные напрягающие стержни. После консолидации заготовки из неё вытягивались световоды с внешним диаметром 80 мкм (рис. 1).

Облучение световодов проводилось в НИЦ «Курчатовский институт» на установке ГУТ-200М с активным источником ⁶⁰Со при мощности дозы 0,85 Гр/с. Свет от галогеновой лампы, прошедший через поляризатор, вводился в одну из ортогональных осей световода (рис. 1). В процессе облучения происходила регистрация спектров РНП с помощью спектрометров Avantes AvaSpec-3648 в диапазоне 200-1100 нм и Ocean Optics NIR-512 в диапазоне 900-1750 нм. Световоды облучались до поглощенной дозы 1 кГр при различных температурах от азотной до комнатной.

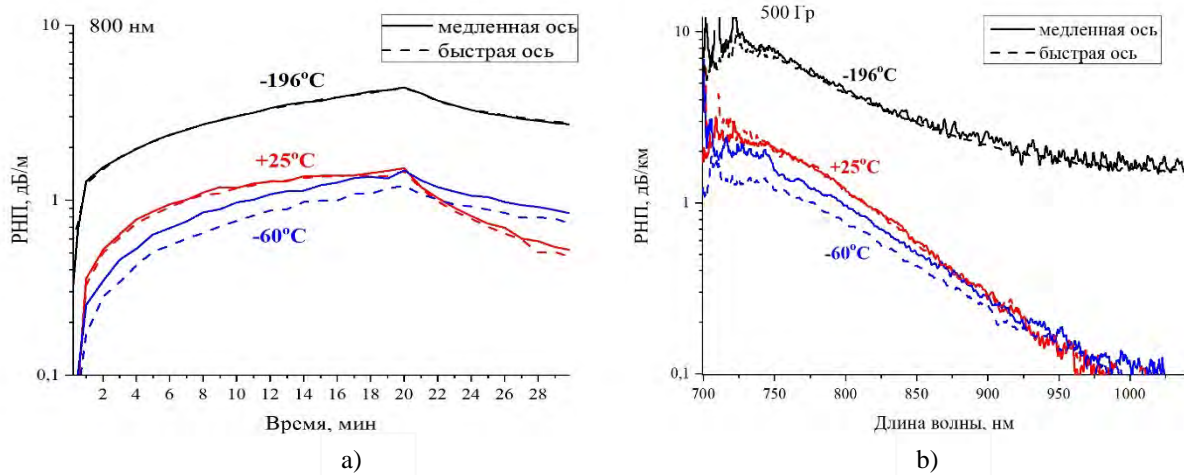


Рис. 2. (а) Зависимость РНП в процессе (0-20 мин) и после (20-30 мин) облучения на длине волны $\lambda=800$ нм; (б) Спектры РНП в процессе облучения при поглощенной дозе 500 Гр в диапазоне 700-1050 нм при различных температурах. Сплошные линии соответствуют РНП при запуске линейно-поляризованного света в медленную ось, штриховые – в быструю ось

На Рис. 2 а представлена зависимость РНП на длине волны $\lambda=800$ нм в процессе (0-20 мин) и после (20-30 мин) облучения в двух ортогональных осях (сплошные линии – РНП при запуске линейно-поляризованного света в медленную ось, штриховые – в быструю ось). Во-первых, можно заметить, что РНП при комнатной температуре выше, чем при температуре минус 60 °С, что сильно отличается от поведения РНП в стандартных германо-кремниевых ПАНДА, в которых РНП монотонно растет с уменьшением температуры [5]. Данная особенность, вероятно, обусловлено аномальной температурной зависимостью РНП в световодах с нелегированной сердцевиной из кварцевого стекла в видимом диапазоне [3].

Во-вторых, из зависимостей РНП от времени (рис. 2) видно, что как при комнатной, так и при азотной температурах РНП в ортогональных осях совпадают между собой. Однако, при температуре минус 60 °С РНП в медленной оси больше, чем РНП в быстрой оси примерно на 20-25 %. Из спектров РНП (рис. 2 б) видно, что эта разница обусловлена коротковолновым поглощением, которое растет с уменьшением длины волны, т.е. за это явление ответственны РЦО, расположенные в коротковолновой области $\lambda < 700$ нм.

Таким образом в данной работе была впервые выявлена анизотропия РНП в волоконных световодах с нелегированной сердцевиной типа ПАНДА и установлена её немонотонная зависимость от температуры в интервале от минус 196 до 25 °С. При температуре минус 60 °С разницы в РНП в двух ортогональных осях соответствует 20-25 %.

Литература

1. Kashaykin P.F. et al., *Journal of Non-Crystalline Solids*, 508, 26-32 (2019)
2. Tomashuk A.L. et al., *IEEE Photonics Technology Letters*, 31, 1413-1416 (2019)
3. Kashaykin P.F. et al., *Journal of Applied Physics*, 121, 213104 (2017)
4. Kashaykin P.F. et al., *Journal of Lightwave Technology*, 33, 1788-1793 (2015)
5. Кашайкин П.Ф. и др., *Журнал технической физики*, 89, 752-758 (2019)

ВЛИЯНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА РАДИАЦИОННО-НАВЕДЕННОЕ ЗАТУХАНИЕ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Азанова И.С.^{1,2*}, Шаронова Ю.О.¹, Поспелова Е.А.^{1,3}, Ладыжец Е.А.^{1,2}, Волынцев А.Б.², Филиппов А.В.³

¹ ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», г. Пермь

² Пермский государственный университет, г. Пермь

³ Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, г. Саров

*E-mail: azanova@pnpk.ru

Применение оптоволоконных датчиков физических величин в условиях импульсного гамма-излучения (ИИИ) требует прогнозировать стойкость датчика. Данные по стойкости оптического волокна (ОВ) к воздействию ИИИ, как правило, получены для образцов ОВ в свободной намотке. При этом чувствительный элемент датчика может быть выполнен в виде катушки или контура, где ОВ находится в напряженно-деформированном состоянии. Другим фактором может оказаться величина входящей оптической мощности. Из-за эффекта фотообесцвечивания радиационно-наведенное затухание (РНЗ) может существенно отличаться при разных значениях оптической мощности [1]. Цель данной работы – исследовать влияние уровня входящей оптической мощности и напряженно-деформированного состояния анизотропных ОВ типа «Панда» с нелегированной кварцевой (SiO_2) и германосиликатной (GeO_2) сердцевиной производства ПАО «ПНППК» на релаксацию РНЗ на длине волны 1550 нм после воздействия ИИИ.

Образцы ОВ исследовались в виде свободной намотки, а также в виде катушек, намотанных с определенным натяжением и склеенных компаундом для придания механической прочности, при этом в катушке возникали дополнительные напряжения. Уровень напряженно-деформированного состояния образцов оценивался по сдвигу частоты Бриллюэна (СЧБ) с помощью бреллиэновского рефлектометра с разрешением 0,1 МГц с учетом коэффициента пропорциональности из [2].

Опыты проводились на линейном индукционном ускорителе электронов с длительностью импульса примерно 20 нс («РФЯЦ-ВНИИЭФ»), доза в импульсе от 0,5 крад до 2,9 крад, температура в опыте 25 °С, уровень входящей оптической мощности варьировался от 31 мкВт до 0,4 Вт. С помощью фотоприемников с шириной полосы пропускания 125 МГц и осциллографов с разрешением по времени $1 \cdot 10^{-10}$ с на протяжении 1 с после воздействия фиксировалась выходная оптическая мощность на длине волны 1550 нм, по которой определялась зависимость РНЗ от времени после воздействия.

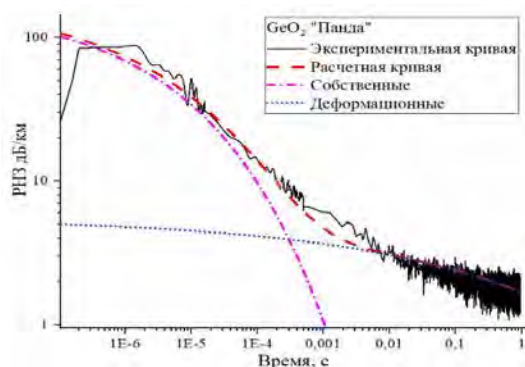


Рис. 1. Зависимость РНЗ GeO_2 «Панда» (экспериментальная и расчетная) от времени после воздействия. Доза в импульсе 2,2 крад, температура в опыте 25 °С

В работе [3] было показано, что релаксация РНЗ изотропных SiO_2 ОВ после воздействия ИИИ аппроксимируются суммой двух вкладов от короткоживущих и относительно долгоживущих радиационно индуцированных центров окраски (РЦО) – собственных и деформационных автолокализованных дырок. По результатам математической аппроксимации РНЗ в образцах GeO_2 «Панда» установлено образование радиационно-индуцированных дырок двух типов, по аналогии с собственными и деформационными дырками SiO_2 ОВ. На Рис. 1 приведена экспериментальная кривая релаксации РНЗ GeO_2 «Панда» в свободной намотке, расчётные вклады от собственных и деформационных дырок и суммарная расчетная кривая. Для данного случая РНЗ до 1 мс определяется аналогом собственных дырок, до 1 с аналогом деформационных дырок.

Для всех кривых релаксации РНЗ математическая аппроксимация выполнялась с использованием функции растянутой экспоненты

$$\text{РНЗ} = C_{\text{соб}} \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{\text{соб}}}\right)^{\beta_{\text{соб}}}\right) + C_{\text{деф}} \exp\left(-\left(\frac{t}{\tau_{\text{деф}}}\right)^{\beta_{\text{деф}}}\right)$$

с параметрами аппроксимации для собственных и деформационных дырок соответственно: $C_{\text{соб}}$ и $C_{\text{деф}}$ – РНЗ в момент воздействия, пропорциональные начальной концентрации РЦО; $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$ – характерные времена релаксации и $\beta_{\text{соб}}$ и $\beta_{\text{деф}}$ – показатели степени для комплекса $(t/\tau)^\beta$. Точность аппроксимации составила не менее 0,98.

Оказалось, что величина входящей оптической мощности определяет $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$, не оказывая существенного влияния на остальные параметры аппроксимации РНЗ. Наиболее сильно изменяются $\tau_{\text{соб}}$. Для образцов SiO_2 «Панда» в свободной намотке зависимость $\tau_{\text{соб}}$ от величины входной

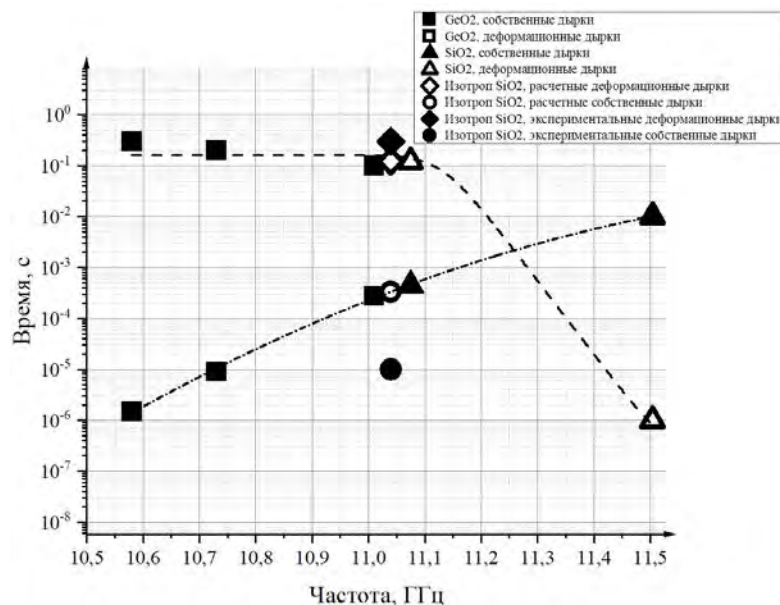


Рис. 2. Зависимость $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$ GeO_2 и SiO_2 «Панда», а также изотропного SiO_2 ОВ от величины сдвига частоты Бриллюэна. Доза в импульсе 2,2 крад, температура в опыте 25°C

свободной намотке. На Рис. 2 приведены величины $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$ для всех исследуемых образцов в зависимости от СЧБ. Внесение дополнительных напряжений привело к увеличению $\tau_{\text{соб}}$ и незначительному уменьшению $\tau_{\text{деф}}$ как для GeO_2 «Панда», так и для SiO_2 «Панда». Необычным оказалось выстраивание значений $\tau_{\text{соб}}$ в одну линию, независимо от состава сердцевины ОВ (также и для $\tau_{\text{деф}}$). Для проверки возможного случайного совпадения, на график нанесли значения $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$ для образца изотропного SiO_2 ОВ (заполненные кружок и ромб). Условия опыта для этого образца отличались уровнем P_0 (5 мВт вместо 31 мкВт). Корректировка значений $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$ на уровень $P_0=31$ мкВт с учетом полученных зависимостей показана на Рис. 2 пустыми кружком и ромбиком. Расчетные данные легли в общую линию тренда, что свидетельствует в пользу неслучайного характера зависимости. Изменение СЧБ отражает в том числе изменение компактности решетки стекла [4,5], поэтому легированные германием образцы GeO_2 «Панда» в свободной намотке характеризовались наименьшей СЧБ, образцы SiO_2 «Панда» с внесенными дополнительными напряжениями – наибольшим ее значением. Таким образом, повышение компактности решетки стекла приводит к росту времени релаксации собственных дырок и незначительному уменьшению времени релаксации для деформационных дырок. Полученные зависимости для $\tau_{\text{соб}}$ и $\tau_{\text{деф}}$ позволяют прогнозировать время потери работоспособности GeO_2 и SiO_2 ОВ после воздействия ИИИ в зависимости от уровня входящей оптической мощности и напряженно-деформированного состояния. Впервые проведено сопоставление сдвига частоты Бриллюэна с РНЗ в ОВ после импульсного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. (Соглашение № 075-11-2019-059 от 22 ноября 2019 г.).

Авторы благодарят Томашука А.Л., Кашайкина П.Ф., Есипенко И.А., Константинова Ю.А. за полезное обсуждение экспериментальных результатов исследования.

Литература

1. P.F.Kashaykin et al., *J. Non-Crystalline Solids*, 508, 26-32 (2019)
2. И.А.Есипенко, Дис., к.т.н., 01.02.06 (2017)
3. A.L.Tomashuk et al., *J. Lightwave Technology*, 35, 2143-2149 (2017)
4. Листвин А.В. и др., *Рефлектометрия оптических волокон, глава 4* (2005)
5. Weiwen Zou et al., *J. Lightwave Technology*, 26,13 (2008)

АНАЛИЗ МОДОВОГО СОСТАВА (S^2) ПОЛЫХ РЕВОЛЬВЕРНЫХ СВЕТОВОДОВ

Колядин А.Н.*, Бобков К.К., Косолапов А.Ф., Буфетов И.А.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва*

**E-mail: antonkolyadin@gmail.com*

В 2008 году сотрудниками OFS Laboratories был предложен новый метод измерения, позволяющий количественно определять число и тип мод, распространяющихся в световоде [1]. Метод основан как на пространственном, так и на спектральном анализе изображения выходного излучения тестируемого волокна. Измерение обеспечивает высококачественные изображения мод, которые можно использовать для определения их порядка, в то же время метод позволяет определить уровни мощности мод более высокого порядка относительно основной моды. Данные возможности качественно отличают данный метод от принятого на сегодняшний день метода по определению качества пучка – M^2 . Данные отличия могут быть важны для корректного определения модового состава световода поскольку, даже когда количество мощности, содержащееся в модах более высокого порядка становится очень большим, всё ещё возможно достичь низкого значения M^2 [2]. По аналогии с известным методом M^2 , данный метод получил название S^2 (Spatially and Spectrally resolved imaging).

Полые световоды – это относительно новый тип волоконных световодов, излучение в которых локализуется благодаря иным физическим механизмам, в сравнении с полностью стеклянными световодами. Число поддерживаемых мод в полой световоде зависит от ряда факторов таких как геометрические параметры световода, длина волны, изгибы и условия возбуждения. Однако метод S^2 успешно работает вне зависимости от типа исследуемого световода.

В данной работе в качестве широкополосного источника использовался одномодовый суперлюминесцентный волоконный лазер, излучающий в диапазоне 1020-1110 нм. Для анализа были взяты два световода: стандартный телекоммуникационный световод (step index) с отсечкой в области 1,2 мкм (Corning SMF-28e), и полый револьверный световод с диаметром сердцевины 20 мкм и восемью капиллярами в оболочке (Рис. 1). Данный полый световод обладает сравнительно небольшим диаметром сердцевины, что для данного оптического диапазона позволяет предположить, что оптические потери мод более высокого порядка будут в этом световоде значительно выше потерь основной моды.

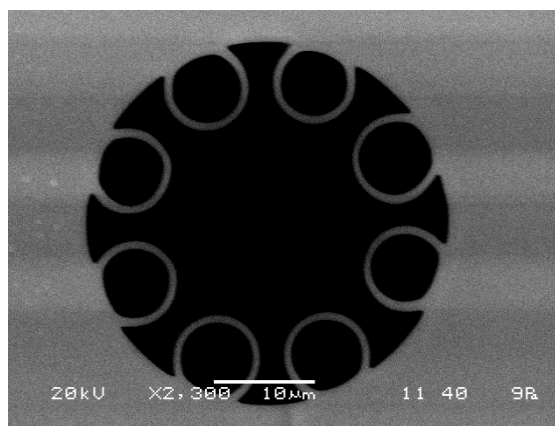


Рис.1. Поперечное сечение исследуемого полого световода

Для проведения измерения по методу S^2 строится увеличенное изображение выходного торца исследуемого световода. В плоскость изображения помещается торец сканирующего световода одномодового в данном диапазоне. При помощи спектроанализатора записывается спектр на выходе сканирующего световода. Данные спектры записываются в разных точках плоскости изображения (с выбранным шагом по вертикали и горизонтали). Все положения торца сканирующего световода, в которых производилась запись спектра, образуют матрицу, которая впоследствии используется для

построения изображения различных мод. Если помимо основной в световоде также присутствуют моды более высокого порядка, то на каждом записанном спектре можно увидеть результат интерференции этих мод в виде биений. При помощи Фурье-преобразования спектров из различных точек изображения можно восстановить форму и количество мод.

Результаты проведённого анализа представлены на Рис. 2. По осям отложены интенсивность в сравнении с основной модой (multi-path-interference (MPI)) и групповая задержка, приведённая к длине световода. Метод позволяет каждой точке на графике поставить в соответствие определённое распределение поля (показано на вставках Рис. 2), для которого можно определить интенсивность в сравнении с основной модой и величину групповой задержки. Также каждой точке на графике соответствует определённая картина распределения фазы (не показано).

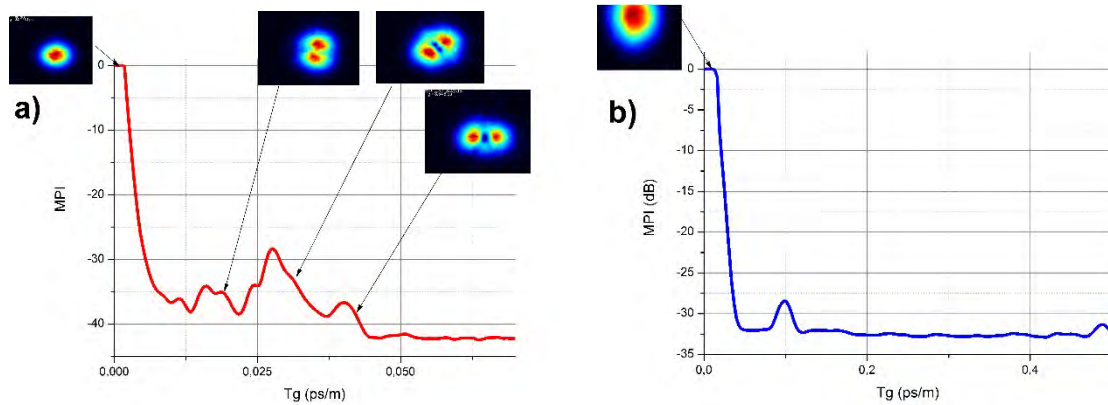


Рис.2. Результат Фурье-преобразования оптических спектров пропускания, показывающий интенсивности различных мод в стандартном *step-index* световоде длиной 86 м (а) и в полом револьверном световоде длиной 12 м (b)

Полученные данные позволяют определить как порядок и количество поддерживаемых мод (вставки на графиках), так и насколько интенсивность в каждой моде отличается от основной.

Из Рис. 2(а) видно, что стандартный телекоммуникационный световод в области 1,06 мкм поддерживает помимо основной моды также моду LP_{11} . Интенсивность в данной моде на 30 дБ и более ниже чем в основной моде. В исследуемом полом световоде (Рис 2(б)) в данном оптическом диапазоне по уровню до -30дБ наблюдается только основная мода (остальные пики на этом графике не соответствуют каким бы то ни было модам и вызваны, видимо, переотражениями в используемой оптической схеме (см. [1])). Максимальный диапазон отношения интенсивностей составил 42 и 33 дБ для телекоммуникационного и полого световода соответственно (нижний уровень на Рис.2 (а и b)). Данная разница объясняется тем, что отношение сигнал-шум в телекоммуникационном световоде было выше, чем в полом.

Таким образом, данный метод позволяет определять модовый состав излучения, распространяемого по световоду, что делает его удобным как для широко распространённых световодов, так и для световодов самых разных типов и в том числе полых.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00361).

Литература

1. Nicholson J.W. et al, *Opt. Express* 2008, 16, 7233, doi:10.1364/oe.16.007233
2. Wielandy S. *Opt. Express* 2007, 15, 15402, doi:10.1364/oe.15.015402

СИНТЕЗ, СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЕ *IN SITU* ОРГАНОРАСТВОРИМЫХ (СО) ПОЛИИМИДОВ НА ОСНОВЕ 4,4'-(4,4'-ИЗОПРОПИЛИДЕНДИФЕНОКСИ)-БИС-(ФТАЛЕВОГО АНГИДРИДА В КАЧЕСТВЕ ПОКРЫТИЙ СВЕТОВОДОВ

Чучалов А.В.^{1,2*}, Биличенко Ю.В.², Байминов Б.А.¹, Косолапов А.Ф.³, Семенов С.Л.³, Сапожников Д.А.¹, Выгодский Я.С.¹

¹Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова РАН, Москва, Россия

²Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

*E-mail: soul551@rambler.ru

В настоящее время полиимиды находят все более широкое применение в различных высоких технологиях, в том числе в качестве разделительных мембран и фильтров, оптически прозрачных пленок, покрытий и т.д. В частности, они хорошо зарекомендовали себя в качестве защитных покрытий световодов [1]. Однако традиционные методы изготовления полиимидных покрытий, базирующиеся на применении нестабильных полиамидокислот, имеют ряд существенных недостатков, включающих необходимость хранения полиамидокислот при пониженных температурах, многократное нанесение для достижения требуемой толщины покрытия, химические превращения в процессе имидизации и т.д. Кроме того, известные коммерческие полиимидные покрытия имеют неудовлетворительную адгезию к поверхности кварцевого световода, что делает необходимым использование аппрета.

Ранее нами была показана перспективность использования органорастворимых карбоновых (со)полиимидов в качестве защитных покрытий световодов [2,3]. В данной работе, методом одностадийной высокотемпературной полициклоконденсации в среде N-метил-2-пирролидона, синтезированы и испытаны в качестве защитных покрытий новые гомо- и сополиимиды на основе коммерчески доступных 4,4' - (4,4' - изопропилидендифенокси) – бис - (фталевого ангидрида) и 3,5-диаминобензойной кислоты (рис. 1).

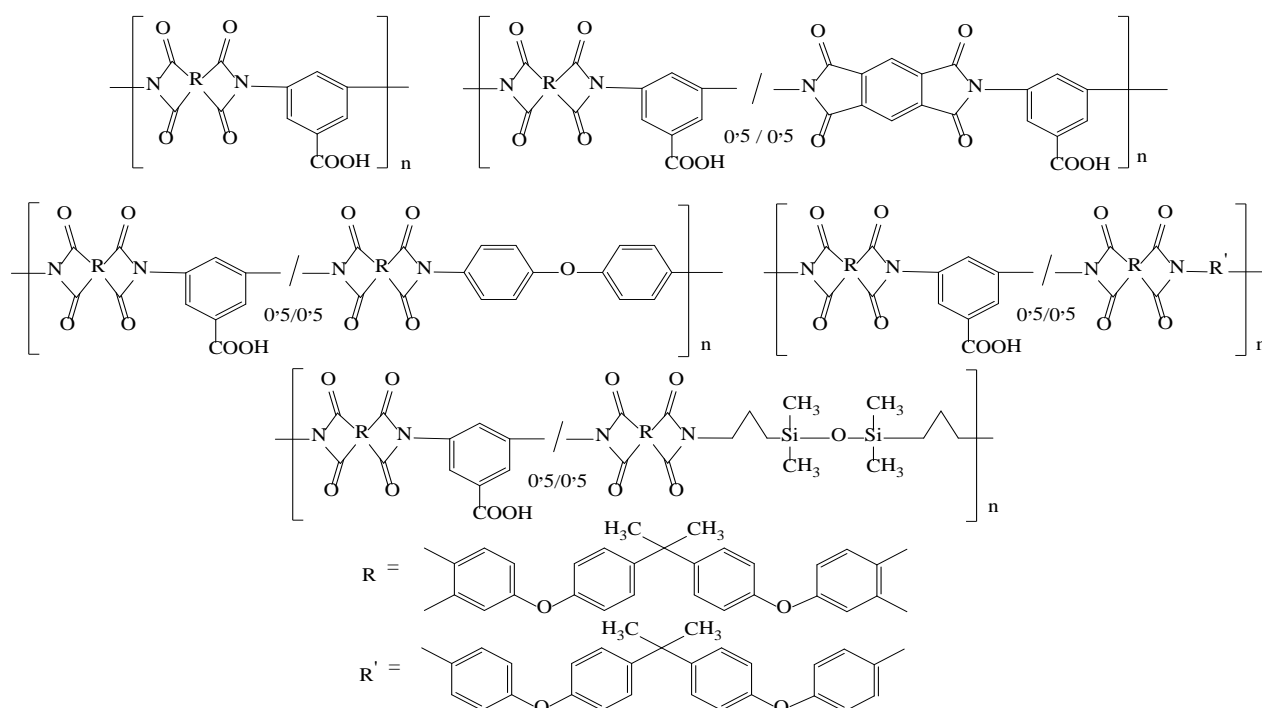


Рис.1. Структуры синтезированных полиимидов

Полимеры с $\eta_{\text{лог}} = 0,4 \div 0,7$ дл/г имеют высокие термические характеристики ($210^\circ\text{C} < T_{\text{ст}} < 320^\circ\text{C}$; $470^\circ\text{C} < T_{10\%} < 530^\circ\text{C}$ (на воздухе)) и формируют пленки с прочностью на разрыв $90 \div 100$ МПа и модулем упругости при растяжении $900 \div 1800$ МПа.

Полученные после синтеза растворы (со)полиимидов в N-метил-2-пирролидоне использовали *in situ* в изготовлении покрытий световодов. Установлено, что введение в полиимид карбоксильных групп улучшает адгезионные свойства покрытия и позволяет использовать полиимидный лак без добавления аппарата. Световоды с разработанными покрытиями имеют высокие показатели термо- и влагостойкости. Так, например, прочность световода с новым покрытием не снижается после выдержки в течение 72ч при 300°C и выдержке в воде при комнатной температуре в течение 24ч. Разработанные покрытия растворяются в широком круге органических растворителей, в отличие от коммерческих, которые растворимы только в концентрированной H_2SO_4 .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№18-29-17035 мк) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

Литература

1. Выгодский Я.С. и др. Патент № 2015145094 (2015)
2. Сапожников Д.А. и др. Высокомолек. соед. Сер. Б, **62**, 44-52 (2020)
3. Сапожников Д.А. и др. Известия Академии наук. Сер. Химическая, **8**, 1486-1491 (2020)

ИСКУССТВЕННЫЕ РЭЛЕЕВСКИЕ ВОЛОКНА ДЛЯ ЗАДАЧ ПРИКЛАДНОЙ ФОТОНИКИ

Попов С.М.^{1*}, Бутов О.В.², Колосовский А.О.¹, Волошин В.В.¹,
Воробьёв И.Л.¹, Исаев В.А.¹, Вяткин М.Ю.¹, Рыбалтовский А.А.²
Фотиади А.А.^{3,4}, Li Xia⁵, Zhuoying Wang⁵, Чаморовский Ю.К.¹

¹Фрязинский филиал института Радиотехники и Электроники РАН г. Фрязино, Россия

²Институт Радиотехники и Электроники РАН г. Москва, Россия

³University of Mons г. Монс, Бельгия

⁴Ульяновский Государственный университет, ул. Льва Толстого 42, г. Ульяновск, Россия

⁵Хуачжунский университет науки и технологии, г. Ухань, Китай

*E-mail: sergei@popov.eu.org

Оптические волокна (ОВ) в данное время используются, как в качестве линий передачи информации, так и в сенсорных системах. В последнем случае для создания распределённых сенсорных систем часто требуются оптические волокна, которые должны иметь обратный сигнал, значительно превышающий уровень обратного рассеяния Рэлея. Актуальность задачи создания ОВ с повышенным обратным сигналом вызвано активным развитием таких новых направлений прикладной фотоники как [1-4]: случайные лазеры, когерентная рефлектометрия и 3D shape sensing.

Обычно для увеличения обратного сигнала применяются волоконные брэгговские решётки (ВБР). Запись таких решёток выполняется поточечно, шаг за шагом, когда сначала снимается покрытие ОВ, производится запись, осуществляется перепокрывание ОВ с переходом к следующему участку ОВ с повтором всей процедуры [5]. Такая процедура приводит к значительному увеличению обратного сигнала, но также приводит к уменьшению механической прочности массива ВБР. Это значительно сокращает область применения таких массивов ВБР. Кроме того, количество ВБР в таком массиве ограничено. Нами разработано ОВ с ВБР запись которого производится во время процесса вытяжки ОВ [6-7]. Формирование массива ВБР в таком ОВ выполняется с помощью УФ-лазера через фазовую маску. Количество ВБР на 100 метрах такого ОВ может достигать 10000 штук. Увеличение обратного сигнала по сравнению с уровнем рассеяния Рэлея (контраст) достигает примерно 50 дБ на $\lambda=1550$ нм. Типичная ширина спектра отражения массива ВБР составляет величину 0.3 нм. Используя chirpированную фазовую маску для записи массива ВБР возможно получить ширину спектра отражения массива 4 нм. Это необходимо для применения массивов ВБР в системах когерентной рефлектометрии работающих в широких диапазонах температур. Запись массива ВБР возможна как в ОВ, вытягиваемых из фоточувствительной заготовки, так и в обычном одномодовом телекоммуникационном ОВ типа SMF-28 (см. рис.1). В последнем случае контраст записи достигает величины 55 дБ на $\lambda=1550$ нм, что значительно превышает уровень рассеяния Рэлея и расширяет возможности применения такого ОВ в системах когерентной рефлектометрии [8-9].

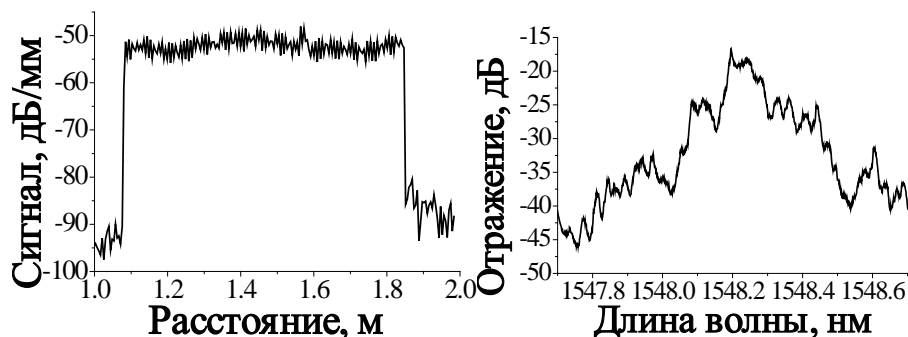


Рис. 1. Частотная рефлектограмма (слева) массива ВБР и спектр отражения массива длиной 1 метр, записанный во время вытяжки ОВ из заготовки типа SMF-28

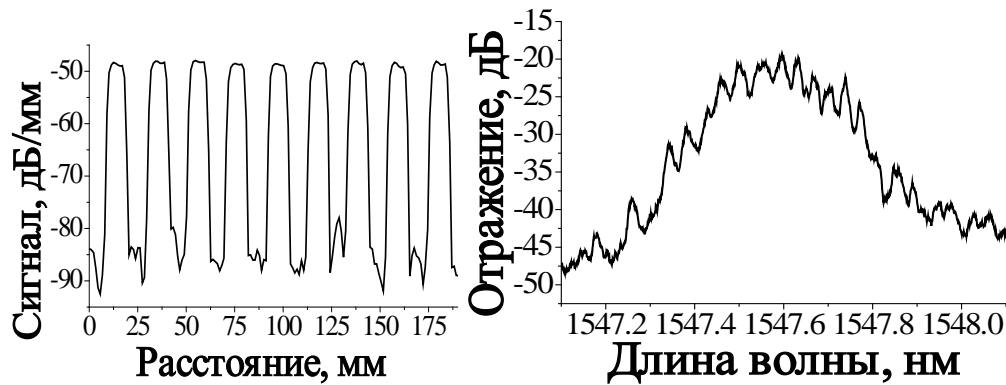


Рис. 2. Частотная рефлектограмма (слева) массива ВБР и спектр отражения массива длиной 1 м, записанный во время вытяжки ОВ из заготовки легированной ионами иттербия

Запись массивов ВБР также возможно производить во время вытяжки ОВ легированного ионами редкоземельных элементов (эрбия и иттербия). Это позволяет создать ОВ, совмещающие в себе как повышенную отражательную способность, так и возможность формирования динамических решёток, которые важны для спектральной селекции лазерного излучения [10-11].

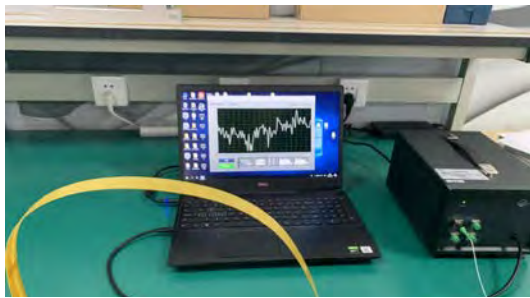


Рис. 3. Датчик растяжения на основе принципа СВЧ-демодуляции сигнала с использованием ОВ с массивом ВБР, записанным при вытяжке

Частотная рефлектограмма и спектр отражения массива ОВ, легированного ионами иттербия показаны на рис. 2. Контраст записи достигает величины 50 дБ на длине волны 1547.6 нм (период фазовой маски 1070 нм). При использовании фазовой маски с периодом 729.5 нм длина волны отражения массива ВБР уменьшается до 1060 нм, что позволяет использовать такие ОВ для получения случайной лазерной генерации на длине волны 1060 нм.

Кроме того, новым направлением использования ОВ с массивом ВБР является использование их в системах СВЧ демодуляции сигнала высокой пропускной способности [12]. На рис. 3 показан пример использования такого ОВ в датчике растяжения.

Работа выполнена в рамках государственного задания и при частичной поддержке гранта РФФИ и ГФЕН Китая № 20-57-53013. Работа Р.А.А. поддержана грантом РФФИ № 20-08-00822 А. Работа Ф.А.А. поддержана грантами Министерства Образования и науки РФ (программа Мегагрант № 2020-220-08-1369) и грантом РФФИ №18-12-00457.

Литература

1. S.Turitsyn, S.Babin, A.El-Taher et al., *Nature Photon* **4**, 231–235 (2010)
2. A.Fotiadi, *Nature Photon* **4**, 204–205 (2010)
3. Shatalin S.V., Treschikov V.N. and Rogers A.J. *Applied Optics* **37**, 5600-5604 (1998)
4. Jason P.Moore and Matthew D.Rogge, *Optics Express* **20**, 2967-2973 (2012)
5. O.V.Butov et al, *In-Fibre Bragg Gratings For Sensor Applications At High Temperatures in Optical Fibre Communication Conference on CD-ROM, The Optical Society of America, Washington, DC* (2004)
6. И.А.Зайцев и др. *Радиоотех. Эл.* **61**, 602-608 (2016)
7. Sergei M.Popov et al, *Optical Fibres with arrays of FBG: Properties and application Spring (PIERS), St. Petersburg, Russia, 22-25 May 2017, IEEE Xplore*, 1568 – 1573 (2017)
8. S.M.Popov et al., *Quantum Electron* **49**, 1127–1131 (2019)
9. D.R.Kharasov et al., *Quantum Electron* **50**, 510–513 (2020)
10. S.M.Popov et al., *Results in Physics* **16**, 102868 (2020)
11. S.M.Popov et al., *Proc. SPIE* **11357**, 113571Q (1 April 2020)
12. M.Zhang et al., *Opt. Comm.* **285**, 3082-3087 (2012)

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА НА СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ ЧИРПИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Ульянов И.С.* , Бутов О.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

**E-mail: ulyanov.i.s@gmail.com*

Лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) являются незаменимым и востребованным источником излучения для многих областей науки и техники. Применение волоконной технологии в лазерах УКИ очень перспективно, так как волоконные лазеры эффективны, надежны, просты в сборке и ремонте [1]. Проблема в том, что в волоконных лазерах УКИ трудно достичь большой пиковой выходной мощности. Импульсное излучение, распространяющееся в волокне, значительно искажается нелинейными эффектами, прежде всего фазовой самомодуляцией [2]. На текущий момент технология волоконных УКИ лазеров дает им уверенное преимущество перед объемными в диапазоне энергий до 100 мкДж с субпикосекундной длительностью импульса [1, 3].

И в объемных лазерах УКИ, и в волоконных, лучшие результаты получаются при использовании схемы усиления чирпированных импульсов (chirped pulse amplification, CPA). Ключевой компонент схемы – стретчер, который растягивает оптический импульс во временном пространстве. В случае же волоконного CPA лазера для стретчера естественно использовать чирпированную волоконную брэгговскую решетку (ВБР), работающую на отражение. В идеальном случае такая решетка должна вносить в излучение только дисперсию групповой задержки, то есть ФЧХ решетки – параболическая. На практике в ФЧХ и АЧХ ВБР-стретчеров присутствуют компоненты высших порядков. Такие искажения в литературе носят названия «нарезки» (ripple) спектра отражения и пропускания ВБР, они ограничивают пиковую мощность выходного ультракороткого импульса и порождают паразитные импульсы-сателлиты [4, 5]. Ситуация осложняется тем, что при усилении в среде с керровской нелинейностью нарезка спектра излучения непропорционально возрастает [6].

Прогресс в пиковой мощности волоконных лазеров УКИ будет связан с пониманием и преодолением причин нарезки спектра отражения ВБР. Некоторые исследования в этом направлении уже проводились для однородных и слабочирпированных ВБР, используемых, например, в волоконно-оптических линиях связи [7]. Известно, что в нарезку спектра отражения ВБР вносят вклад как недостатки используемой технологии изготовления ВБР, так и неоднородности профиля показателя преломления и легирования вдоль оптической оси волокна. Есть исследования, где количественно измеряется неоднородность эффективного показателя преломления n_{eff} на сантиметровом масштабе в разных оптических волокнах [8], типичные значения отклонения – несколько единиц 10^{-5} . Выявлено, что серийное телекоммуникационное волокно, такое как Corning SMF-28 на порядок превосходит большинство специальных световодов по однородности n_{eff} , что подтверждается наилучшим качеством ультрадлинных ВБР в этом волокне.

В текущей работе исследуется предположение, что оптическое волокно с записанной волоконной брэгговской решеткой неоднородно также на миллиметровом масштабе. Из-за этого типичные ВБР-стретчеры, то есть чирпированные решетки с длиной ~1 см и спектральной шириной ~2-3 нм, имеют нарезку, хорошо наблюдаемую в спектре пропускания. Эксперимент проводился с ВБР, записанными ArF-эксимерным лазером с применением фазовой маски в двух разных волокнах: Corning SMF-28e и в фоточувствительном германосиликатном волокне с добавлением бора. Период используемой фазовой маски составлял 1062.5 нм, величина чирпа маски 2.5 нм/см.

В эксперименте было минимизировано влияние факторов, способных вызвать нарезку спектра отражения и пропускания решетки, для чего, во-первых, ВБР были аподизированы функцией гиперболического тангенса. Во-вторых, запись решеток проходила сразу в трех одинаковых волокнах, закрепленных непосредственно на фазовой маске вплотную друг к другу. Это позволило вычлнить влияние нестабильности излучения лазера и дефектов фазовой маски на нарезку. В-третьих, применялся метод многопроходной сканирующей записи [9], где ВБР вместе с маской перемещаются перпендикулярно диафрагмированному УФ пучку так, чтобы пучок засвечивал разные участки маски и волокна в разные моменты времени. Переменный профиль скорости движения маски с волокном обеспечивал запись аподизированной решетки. Таким образом неоднородности и нестабильности

внешних факторов были максимально устранены. Если есть влияние УФ излучения, дефектов маски, механических вибраций на нарезку спектра отражения ВБР, то оно будет наблюдаться во всех трех волокнах. Если же причина нарезки в флуктуациях геометрии и состава жилы волокна, то нарезка будет уникальна для каждого образца.

Серия экспериментов показала, что при прочих исключенных факторах, нарезка спектра пропускания каждой chirпированной ВБР уникальна, то есть определяется неоднородностью волокна, (Рис. 1). Более того, в волокне Corning SMF-28e спектр пропускания отличается заметно большей гладкостью по сравнению с боросиликатным образцом, что согласуется с данными из литературы.

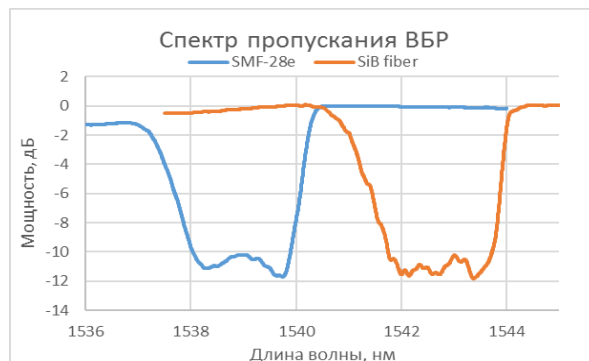


Рис. 1. Нарезанный спектр пропускания ВБР в двух типах волокон

Во второй части работы был осуществлен поиск корреляции между измеренной оптической характеристикой chirпированной ВБР – спектром пропускания – и материальными характеристиками: распределением среднего показателя преломления, глубины модуляции и периодом штрихов. Известно, что картина рассеяния плоской волны на жиле волокна, помещенного в иммерсионную жидкость, дает информацию о профиле показателя преломления волокна. В некоторых случаях возможно даже полностью восстановить этот профиль – фокусирующий метод профилирования волокна [10]. Было проведено математическое моделирование методом конечных элементов такого рассеяния, см. Рис. 2, и построена эмпирическая модель, связывающая картину рассеяния и искомые материальные характеристики волокна с записанной ВБР.

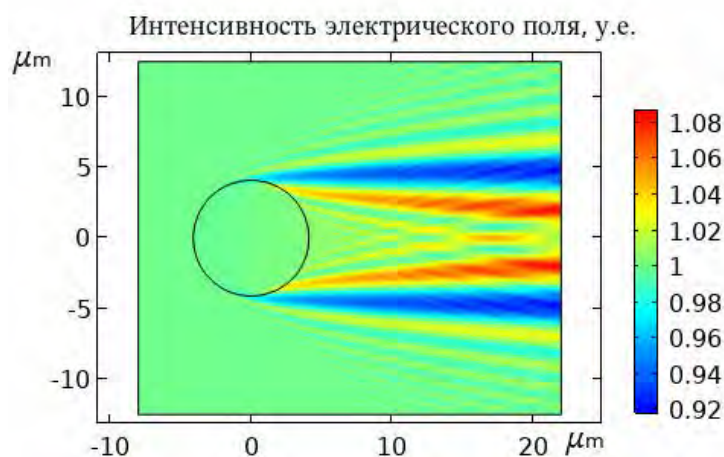


Рис. 2. Рассеяние плоской волны на жиле оптического волокна

Литература

1. Yusim A. et al, *Proc. SPIE* **9728**, 972839 (2016)
2. Limpert J. et al, *IEEE J. SEL. TOP. QUANT.* **12**, 233-244 (2006)
3. Wunram M. et al, *Opt. Lett.* **40**, 823-826 (2015)
4. Sumetsky M., Eggleton B.J., *J. Opt. Fiber. Commun. Rep.* **2**, 256-278 (2005)
5. Littler I.C.M., Fu L., Eggleton B.J., *Appl. Optics.* **44**, 4702-4711 (2005)
6. Ulyanov I., *Opt. Exp.* **27**, 28166-28178 (2019)
7. Komukai T., Inui T., Nakazawa M., *Electron. Commun. Jpn.* **86**, 76-84 (2003)
8. Loranger S., Kashyap R., *Opt. Lett.* **42**, 1832-1835 (2017)
9. Ульянов И.С., Баранов А.И., *Труды МФТИ.* **10**, 47-53 (2018)
10. Presby H.M., Marcuse D., French W.G., *Appl. Optics* **18**, 4006-4011 (1979)

НЕЛИНЕЙНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНСТАНТЫ ВЕРДЕ ОТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПАРАМАГНИТНЫХ ПРИМЕСЕЙ В СЕРДЦЕВИНЕ ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА

Моршнева С.К., Старостин Н.И., Пржиялковский Я.В., Сазонов А.И.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино

ООО «НПЦ Профотек», г. Москва

**E-mail: morshnev@profotech.com*

Известно, что константа Верде в эффекте Фарадея приобретает аномально большие значения при больших концентрациях парамагнитных примесей на основе редкоземельных ионов (в частности, Gd^{+3} и Tb^{+3}) в сетке кварцевого стекла. Это стимулирует исследователей на попытки получить волоконные световоды (ВС) с большими концентрациями парамагнитных примесей, несмотря на технологические трудности в изготовлении таких ВС, сильную зависимость магнитной чувствительности от температуры и, чаще всего, большие оптические потери. Вместе с тем, при малых концентрациях ($\eta < \sim 1$ ат.%) парамагнитных примесей, полученные константы Верде не преодолевают даже значений диамагнитной компоненты кварцевого стекла, в которое вводится парамагнитная примесь. Эти экспериментальные результаты заставляют нас предположить нелинейный характер зависимости константы Верде для ВС.

Диамагнитная компонента эффекта Фарадея возникает из-за прецессии электронных облаков с отличным от нуля моментом импульса во внешнем магнитном поле [1]. Вклад в нее привносят любые атомы, удовлетворяющие этому условию, поэтому диамагнитная компонента присутствует практически в любых решетках, а также в сетках стекол. Принято, что диамагнитная константа Верде является положительной величиной, тогда как парамагнитная – имеет отрицательные значения. В эксперименте удобно заметить при какой концентрации парамагнитных примесей парамагнитный вклад начинает преобладать над диамагнитным – по смене знака фарадеевского вращения.

Исследования были проведены на кварцевых ВС с примесью 0,95 ат% ионов Tb^{+3} и также кварцевых ВС с примесью 0,4 ат.% ионов Gd^{+3} . Сравнение производили с ВС без парамагнитных примесей, но с примесью германия для формирования световедушей сердцевины. Концентрация Ge была 1 ат.%, 1,6 ат.% и 2 ат.%, что позволило исключить дополнительный вклад от германия в диамагнитную компоненту константы Верде во всех ВС [2]. В эксперименте применялся простой поляриметр (на двух длинах волн: $\lambda_1 = 670$ нм и $\lambda_2 = 820$ нм), позволявший измерить угол поворота эллипса поляризации (и знак этого поворота) с относительной погрешностью, не превышавшей 10%, а также стандартный волоконно-оптический измеритель тока (на длине волны $\lambda_3 = 1550$ нм) с относительной погрешностью менее 1%. У тока в катушке перед измерениями меняли направление, чтобы убедиться в правильной регистрации знака поворота эллипса поляризации.

В обоих случаях ВС как с примесью Gd^{+3} , так и с примесью Tb^{+3} знак поворота эллипса поляризации не изменялся при переходе от ВС без примеси к ВС с парамагнитной примесью. Это означает, что в обоих случаях диамагнитный характер эффекта Фарадея преобладал над парамагнитным, только сокращая диамагнитную константу Верде. Все измерения мы проводили по отношению к диамагнитной константе Верде чистого кварца, численная величина которой известна и легко пересчитывается для любой длины волны в окне его прозрачности:

$V_q(\lambda) = 0,813 / (\lambda^2 - \lambda_D^2) \text{град} / (\text{Тл} \cdot \text{см})$; $\lambda_D = 0,118 \text{ мкм}$ [3]. Для удобного сравнения все результаты пересчитали к длине волны $\lambda = 820$ нм. Это дало две точки: для примеси Gd^{+3} :

$V_{Gd}(\eta = 0,004) / V_q = 0,87$ и для примеси Tb^{+3} : $V_{Tb}(\eta = 0,0095) / V_q = 0,62$, где η – концентрация. В качестве образца с высокой концентрацией тербия был выбран волоконный образец из работы [4], так как другие образцы были приведены для сплошной среды. В работе [2] показано, что в волоконных образцах константа Верде, как правило, меньше из-за того, что излучение идет частично вне сердцевины. В работе [4] была достигнута концентрация Tb^{+3} 42 ат.% (56 вес.%). Для длины волны $\lambda = 1053$ нм $V_{Tb}(\eta = 0,42) = -24,5 \text{ рад} / (\text{Тл} \cdot \text{м})$. После пересчета к $\lambda = 820$ нм $V_{Tb}(\eta = 0,42) / V_q = -21,6$

Указанные три точки нанесены на рис.1 в виде черных квадратов. Видно, что линейная зависимость не может связать эти точки.

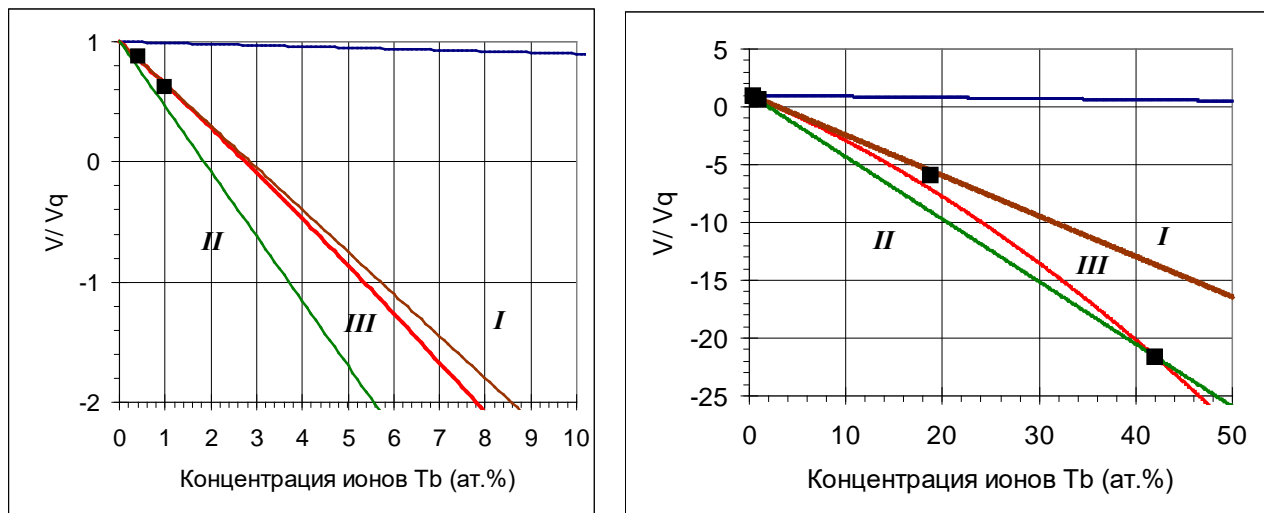


Рис.1. Зависимость константы Верде BC от концентрации парамагнитной примеси

Действительно, график *I*, проходящий через точки малой концентрации, не подходит для объяснения точки с концентрацией $\eta = 42$ ат.% и, аналогично, график *II*, идущий через точки $\eta = 0$ и $\eta = 42$ ат.% предсказывает отрицательную величину V уже при $\eta = 1,8$ ат.%, что противоречит эксперименту. Через все три точки можно провести квадратичную параболу – график *III* вида: $V(\eta)/V_q = 1 - 35 \cdot \eta - 45 \cdot \eta^2$. Ещё одна точка из работы [5], также была получена для BC с примесью 18,7 ат.% (25 вес.%) ионов Tb^{+3} , однако, она не легла на указанную квадратичную зависимость, возможно потому, что в оболочку были введены 6% ионов La^{+3} , заметно добавивших диамагнитной компоненты.

Для подобной квадратичной зависимости константы Верде от концентрации парамагнитной примеси имеется подходящая модель. В 60-е годы XX века были изучены свойства так называемых «обменных пар парамагнитных ионов» [6,7]. Обменное взаимодействие вида IS_1S_2 , где I – обменный интеграл, экспоненциально нарастает при уменьшении расстояния между парамагнитными ионами, объединяя их магнитные моменты. Ясно, что концентрация «обменных пар» пропорциональна квадрату концентрации одиночных примесных парамагнитных ионов. Вместе с тем одиночные ионы также дают вклад в константу Верде, линейно зависящую от их концентрации. При малых концентрациях только они и отвечают за константу Верде парамагнитного типа. «Обменные пары парамагнитных ионов» являются зародышами ферромагнитных доменов. Проявление зачатков ферромагнетизма может приводить к большим значениям константы Верде при больших концентрациях парамагнитных ионов в веществе.

Авторы благодарны Голанду К.М., Чаморовскому Ю.К., Исаеву В.А., Аксенову В.А., Волошину В.В., Воробьеву И.Л., за предоставленные оптические волокна, Ацаркину В.А. за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.

Литература

1. Van Vleck J.H. «The theory of electric and magnetic susceptibilities» // Oxford., (1932)
2. Аксенов В.А. и др., // Радиотехника и электроника, **47**, 1011-1017, (2002)
3. Williams P.A. et al, // Appl.Opt., **30**, 1176-1178, (1991)
4. Sun L. et al, // Optics Express., **18**, 5407 – 5412, (2010)
5. Sun L. et al // Optics Lett., **34**, 1699 – 1701, (2009)
6. Gill J.C. // Proc.Phys.Soc., **79**, 58-68, (1962)
7. Ацаркин В.А.// ЖЭТФ, **49**, 146-158, (1965)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОИЗВОДСТВА НА ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЛАВНЫХ (ФВТ) ОПТИЧЕСКИХ РАЗВЕТВИТЕЛЕЙ

Базакуца П.В.¹, Боев М.А.², Никитин А.И.^{2*}

¹ООО «Оптические телекоммуникации (ОПТЕЛ)», г. Москва

²Национальный Исследовательский Университет «МЭИ», г. Москва

*E-mail: Nikitin.Andrey.7@yandex.ru

Оптические разветвители применяют при распределении мощности оптического сигнала и уплотнении каналов связи в волоконно-оптических сетях связи [1].

В активно развивающихся системах связи со спектральным уплотнением каналов (WDM, CWDM, DWDM), в том числе в системе локальной связи по схеме, так называемых пассивных оптических сетей (PON), применяют оптические разветвители, которые должны соответствовать рекомендациям Международного Союза Электросвязи (МСЭ-Т) G.671 и L.37.

В настоящее время для строительства сетей PON используют разветвители, производимые по планарной интегрально-оптической технологии (PLC), которые, как правило, имеют равномерное по всем выходным плечам деление оптической мощности. Для оптимального же деления оптической мощности в древовидных сетях, каковыми и являются сети PON, целесообразно применять разветвители и с дробным делением оптической мощности. Дробное же деление мощности легче и дешевле обеспечить в разветвителях, изготовленных по сплавной технологии (ФВТ). Сплавные разветвители также обладают меньшим вносимым затуханием по сравнению с планарными разветвителями [2]. Для возможности реализации и совершенствования развивающихся систем связи со сложной архитектурой требуется активное развитие и внедрение сплавных оптических разветвителей, поэтому тема исследования актуальна [3].

В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование зависимости влияния технологических параметров производства оптических разветвителей, изготовленных из различных оптических волокон, соответствующих рекомендациям МСЭ-Т G.652.D, G.657.A1, G.657.A2, G.657.B3 от технологических параметров процесса.

Сплавные оптические разветвители были изготовлены на специализированной установке для сплавления оптических волокон, разработанной в ООО «ОПТЕЛ». Разработанная установка позволяет варьировать значения большого количества параметров, таких как скорость вытяжки оптических волокон, потоки водорода и кислорода. Установка имеет набор горелок различного диаметра. Можно изменять время нагрева волокон перед вытяжкой, длину предварительного нагрева и вытяжки одного из оптических волокон, количество полных циклов осцилляции интенсивности излучения между оптическими волокнами и другие.

Результаты экспериментального исследования позволили получить представление о геометрических формах зоны сплавления, значение технологических параметров процесса при производстве оптических разветвителей из различных типов оптических волокон. Результаты измерений габаритов сплавленных волокон показали, что зона сплавления неоднородна по длине, а от температуры сплавления зависит форма поперечного сечения [4]. Полученные результаты показали, что сплавные оптические разветвители, изготовленные из оптических волокон, соответствующих рекомендациям G.652.D, G.657.A1 и G.657.A2 имеют схожие технические характеристики, а характеристики разветвителей, которые изготовлены из оптических волокон, соответствующих рекомендации G.657.B3, имеют отличия при одинаковых технологических параметрах процесса сплавления. Дальнейшие исследования проводили для двух групп оптических разветвителей. Первая группа включала в себя оптические разветвители, изготовленные из оптических волокон, соответствующих рекомендациям G.652.D, G.657.A1 и G.657.A2, а вторая – G.657.B3.

Для первой группы разветвителей результаты экспериментов показали, что при повышении температуры сплавления оптических волокон увеличивается период спектрального пропускания и ответвления [5].

Изменение диаметра горелок и потоков газов приводит к изменению ширины зоны сплавления оптических волокон. В данном эксперименте ширину зоны сплавления варьировали от 3 до 16 мм.

Было выявлено что, при большей ширине зоны сплавления вносимое затухание в сплавных оптических разветвителях получается меньше.

Скорость вытяжки не оказывает существенного влияния на технические характеристики оптических разветвителей, если при заданной скорости вносимое затухание не превышает предельно-допустимые значения. Предварительный нагрев оптических волокон перед вытяжкой в пределах 1-4 секунд позволяет добиться лучшей температурной стабильности оптических разветвителей.

При предварительном нагреве и вытяжке одного из двух впоследствии сплавляемых оптических волокон, было выявлено изменение спектральных характеристик оптических разветвителей. При определенных соотношениях диаметров оптических волокон, получаемых в результате предвытяжки, можно добиться необходимого периода спектрального пропускания и ответвления для применения разветвителей в сетях связи со спектральным уплотнением каналов связи.

От количества полных осцилляций интенсивности излучения между оптическими волокнами также зависят периоды спектрального пропускания и ответвления. Чем больше осцилляций в процессе вытяжки, тем меньше периоды спектрального пропускания и ответвления, что позволяет производить на основе данной технологии оптические мультиплексоры [6]. Также стоит отметить, что оптические разветвители, изготовленные с большим количеством осцилляций интенсивности излучения между волокнами, обладают большим затуханием и меньшей температурной стабильностью.

Для второй группы разветвителей были выявлены схожие характеры зависимостей результирующих технических характеристик от варьируемых технологических параметров производства, за исключением того, что для обеспечения предельно-допустимых потерь сплавление должно происходить при более высоких температурах, чем для первой группы.

Также стоит отметить, что оптические разветвители, изготовленные из оптических волокон G.657.B3 обладают большей температурной стабильностью, чем оптические разветвители из оптических волокон G.652.D, G.657.A1 и G.657.A2.

Для описанных выше экспериментальных зависимостей параметров передачи разветвителей от параметров технологического процесса их изготовления подготовлены уравнения, аналитически описывающие указанные зависимости и позволяющие подбирать параметры технологического процесса под требуемые параметры разветвителей.

Таким образом, в работе экспериментально выявлены и аналитически описаны зависимости параметров передачи сплавных разветвителей от технологических параметров процесса их изготовления, показано, что подбор параметров технологического процесса позволяет создавать сплавные разветвители с произвольным, наперед заданным коэффициентом деления мощности, одинаковым в спектральной полосе рабочих длин волн, удовлетворяющей требованиям действующих стандартов для их применения в системах WDM, CWDM и DWDM.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-38-90173.

Литература

1. Никитин А.И., Боев М.А. Технология изготовления сплавных оптических разветвителей // Актуальные проблемы физической и функциональной электроники: материалы 22-й Всероссийской молодежной научной школы-семинара. - Ульяновск: УлГТУ, 2019. - С. 39-40
2. Базакуца П.В., Боев М.А., Никитин А.И. Исследование спектральных характеристик оптических разветвителей // ФОТОН-ЭКСПРЕСС. - М.: ФЭ, 2019. - С. 178-179
3. Никитин А.И., Боев М.А. Изготовление сплавных (FBT) оптических разветвителей с конфигурациями делений 1x3, 1x4, 1x5 // РАДИОЭЛЕКТРОНИКА, ЭЛЕКТРОТЕХНИКА И ЭНЕРГЕТИКА: Двадцать шестая Междунар. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов. - М.: ООО «Центр полиграфических услуг «Радуга», 2020 - С. 369
4. Никитин А.И., Боев М.А. Влияние температуры на затухание в сплавных оптических разветвителях для соединения оптических кабелей // РАДИОЭЛЕКТРОНИКА, ЭЛЕКТРОТЕХНИКА И ЭНЕРГЕТИКА: Двадцать пятая Междунар. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов. - М.: ООО «Центр полиграфических услуг «Радуга», 2019. - С. 342
5. Никитин А.И., Боев М.А. Влияние степени сплавления оптических волокон на параметры передачи сплавных (FBT) оптических разветвителей в кабельных сетях связи// РАДИОЭЛЕКТРОНИКА, ЭЛЕКТРОТЕХНИКА И ЭНЕРГЕТИКА: Двадцать седьмая Междунар. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов. - М.: ООО «Центр полиграфических услуг «Радуга», 2021. - С. 392
6. Базакуца П.В., Боев М.А., Никитин А.И. Применение оптических разветвителей в сетях связи со спектральным уплотнением // КАБЕЛИ и ПРОВОДА. - М.: ООО «ЖУРНАЛ «КАБЕЛИ И ПРОВОДА», 2020. -№6(386) С. 17-23

СВЕТОВОД СО СМЕЩЁННОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ И ОПТИМИЗИРОВАННЫМ АКУСТИЧЕСКИМ ПРОФИЛЕМ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ВРМБ

Худяков М.М.^{1*}, Цветков С.В.¹, Косолапов А.Ф.¹, Бубнов М.М.¹, Лобанов А.С.²,
Гурьянов А.Н.², Лихачёв М.Е.¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Десятых РАН, г. Нижний Новгород

*E-mail: DAngeL.74@gmail.com

Усилители и лазеры, основанные на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), широко применяются в областях, требующих излучения в спектральных областях, не покрываемых усилителями, легированными редкоземельными элементами. При этом, в ряде применений требуется малая спектральная ширина излучения. Необходимость применения больших длин волоконных световодов с высоколегированной сердцевинной малого диаметра означает, что вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) – главный нелинейный эффект, ограничивающий выходную мощность таких лазеров и усилителей.

Стандартным способом повышения порога ВРМБ является создание градиента сдвига ВРМБ по длине световода. При этом излучение, на каждой длине волны может усиливаться за счёт ВРМБ только в той части световода, в которой оно имеет перекрытие с локальным спектром ВРМБ. Частота сдвига наиболее просто изменяется деформацией световода и, поэтому, максимальное подавление ВРМБ 15,3 дБ [1], полученное данным способом, было достигнуто путём создания градиент натяжения по длине световода. Однако такое большое подавление достигалось за счёт большого натяжения световода – 3 % (как отношение удлинения к оригинальной длине), что крайне негативно сказывается на долговременной прочности световода. Развитием данного метода является одновременное создание не только растягивающих напряжений сердцевинной, но и сжимающих. Так ранее нами была предложена и реализована идея использования смещенной относительно оси волокна сердцевинной и намотки световода на катушку малого диаметра [2]. В зависимости от ориентации сердцевинной она оказывается то сжатой, то растянутой. Это позволяет удвоить максимальную деформацию сердцевинной при той же деформации световода по сравнению со случаем, где стандартный световод только растягивается (см. рис. 1а). Без сколько-нибудь значимой потери надежности волоконного световода нам удалось подавить ВРМБ на 4,1 дБ.

Принципиально иным способом уширения спектра ВРМБ является модификация акустического профиля световода для уменьшения перекрытия акустических и оптической мод. Максимальное подавление ВРМБ продемонстрированное с использованием этого метода составляет 11,2 дБ [3]. Однако из-за создания дополнительной оптической волноводной структуры он применим только для активных световодов. При создании строго одномодовых световодов используя схожий подход нами удалось подавить ВРМБ на 8 дБ [4]. В то же время стоит отметить, что перечисленные выше методы не являются взаимодополняемыми – то есть сколько-нибудь заметно улучшить подавление ВРМБ применяя два из них одновременно не удастся, так как в каждом случае линии усиления ВРМБ уширяют равномерно.

Ситуация кардинально меняется при использовании метода модификации акустического профиля сердцевинной ВС путём одновременного легирования оксидами германия и алюминия, предложенного нами в [5]. В случае световодов с большой апертурой сердцевинной в спектре ВРМБ появлялось три отдельно стоящих пика (было получено подавление ВРМБ на 6,4 дБ). Подобная особенность спектра ВРМБ позволяет эффективно применить дополнительный метод подавления ВРМБ – растяжение/сжатие световода для уширения каждого из отдельно стоящих пиков. В настоящей работе впервые реализован метод взаимодополняющего подавления ВРМБ двумя различными методами.

Нами был создан световод с сердцевинной, неоднородно легированной GeO_2 и Al_2O_3 по радиусу (см. рис. 1в). Спектр усиления ВРМБ этого световода имел три основных пика с примерно равными амплитудами и один пик с в два раза уменьшенной амплитудой (при диаметре намотки 180 мкм). Пиковый коэффициент усиления ВРМБ - $g_{\text{В}}$, равнялся $3,6 \cdot 10^{-12}$ м/Вт, что в сравнении со стандартным телекоммуникационным световодом SMF-28, для которого пиковое значение $g_{\text{В}}$ равно $16 \cdot 10^{-12}$ м/Вт, демонстрирует подавление ВРМБ на 6,5 дБ.

Световод был изготовлен с внешним диаметром 125 мкм и был дополнительно покрыт герметичным углеродным слоем для увеличения долговременной прочности. Сердцевина световода имела диаметр 7,5 мкм и была смещена на 37,5 мкм относительно оси световода (см. рис. 1б). Числовая апертуры сердцевинки была равна 0.17. Рассчитанная площадь поля моды составила 7,96 мкм на длине волны 1,55 мкм, длина волны отсечки второй моды – 1,56 мкм. Подбор режимов сварки позволил получить потери 0,2-0,3 дБ при сварке со стандартным световодом с таким же диаметром сердцевинки.

При намотке реализованного световода на катушку диаметром 28 мм каждый пик в спектре усиления уширялся на 200 МГц. Эта величина меньше расстояния между двумя наиболее удалёнными низкочастотными пиками, что позволяет увидеть структуру уширения одного пика с тремя максимумами, соответствующими сердцевине с максимальным сжатием и растяжением и несмещённой сердцевине. Намотка на катушку диаметром 15 мм увеличивает величину деформации с 0,53 % до 0,99 %, что приводит к росту максимального сдвига от 100 МГц до 185 МГц. При этом такой сдвиг превышает максимальное межпиковое расстояние, поэтому дальнейшее уменьшение диаметра намотки не приводит к уменьшению g_B менее $1,2 \cdot 10^{-12}$ м/Вт. Это соответствует подавлению ВРМБ еще на 4,7 дБ по сравнению с SMF-28. Таким образом суммарное подавление ВРМБ составляет 11,2 дБ. Так же были измерены пороги ВРМБ для 40 м световода со смещённой сердцевинкой, намотанного на катушку диаметром 15 мм и 40 м SMF-28. Для этих целей в световод запускались одночастотные импульсы длительностью 500 нс на длине волны 1.55 мкм, и порогом ВРМБ считалось достижение отражённой мощности уровня 0,1% от входной мощности. Порог в исследуемом световоде составил 18,9 Вт, а в SMF-28 – 3 Вт (пересчитанные значения для линейной поляризации). Что при учёте разницы в площадях полей мод даёт подавление ВРМБ на 10,5 дБ.

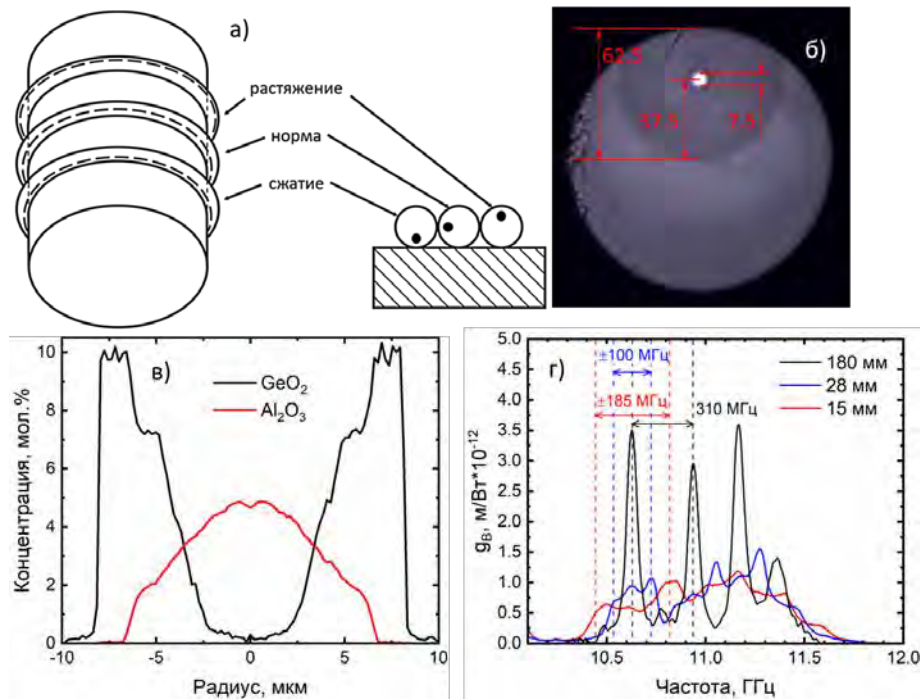


Рис. 3. а) Схема намотки световода со смещённой сердцевинкой.

б) Фотография торца световода со смещённой сердцевинкой.

в) Измеренный профиль легирования сердцевинки световода со смещённой сердцевинкой.

г) Измеренный спектр ВРМБ для световода со смещённой сердцевинкой для разных диаметров намотки

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-38-90281.

Литература

1. R.Engelbrecht, *J. Light. Technol.* **32**, 1689–1700 (2014)
2. М.М. Худяков, В.В. Алексеев et al., *Квантовая электроника* **51**, 228–231 (2021)
3. M.D. Mermelstein, M.J. Andrejco et al., in *Proc. SPIE* (2008), 68730N
4. S.V. Tsvetkov, M.M. Khudyakov et al., *J. Light. Technol.* **39**, 592–599 (2021)
5. М.М. Khudyakov, М.Е. Likhachev et al., in *Proc.SPIE (SPIE, 2017)*, **10083**, 1008313

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ PoF ОТ ДЛИНЫ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Гаркушин А.А.^{1*}, Бойчук Е.С.^{1,2}, Дроздов И.Р.¹, Струк В.К.¹, Конин Ю.А.¹,
Щербакова В.А.¹, Максименко В.А.², Криштоп В.В.^{1,2}

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

²Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

*E-mail: Garkushin@pnppk.ru

Power-over-Fiber (PoF) – это активно развивающаяся технология передачи мощности для питания электронных устройств с использованием оптического волокна (ОВ). Применение этой технологии позволяет отказаться от металлических проводников и аккумуляторов в тех случаях, когда их использование сопряжено с серьезными трудностями с точки зрения технической реализации, может повлиять на работоспособность оборудования или же представляет угрозу для обслуживающего персонала, кроме того, PoF позволяет осуществлять электропитание изолированных оптических сетей и осуществлять «умное электропитание». Технология PoF подразумевает, что мощность, необходимая для питания удаленного устройства, передается по оптоволокну (ОВ) в виде оптического излучения, генерируемого лазерным источником. На стороне питаемого устройства находится полупроводниковый фотоприемник особой конструкции, называемый фотоэлектрическим (ФЭП) или фотовольтаическим преобразователем. Он преобразует энергию оптического излучения, распространяющегося по оптоволокну, в электрическую энергию. Величина электрической мощности и напряжения на выходе преобразователя зависит от характеристик выбранного преобразователя, а также от величины оптической мощности на его входе [1]. В PoF, как правило, используется многомодовое оптическое волокно. Например, в системах RLH Industries применяется волокно с диаметром сердцевины 62,5 мкм. Заявленное снижение выходной мощности на 1 км составляет около 5 дБ при длине волны излучения 830 нм [2]. Одним из крупнейших мировых производителей многомодового волокна является компания Corning, изготавливаемое на ее предприятиях волокно имеет диаметр сердцевины 50 мкм и потери не выше 2,3 дБ/км на длине волны 850 нм. На отечественном рынке пока отсутствуют крупные производители многомодового оптического волокна. Однако есть российские предприятия, которые производят многомодовые волокна для специальных технологических задач. Так, в НТО «ИРЭ-Полус» (г.Фрязино), являющейся российским филиалом компании IPG Photonics, производят технологические оптические волокна для передачи оптического излучения от волоконного лазера до оптической головки. Диаметр сердцевины таких волокон от 50 до 1000 мкм, длина – несколько десятков метров. Такие волокна способны передавать излучение мощностью от нескольких десятков Вт до нескольких сотен кВт и могут быть пригодны для нужд PoF технологии, при передаче энергии на малые расстояния (20 – 30 м) [3]. В ПАО «ПНППК» (г. Пермь) производится многомодовое волокно с градиентным профилем показателя преломления для применения в телекоммуникационных сетях и геофизических системах мониторинга температуры. Диаметр сердцевины волокна 50 мкм, оболочки 125 мкм. На длине волны 850 нм коэффициент затухания не превышает 3,5 дБ/км, а на длине волны 1300 нм не больше 1,5 дБ/км [4]. Вопрос о возможности использования данного вида волокон в PoF системах требует дополнительного изучения.

На основании обзора основных компонентов [5-6] системы, таких как источники излучения, фотоэлектрические преобразователи, оптические волокна сформулированы следующие выводы:

- Целесообразно применять многомодовое волокно с числовой апертурой 0,22 – 0,375;
- Предпочтительные рабочие диапазоны длин волны для PoF системы: 800-850, 915-980, 1550 нм;
- В маломощных PoF системах (с выходной мощностью 3-5 Вт) КПД выше и достигает 20%, в то время как система с высокой выходной мощностью (до 30 Вт) имеет КПД около 10%;
- В системах с высокой входной мощностью необходимо активное охлаждение для ЛИ, ФЭП;
- В основном, система стабильно работает диапазоне температур от -40 до +85 °С, но при этом с повышением температуры КПД понижается;
- Чем большая требуется выходная мощность, тем больше должен быть диаметр сердцевины оптического волокна, однако, использовать большой диаметр сердцевины целесообразно не для всех длин волн, например, при рабочей длине волны системы 1550 нм, иногда применяется одномодовое волокно [7].

Был проведен эксперимент для определения затухания мощности в оптическом волокне (ММ-S105/125-22A) протяженностью 1500 м (ЛД: PLD-975-40 (IPG Photonics)), ниже приведены графики и выводы, полученные в результате эксперимента и анализа прочих исследований:

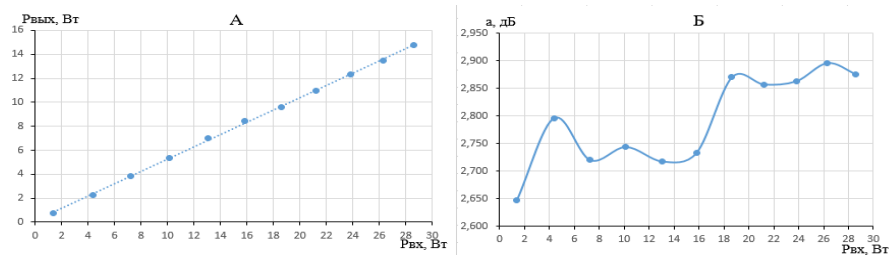


Рисунок 2. Графики результатов эксперимента. А — график зависимости выходной мощности от входной, Б — график зависимости затухания от входной мощности

- Зависимость выходной мощности от входной — линейна. Оптическая мощность после катушки 1500 м составляет 0,75 Вт при мощности на выходе ЛД, равной 1,38 Вт и 14,75 Вт после катушки при мощности на выходе ЛД, равной 28,6 Вт;
- С увеличением входной мощности возрастает затухание. При 1,38 Вт мощности на входе затухание составляет 2,65 дБ, а при 28,6 Вт уже 2,88 дБ; возможной причиной роста затухания являются потери из-за возбуждения вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Этот нелинейно-оптический эффект характеризуется возникновением сдвинутого в стоксовую область излучения, направленного противоположно распространению излучения накачки и может существенно уменьшить передаваемую по волокну оптическую мощность. ВРМБ является пороговым эффектом, и в оптических волокнах может проявляться при сравнительно небольшой мощности излучения (для одномодовых волокон – десятки мВт, для многомодовых – сотни мВт) [8];
- Длина волны 808-850 нм подходит для передачи большой мощности на короткие расстояния;
- Окно прозрачности оптического волокна, равное 1550 нм можно использовать для передачи энергии на большие расстояния, но с уменьшением общего КПД PoF систем.

Общие выводы по проведенной работе:

1. Для питания удаленных объектов (> 1000 м) с потребляемой электрической мощностью на стороне приемника 0,5-5 Вт (телеметрия и маломощные исполнительные механизмы на ЖД, взрывоопасных объектах и т.д.) использовать систему PoF с рабочей длиной волны 1550 нм (весь тракт ЛД, ОВ, ФЭП). В случае необходимости наращивания передаваемой мощности возможно применять масштабирование.
2. Для питания объектов на короткой дистанции (<10 м) с потребляемой электрической мощностью на стороне приемника 5-30 Вт (обработка сигналов датчиков прецизионных систем, гальваническая развязка и фильтрация электронных приборов) использовать систему PoF с рабочей длиной волны 808-850 нм (весь тракт ЛД, ОВ, ФЭП). В случае необходимости наращивания передаваемой мощности возможно применять масштабирование.
3. Для питания объектов на средней дистанции (от 10 до 1000 м) с потребляемой электрической мощностью на стороне приемника от 0,5 до 30 Вт (остальные системы, не рассмотренные в пунктах вывода 1 и 2) характеристики системы PoF определять индивидуально с учетом предъявляемых требований к конечному продукту.

Литература

1. Бойчук Е.С. Системы передачи энергии по оптическому волокну //Бюллетень научных сообщений. – (2020) – №. 25. – С. 48-53
2. Официальный сайт RLH Industries [Электронный ресурс]. URL: <https://www.fiberopticlink.com/products/> (дата обращения 15.06.2021)
3. Официальный сайт IPG Photonics [Электронный ресурс]. URL: <https://www.ipgphotonics.com/ru/products> (дата обращения 15.06.2021)
4. Официальный сайт ПАО «ЛНППК» [Электронный ресурс]. URL: <http://pnppk.ru/ru/produksiya/opticheskie-voлокna-i-komponenty> (дата обращения 23.06.2021)
5. Khvostikov V.P. GaSb-based 1550 nm photoelectric laser converters: production method and characteristics, *Semiconductor Physics and Technology*, (2016), vol. 50, is. 10, pp. 1358-1362.
6. S.D. Jarvis, *Development and characterisation of laser power converters for optical power transfer applications*, *IET Optoelectron.*, 8 (2), 64 (2014)
7. Головин С.В. Российский опыт и перспективы создания систем сейсмического 4D мониторинга// *Геофизические исследования*. – (2019) – 20, № 4, с.52-64
8. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика*. М.: Мир, (1996), 323 с.

3D-ПЕЧАТЬ ПРЕФОРМ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Вельмискин В.В. *, Левченко А.Е.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова
РАН, г. Москва*

** E-mail: vvv@fo.gpi.ru*

Развитие новейших типов волоконных световодов, таких как фотонно-кристаллические (PCF) и антирезонансные (ARF), зачастую ограничено особенностями, присущими традиционным методам их изготовления. Например, ключевым фактором, определяющим оптические потери в револьверных световодах, является не чистота материала стенок капилляров, а их геометрия. Метод сборки таких световодов из капилляров зачастую не позволяет достичь необходимой точности изготовления и не гарантирует повторяемости результатов. В случае многосердцевидных волоконных световодов процесс подготовки и совместной консолидации отдельных элементов превращается в сложную многостадийную операцию.

На фоне этого метод 3D-печати преформ волоконных световодов может продемонстрировать свои преимущества, в числе которых выступают точность и возможность изготовления объектов со сложной структурой. Сам принцип объемной печати известен достаточно давно, приблизительно с 70-х годов XX века, и применим к совершенно различным материалам, но чаще всего используется в работе с полимерами. После появления коммерчески доступных принтеров был опубликован ряд работ про изготовление микроструктурированных полимерных преформ и волоконных световодов. Была продемонстрирована идея вытягивания полимерного оптического волокна непосредственно из преформы, формируемой в 3D-принтере. [1] Существуют статьи про печать световодов методом экструзии из легкоплавких силикатных стекол. [2]

Однако приоритетным направлением исследований может считаться печать именно кварцевых волоконных световодов, что обусловлено набором их уникальных оптических и механических свойств. Основной сложностью работы с кварцевым стеклом является его высокая температура плавления $T = 1900$ С, поэтому сформировался ряд независимых технологических подходов к его 3D-печати.

В [3] описана попытка печати преформ непосредственно расплавленным кварцевым стеклом с помощью экструзии через высокотемпературные циркониевые дюзы на подвижной печатающей головке (метод FDM). С практической точки зрения, самым сложным здесь является плавление кварцевого стекла и перемещение его по трем координатам в пространстве. К сожалению, существенные ограничения на метод наложилась высокая вязкость стекла, что привело к низкой точности печати (4 мм по x , y , z - координатам), что на порядок хуже достигаемой обычно при работе с полимерами.

Вторым способом является избирательное лазерное плавление (SLA) из порошков или кварцсодержащей органической пасты. В данном случае происходит последовательное проплавление тонких слоев мелкодисперсного оксида кремния с помощью сфокусированного излучения мощного CO_2 -лазера с длиной волны $\lambda = 10$ мкм, которое эффективно поглощается кварцевым стеклом. Также потенциально возможно использование СВЧ-нагрева или нагрева электронным пучком. В работе [4] продемонстрированы преформы микроструктурированных волоконных световодов, полученные этим способом. Стоит отметить, что чистота полученного стекла определяется исключительно качеством исходных компонентов, а полученные преформы не нуждаются в тепловой постобработке, способной привести к искажению геометрии.

Третьим подходом является печать вязким полимером, содержащим микрочастицы кварцевого стекла. Для формирования преформы возможно использование прямой экструзии полимера (FDM) с последующим многостадийным отжиганием органики и спеканием полученной пористой структуры [5].

Формирование предварительной полимерной структуры возможно также стандартными способами фотополимерной печати, такими как стереолитография (SLA), цифровая обработка светом (DLP) и прямая УФ засветка (DUP LCD). Главным преимуществом фотополимерной печати является высокая точность, 20, 20 и 10 мкм по x , y и z , соответственно, что недостижимо при использовании любых других методов. В [1] описаны изготовленные с помощью DLP легированные преформы и волоконные световоды. С появлением коммерчески доступных фотополимерных принтеров основной

практической сложностью метода является подбор состава полимера и однородное введение в него мелкодисперсного оксида кремния.

Общей проблемой всех вышеописанных методов является пониженное качество печати кварцевых волоконных световодов в сравнении с их полимерными аналогами. Однако заинтересованность нескольких научных групп в мире позволяет надеяться на ее скорое решение.

В докладе будет сделан обзор существующих методов 3D-печати волоконных световодов из кварцевого стекла, сравнение их достоинств и недостатков. Также будут описаны полученные в НЦВО РАН результаты работ в этой области.

Литература

1. *Chu Y. et al, Opt. Lett., 44, 5358-5361 (2019)*
2. *Klocke F., McClung A., Ader C., Proc. SFF, 214-219 (2004)*
3. *Bikas H., Stavropoulos P., Chryssolouris G., Int. J. Adv. Manuf. Technol., 83, 389-405 (2016)*
4. *Rosales A., Mar, Proc. SPIE 11271, Laser 3D Manufacturing VII, 112710U (2020)*
5. *Kotz F. et al, Adv. Mater., 30, e1707100 (2018)*

ВЫСОКОЛЕГИРОВАННЫЕ Er-Yb СВЕТОВОДЫ ДЛЯ ОДНОЧАСТОТНЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

**Лобанов А.С.^{1*}, Липатов Д.С.¹, Абрамов А.Н.¹, Гурьянов А.Н.¹,
Рыбалтовский А.А.², Базакуца А.П.², Бутов О.В.²**

¹Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г.Десятых РАН, г. Н. Новгород

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

*E-mail: lobanov@ihps-nnov.ru

Создание волоконных лазерных источников узкополосного непрерывного излучения в диапазоне длин волн 1500–1600 нм представляет большой интерес для телекоммуникации, метрологии, спектроскопии, сенсорики. Общими недостатками большинства существующих одночастотных волоконных лазеров (ОВЛ) является проблема стабилизации длины волны, а также непрерывного режима генерации. Прогресс в данной области во многом зависит от успехов в области разработки активных световодов с оптимальным составом стекла сердцевины. Малая длина резонатора ОВЛ (несколько сантиметров), требует от световода наличия высокой концентрации ионов эрбия (Er^{3+}) и одновременно минимальной степени их кластеризации. Ключевым элементом ОВЛ являются волоконные брэгговские решётки (ВБР), поэтому световод должен иметь также достаточную фоточувствительность. В настоящей работе на роль материала сердцевины выбран состав стекла $\text{Er}_2\text{O}_3/\text{Yb}_2\text{O}_3/\text{P}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$. В фосфоросиликатной матрице ионы Yb^{3+} интенсивно поглощают излучение накачки (976 нм) и способны максимально эффективно (до 90 %) передавать энергию возбуждения ионам Er^{3+} , исключая вероятность обратной передачи энергии [1]. Кроме этого, легирование стекла сердцевины Yb_2O_3 позволяет увеличить в нём концентрацию Er_2O_3 [2].

Заготовки световодов были изготовлены методом MCVD с осаждением всех компонентов стекла полностью из газовой фазы [3]. Исследован одномодовый световод (длина волны отсечки 0.95 мкм) световод (LD 557) с внешним диаметром 125 мкм и составом стекла сердцевины: 11 мол. % P_2O_5 , 0.8 мол. % Yb_2O_3 , 0.1 мол. % Er_2O_3 . На рис. 1А представлен спектр оптических потерь световода в широком диапазоне длин волн 700–1700 нм. Низкий уровень «серых» потерь составил менее 40 дБ/км, что является признаком гомогенной структуры фосфоросиликатной матрицы и однородного распределения редкоземельных ионов в её объёме. Превышение концентрации ионов Yb^{3+} по сравнению с ионами Er^{3+} в 8 раз резко снизило вероятность нежелательного формирования из ионов Er^{3+} крупных кластерных элементов. Вследствие этого световод продемонстрировал довольно высокий коэффициент усиления 0.27 дБ/см по отношению к слабому сигналу (рис. 1В).

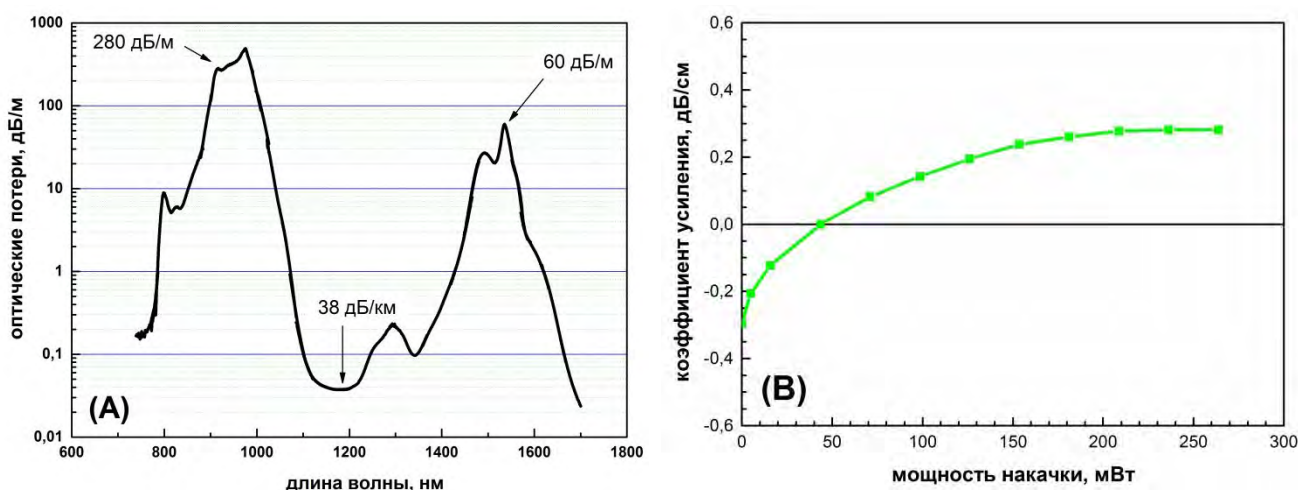


Рис. 1. Спектр оптических потерь (а) и коэффициент усиления слабого сигнала (в) в световоде LD 557

В световоде было исследовано фотопотемнение на длине волны 633 нм, уровень которого не превысил 13 дБ/м (рис. 2А). При таких значениях оценка предела наводимых в результате фотопотемнения потерь на длине волны накачки (976 нм) составляет менее 1 дБ/м, что исключает деградацию характеристик ОВЛ, имеющих резонатор длиной порядка нескольких сантиметров.

Предметом изучения стала также фоточувствительность световода к воздействию лазерного импульсного УФ излучения с длиной волны 193 нм. Величина фотоиндуцированного показателя преломления определялась по интенсивности пика ВБР, записанной через фазовую маску с помощью стандартной методики (рис. 2В). При этом достичь значений наведённого показателя преломления ~ 0.001 , достаточных для формирования ВБР с коэффициентом отражения $R > 99.9\%$, удалось только в образцах световода, предварительно насыщенных молекулярным H_2 .

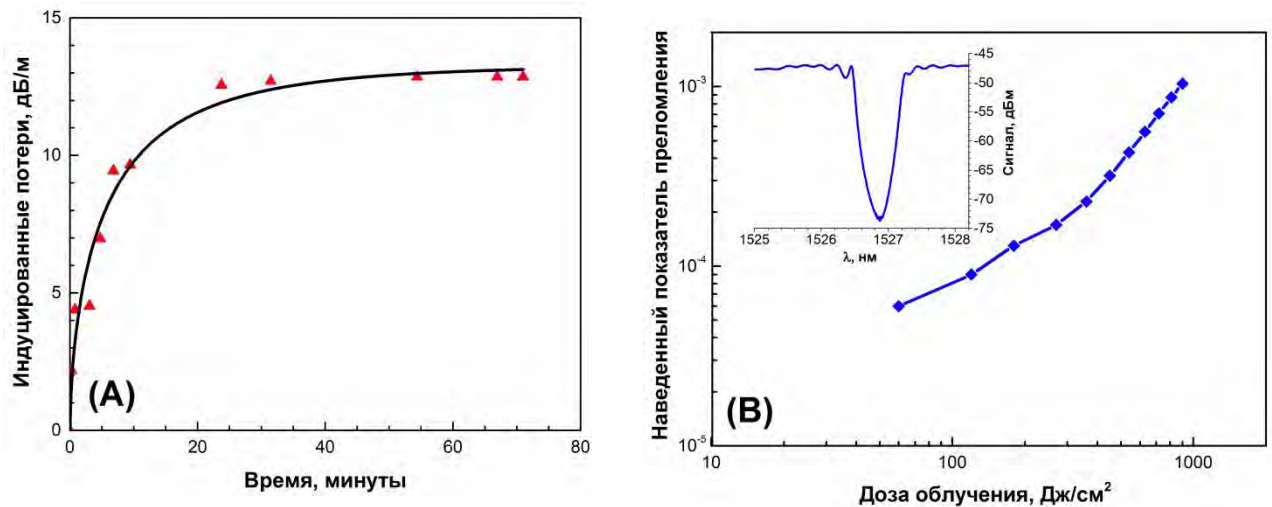


Рис. 2. Динамика фотопотемнения на длине волны 633 нм (А) и зависимость наведенного показателя преломления от дозы облучения (В) световода LD 557. Рис 2В вставка: спектр пропускания ВБР

Экспериментальный ОВЛ с резонатором типа Фабри-Перо общей длиной 30 мм был создан путём записи высокоотражающей ($R > 99.9\%$) и частично отражающей ($R = 94.3\%$) ВБР в сердцевине активного световода на расстоянии 10 мм. Мониторинг спектра излучения лазера осуществлялся в течение 2 часов при фиксированной мощности накачки 280 мВт. В течение этого времени лазер генерировал стабильное непрерывное излучение с узким пиком на длине волны 1551.5 нм (рис. 3).

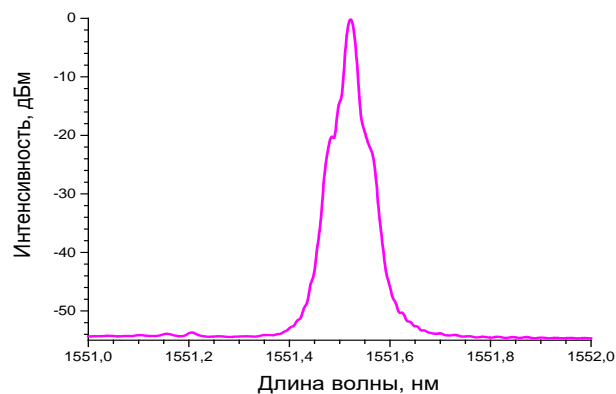


Рис. 3. Спектр излучения ОВЛ, изготовленного на отрезке световода LD 557 длиной ~ 30 мм

К наиболее перспективным улучшениям характеристик световода относится повышение концентрации активных ионов в сердцевине, а также повышение фоточувствительности к УФ-излучению до уровня, позволяющего обойтись без предварительного насыщения H_2 при записи ВБР. К настоящему времени изготовлены образцы Er-Yb фосфоросиликатных световодов с увеличенной концентрацией Er_2O_3 и Yb_2O_3 в сердцевине, дополнительно солегированной GeO_2 . Результаты исследований их оптических и лазерных свойств будут представлены на конференции.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 20-08-00822.

Литература

1. Melkumov M.A. et al, *Inorganic Materials* **46(3)**, 299–303, (2010)
2. Kiritchenko N.V. et al, *Laser Physics* **25**, 025102, (2015)
3. Rybaltovsky A.A. et al, *JOSA B* **37(10)**, 3077-3083, (2020)

ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАЗРУШЕНИЕ ВИСМУТОВЫХ АКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ В ФОСФОРСИЛИКАТНЫХ СВЕТОВОДАХ

Харахордин А.В.¹, Алышев С.В.¹, Рюмкин К.Е.¹, Хегай А.М.¹, Фирстова Е.Г.¹,
Мелькумов М.А.¹, Лобанов А.С.², Афанасьев Ф.В.², Гурьянов А.Н.², Фирстов С.В.^{1*}

¹ *Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва*

² *Институт Химии Высокочистых Веществ РАН, г. Н.Новгород*
**E-mail: fir@fo.gpi.ru*

Введение

Волоконные световоды, легированные висмутом, являются перспективной активной средой, позволяя эффективно усиливать и генерировать оптическое излучение в достаточно широкой спектральной области 1100–1750 нм [1]. Доступность столь существенного диапазона длин волн для волоконно-оптических устройств на основе световодов из кварцевого стекла стала возможной, благодаря уникальным свойствам висмутовых активных центров, спектрально-люминесцентные свойства которых существенным образом зависят от химического состава стеклянной матрицы [2]. Это усилило интерес к данному диапазону длин волн, поскольку излучение из указанного диапазона может использоваться для решения различных прикладных задач.

Уникальные особенности висмутовых световодов служат мотивацией для проведения новых исследований и позволяют получать оригинальные научные результаты о структуре стекла, активных центров, а также процессах их формирования и трансформации, протекающих в стеклообразных средах. Недавно, в висмутовых световодах был обнаружен ряд новых явлений, заключающихся в разрушении активных центров при воздействии лазерного излучения, а также возможности их восстановления при термообработке. Показано, что при воздействии лазерного излучения УФ и видимого диапазона происходит почти полное «стирание» висмутовых активных центров (ВАЦ) в высокогерманатных световодах. Кроме того, была продемонстрирована возможность обратных процессов, при которых осуществлялось полное восстановление ВАЦ, в условиях тепловой обработки 400–600°C [3]. Установлено, что интенсивность наблюдаемых эффектов зависит от стеклянной матрицы, длины волны излучения, температуры и др. Важно подчеркнуть, что использование ИК излучения, которое, как правило, служит накачкой для оптических устройств, также при определенных условиях может являться фактором, разрушающим ВАЦ. Данный результат был получен при исследовании высокогерманатных световодов [4].

В данной работе представлены экспериментальные данные, касающиеся особенностей протекания фотоиндуцированных явлений разрушения ВАЦ в фосфоросиликатной стеклянной матрице при воздействии ИК излучения. Проведен анализ полученных результатов с использованием построенной феноменологической модели фотообесцвечивания, описывающей термохимические и оптические процессы в активной среде (применяя концепцию демаркационной энергии).

Методика исследования

Исследование проводилось с использованием одномодовых ($\lambda_c = 1.1$ мкм) волоконных световодов с сердцевиной из 5 мол.% P_2O_5 – 95 мол.% SiO_2 стекла, легированного Bi (<0.02 вес.%). Для тепловой обработки образец помещался в трубчатую печь «НАКАЛ», где нагревался до заданной температуры 300°C – 600°C. Длина образца световода не превышала 40 см. Нагретые висмутовые световоды облучались излучением на длине волны 532 нм и 1240 нм с мощностью 100 мВт. Общая длительность воздействия лазерного излучения составляла от 3 до 5 ч. Спектры люминесценции в исследуемых световодах измерялись при помощи спектроанализатора HP 70950B при возбуждении на длине волны 1240 нм. Более подробно описание экспериментальных образцов и методов исследования приведено в работе [5].

Результаты и обсуждение

В экспериментах были получены зависимости изменения интенсивности люминесценции на длине волны 1330 нм образцов, находящихся при разных температурах, от времени воздействия лазерного излучения. В результате было обнаружено монотонное снижение уровня люминесценции при облучении 532 нм и при 1240 нм. Данный эффект отчетливо наблюдается при температуре световода в диапазоне 300–600 °C (на относительно коротких временных интервалах). Как ожидалось,

скорость процесса снижения интенсивности люминесценции возрастает с уменьшением длины волны воздействующего излучения. Полученные экспериментальные зависимости были представлены в энергетических координатах (Рис.1(а,б)) в соответствии с подходом, использующим демаркационную энергию, выражаемую в виде: $E_d = k_B T \ln(k_0 t)$, где T – температура, k_B – постоянная Больцмана, t – время, k_0 – предэкспоненциальный множитель в законе Аррениуса. При этом подразумевалось, что интенсивность люминесценции пропорциональна концентрации ВАЦ ($n_{\text{ВАЦ}}$). Производная по энергии экспериментально полученных кривых позволяет получить распределения энергии активации процесса фотообесцвечивания (пунктирные кривые на Рис.1(а,б)). Полученные распределения имеют максимумы, равные 1–1.2 эВ и 2 эВ для облучения на длинах волн 532 нм и 1240 нм соответственно.

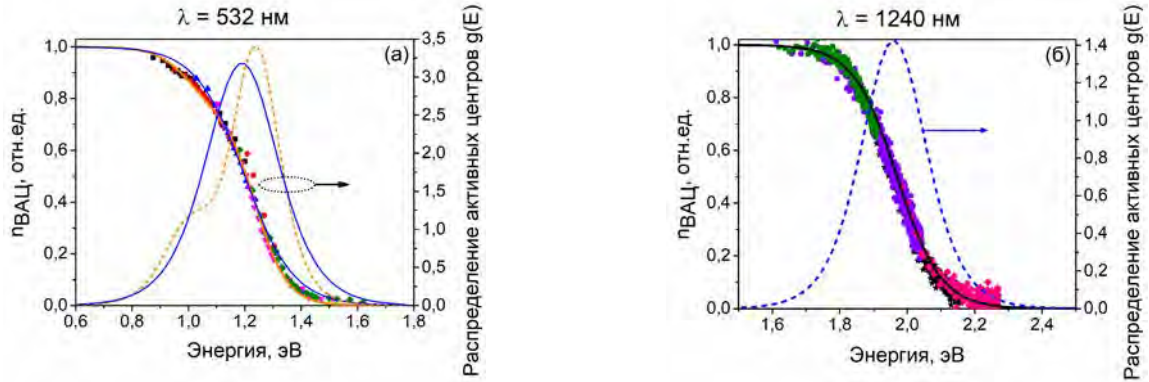


Рис. 1 Зависимости изменения концентрации ВАЦ (символы – эксперимент; линия – аппроксимация) в нагретых до различных температур висмутовых световодах в процессе облучения на длине волны 532 нм (а) и 1240 нм (б) от энергии активации процесса обесцвечивания ВАЦ. Штриховыми линиями показаны распределения $g(E)$, полученные на основе экспериментальных данных, сплошными линиями – на основе расчетной модели (из-за небольших различий между экспериментом и расчетом на рис б, показана только штриховая линия)

В рамках проведенного исследования была построена феноменологическая модель процесса фотообесцвечивания в исследуемых световодах. В основу данной модели заложены оптические процессы поглощения накачки и спонтанного испускания фотонов люминесценции, а также термохимические процессы преобразования ВАЦ, находящихся в возбужденном состоянии. Более того, принималось во внимание, что скорость протекания термохимических процессов различна из-за неоднородностей, имеющих в стеклообразных средах. Это учитывалось в виде распределения энергии активации процесса фотообесцвечивания. Система скоростных уравнений, описывающая временную эволюцию концентрации ВАЦ, решалась с применением численных методов SciPy.org.

Для случая 1240 нм экспериментально полученное распределение $g(E)$ с высокой точностью совпадало с расчетным распределением, поэтому на Рис.1,б приведена только одна кривая. Для 532 нм между распределениями (Рис.1,а) наблюдается заметное различие. Экспериментальное распределение энергий активации не описывается используемым в расчете гауссовым распределением, а характеризуется двумя максимумами с энергиями 1.2 и 1 эВ. Объяснением этого, по-видимому, является наличие одновременно протекающих процессов фотообесцвечивания различных типов ВАЦ, а именно, ВАЦ, ассоциированных с Р и Si. Также расчетным способом были получены значения предэкспоненциального множителя (в уравнении Аррениуса), которые оказались равными $6.2 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$ (532 нм) и $6.2 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$ (1240 нм), соответственно.

Полученные данные позволяют продвинуться в понимании строения висмутовых активных центров, а также процессов, возникающих в стеклообразных средах при воздействии лазерного излучения.

Благодарности

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант № 19-72-10003).

Литература

1. Thipparapu N.K. et al., *Opt. Mater. Express* **9**, 2446-2465 (2019)
2. Firstov S.V. et al., *Opt. Express* **19**, 19551-19561 (2011)
3. Firstov S.V. et al., *Laser Phys.* **26**, 084007 (2016)
4. Alyshev S.V. et al., *Opt. Express* **27**(22), 31542–31552 (2019)
5. Kharakhordin A.V. et al., *Opt. Mater. Express* **11**, 1247-1258 (2021)

ВЛИЯНИЕ ТАНТАЛА НА ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА АЛЮМОСИЛИКАТНЫХ СТЕКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ

Пластинин Е.А.^{1,2*}, Исакова Л.Д.¹, Вельмискин В.В.^{1,2}, Харахорин А.В.¹, Фирстов С.В.¹, Семенов С.Л.¹

¹*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва*

²*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Долгопрудный*
**E-mail: plastinin.evgeny@gmail.com*

Первые висмутовые волоконные световоды были изготовлены в 2005 году. [1] С этого момента они рассматриваются для создания усилителей в широкой области ближнего ИК-диапазона, включая 1150-1500 нм и 1625-1775 нм, где отсутствуют волоконные усилители на основе редкоземельных элементов. С тех пор были созданы висмутовые световоды с различной матрицей стекла, на основе которых были сделаны усилители для длин волн 1320, 1430 и 1700 нм. [2-6]

Однако помимо значительного прогресса в области разработки висмутовых световодов, существует ряд нерешенных проблем, ограничивающих их активное использование для практических целей. Одной из таких проблем является кластеризация атомов висмута в стеклянной матрице, в результате которой происходит тушение люминесценции и рост оптических потерь. Поэтому для лазерных применений в настоящее время используются слабоконцентрированные ($\text{Bi} < 0.02$ ат.%) световоды. Сейчас проводятся поисковые исследования по способам реализации лазерно-активных световодов с максимально возможной концентрацией висмута.

В ряде работ была рассмотрена возможность улучшения люминесцентных свойств висмутовых активных центров (ВАЦ) в германатных стеклах с помощью солегирирования танталом. [7-8] При концентрациях тантала до 6 мол.% наблюдалось уширение полосы ИК-люминесценции висмута, а также увеличение её интенсивности. По мнению авторов, тантал выступает в качестве стеклообразователя и способствует лучшему растворению атомов висмута в сетке стекла, что существенно снижает процессы диссипации энергии возбуждения из-за безызлучательного переноса.

В данной работе проведено изучение влияния солегирирования тантала на висмутовые активные центры в алюмосиликатном стекле. Для этого были приготовлены образцы на основе нанопористых стёкол, пропитанных водным раствором $\text{Bi}(\text{NO}_3)_3$ и этиловым раствором TaCl_5 . [9] Для этого была разработана многоэтапная технология пропитки пористых стёкол различными растворами.

Были изготовлены образцы с висмутом, а также с висмутом и танталом. С помощью оптического спектрофлуориметра Edinburgh Instruments FLSP920 были изучены люминесцентные свойства полученных объёмных образцов, в частности, были построены карты люминесценции и измерены времена жизни люминесценции в наблюдаемых полосах люминесценции. Как и ожидалось, наблюдается интенсивные полосы люминесценции с максимумами в области 1.15 мкм. Форма и спектральное положение наблюдаемых полос люминесценции соответствует ВАЦ, ассоциированным с Al. Атомы алюминия содержались в пористой стеклянной матрице и дополнительного введения их не проводилось. При добавлении тантала в стекла с висмутом новых центров люминесценции не обнаружено, но наблюдался эффект увеличения интенсивности люминесценции, особенно, висмутовых активных центров, ассоциированных с алюминием.

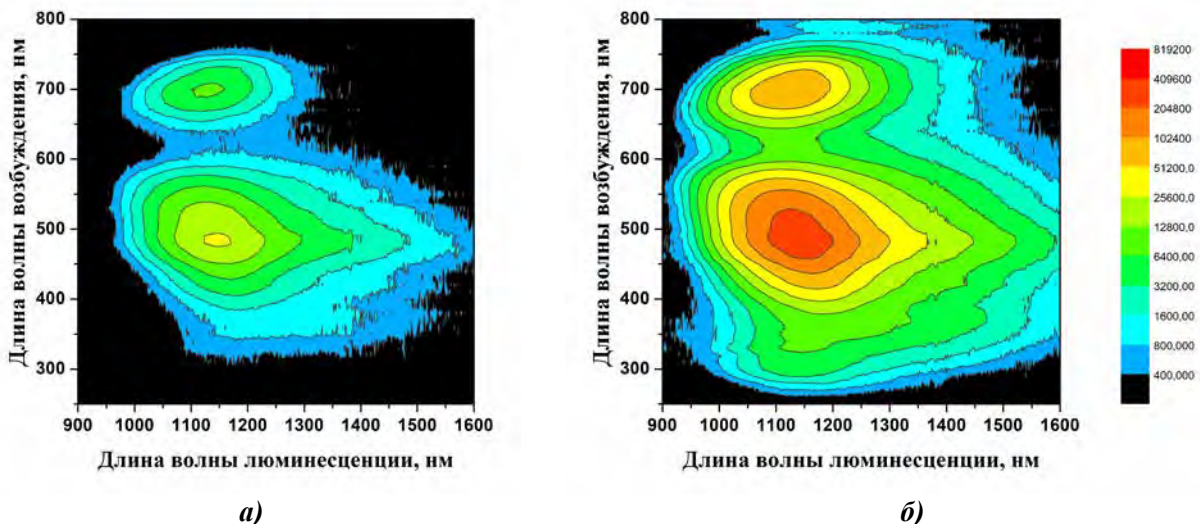


Рис.1 Зависимость интенсивности люминесценции от длин волн возбуждения и люминесценции в объёмном образце алюмосиликатного стекла, легированного: а) висмутом; б) висмутом и танталом

На основе пористых стёкол с висмутом и танталом был изготовлен световод, имеющий фторированную оболочку (вокруг сердцевины) для обеспечения распространения света по активной сердцевине с показателем преломления близким к чистому кварцевому стеклу. Были исследованы люминесцентные и абсорбционные свойства полученного световода. Проведен сравнительный анализ свойств разработанного световода с результатами, полученными ранее в работе [10].

Эффект влияния атомов тантала на люминесценцию ВАЦ требует дальнейшего изучения и может стать ключом к решению проблемы кластеризации атомов висмута при достаточно высоких концентрациях.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90033.

Литература

1. Dianov E.M. et al, *Quantum Electron.* **35**, 1083 (2005)
2. Melkumov M.A. et al, *Opt. Lett.*, **36**, 2408 (2011)
3. Dianov E.M., *J. Lightwave Technology*, **31**, 681 (2013)
4. Bufetov I.A. et al, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20**, 0903815 (2014)
5. Firstov S.V. et al, *Opt. Lett.*, **39**, 6927 (2014)
6. Firstov, S.V. et al, *Sci Rep*, **10**, 11347 (2020)
7. Peng M. et al, *Opt. Lett.* **30**, 2433-2435 (2005)
8. Zhao Y. et al, *J. Mater. Chem. C*, **2**, 7830-7835 (2014)
9. Iskhakova L.D. et al., *J. Non-Cryst. Solids*, **503-504**, 28-35 (2019)
10. Dianov E.M. et al, *Quantum Electron.* **48**, 658 (2018)

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБО ЧИСТОГО СТЕКЛА $\text{Ge}_{33}\text{Sb}_3\text{Ga}_4\text{Se}_{60}$, ЛЕГИРОВАННОГО ТЕРБИЕМ

Филатов А.И., Ширяев В.С., Котерева Т.В., Кеткова Л.А.

Институт химии высокочистых веществ им Г.Г. Деятовых РАН, г. Нижний Новгород

*E-mail: fil.138@yandex.ru

Стекла системы Ga-Ge-Sb-Se, легированные ионами редкоземельных элементов, являются перспективными оптическими материалами для получения источников излучения среднего ИК диапазона [1-3]. Они характеризуются высоким пропусканием в средней ИК-области (от 0,8 до 15 мкм), низким значением энергии фононов ($250\text{-}350\text{ см}^{-1}$), низкой склонностью к кристаллизации, широким диапазоном стеклообразующих составов, способностью растворять ионы РЗЭ, высокой химической стойкостью [2-4]. Одним из перспективных активаторов для создания волоконных лазеров и люминесцентных источников излучения среднего ИК-диапазона являются ионы Tb(3+), вызывающие эмиссию в средней ИК области с максимумами на длинах волн 3,1 мкм, 4,7 мкм и 7,5 мкм. Добавка галлия до 5 ат.% в стекла Ge-Sb-Se улучшает их стеклообразующую способность и растворимость РЗЭ [5]. В некоторых составах активированных стекол, за счёт частичной кристаллизации, люминесцентные свойства могут повышаться за счёт переотражения и усиления сигнала на кристаллической фазе [6]. Этот эффект может быть использован для получения стеклокристаллических массивных и волоконных образцов с повышенными эмиссионными свойствами. Целью настоящей работы было получение особо чистого стекла системы Ga-Ge-Sb-Se с высокой температурой стеклования T_g (выше 300°C), легирование его ионами тербия и исследование его примесного состава, строения, люминесцентных свойств, а также влияния температурной обработки в области от T_g до $T_g + 100^\circ\text{C}$ на кристаллизацию и люминесцентные свойства.

Для исследования было выбрано стекло состава 1500 ppm Tb(3+)- $\text{Ge}_{33}\text{Sb}_3\text{Ga}_4\text{Se}_{60}$ с высоким содержанием германия. Образец стекла был получен в вакуумированной кварцевой ампуле из особо чистых веществ (Ga чистотой 6N, Sb - 6N, Ge - 6N, Se - 5N). Промежуточное стекло Ge-Sb-Se получено методом химико-дистилляционной очистки с использованием химических геттеров Al и TeCl_4 . Навески Ga и Tb_2Se_3 загружены в ампулу со стеклом Ge-Sb-Se в боксе с инертной атмосферой (аргоном). Синтез стекла проводился в качающейся муфельной печи при температуре 850°C в течение 6 часов. Затем, после охлаждения ампул внутри печи в вертикальном положении до 600°C , образцы стекла закаливали на воздухе, отжигали при температуре 280°C в течение 30 минут и медленно охлаждали до комнатной температуры. Стекло получено в виде стержня диаметром 11 мм и длиной 100 мм.

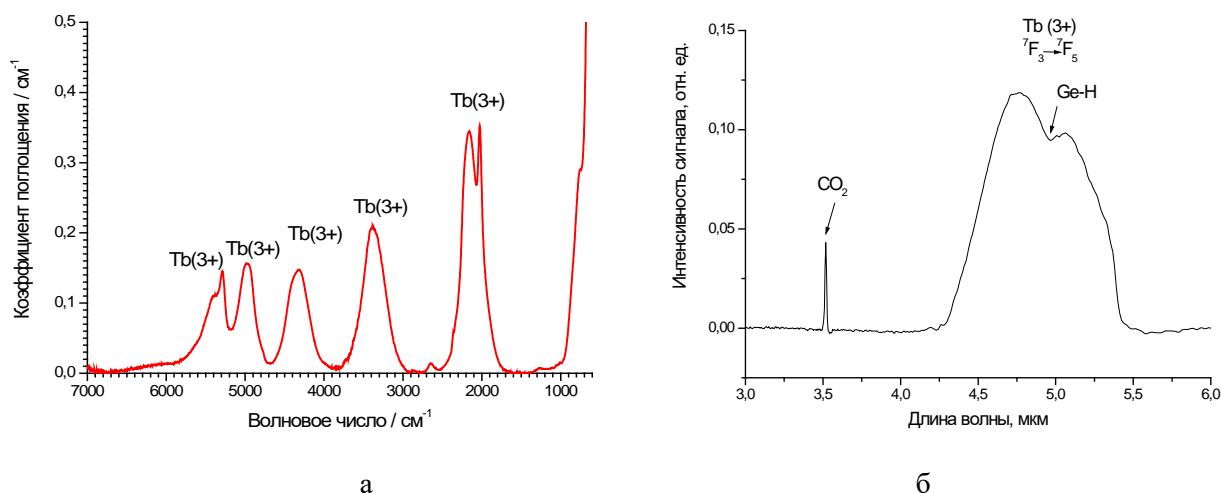


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения (а) и фотолюминесценции (б) стекла 1500 ppm Tb(3+)- $\text{Ge}_{33}\text{Sb}_3\text{Ga}_4\text{Se}_{60}$

По данным АЭС-ИСП, содержание примесей металлов в стекле было ниже предела обнаружения методики ($< (0.01\text{--}0.1)\text{ ppmw}$). Спектр поглощения легированного образца (Рис.1а) содержит полосы поглощения иона тербия с центрами на 5450, 5300, 5000, 4350, 3380 и 2166 см^{-1} ,

связанных с переходом из основного состояния 7F_6 на более высокие энергетические уровни: 7F_0 , 7F_1 , 7F_2 , 7F_3 , 7F_4 , и 7F_5 , соответственно [7]. Линейная интенсивность примесных полос поглощения составила: 0.05 см^{-1} для связи Ge-H на частоте 2000 см^{-1} , 0.001 см^{-1} для связи Ge-O на 1250 см^{-1} .

По данным ДСК, полученным при скорости нагрева 10 К/мин , T_g стекла составляла 302°C , температура начала кристаллизации – 422°C , а температура пика кристаллизации – 470°C .

Структура стекла $\text{Ge}_{33}\text{Sb}_3\text{Ga}_4\text{Se}_{60}$, по данным спектроскопии комбинационного рассеяния, состоит из 47% этано-подобных группировок $(\text{Se}_{3/2})\text{Ge-Ge}(\text{Se}_{3/2})$; 36% тетраэдров $\text{GeSe}_{4/2}$; 9% би-тетраэдров $\text{Ge}_2\text{Se}_{8/2}$; 2% связей Sb-Sb в виде $\text{Se}_2\text{Sb-SbSe}_2$ и 6% Se в виде цепочек и колец.

Спектр люминесценции образца стекла, измеренный в спектральной области 3-6 мкм, при накачке непрерывным Тм лазером на длине волны $1,95 \text{ мкм}$ мощностью 300 мВт , приведен на Рис.1б. В данном спектральном диапазоне в образце наблюдается широкая интенсивная полоса эмиссии иона Tb(3+) в области 4,3-5,4 мкм. Провал на спектре эмиссии на 5 мкм обусловлен влиянием примеси водорода в форме Ge-H. Время жизни люминесценции полосы на $4,7 \text{ мкм}$ составило 4 мс .

Для исследования влияния отжига на появление кристаллической фазы и люминесценцию была проведена термообработка образцов при температурах $340\text{-}400^\circ\text{C}$ в течение 1, 2, 3, 5 часов. При температуре 320°C ($T_g+20^\circ\text{C}$) образцы отжигали в течение 5, 10, 24 и 48 часов. После каждого цикла термообработки были записаны спектры люминесценции образцов, а методами ИК микроскопии и ИК лазерной ультра-микроскопии была определена концентрация кристаллов и их распределение по размерам. Образец стекла при термообработке 400°C начинал кристаллизоваться после 1 часа отжига (Рис. 2), начиная с поверхности, и полностью кристаллизовался после 3 часов отжига. Методом РФА было установлено, что кристаллическая фаза стекла состоит из GeSe_2 и GeSe . По мере роста кристаллической фазы в отожженных образцах сигнал люминесценции на длине волны $4,75 \text{ мкм}$ сначала усиливался, а затем начинал затухать из-за повышения степени кристалличности стекла (Рис. 3).

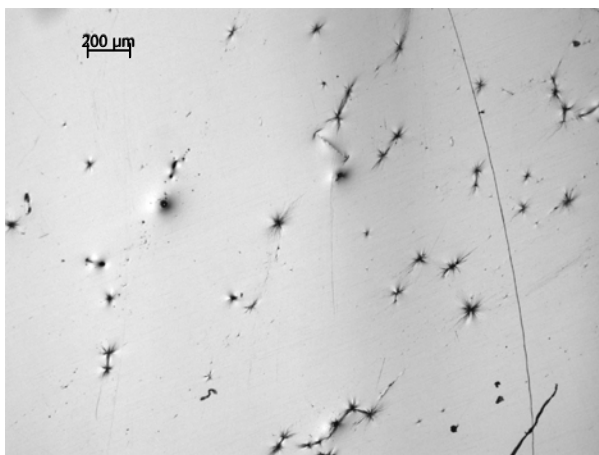


Рис. 2. Оптическая фотография поверхности образца после отжига 1 час при температуре 380°C

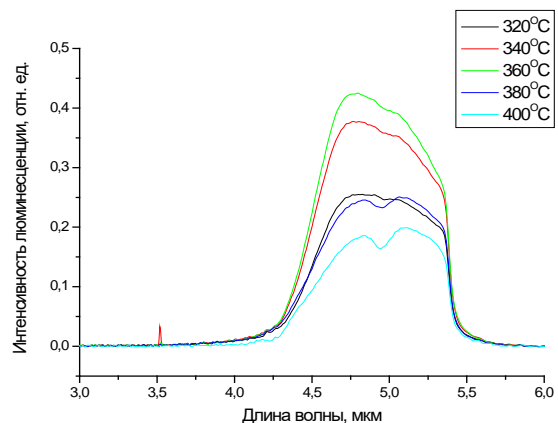


Рис.3. Спектр люминесценции образцов после трехчасовой термообработки

Т. о. был получен и охарактеризован образец особо чистого стекла 1500 ppm Tb(3+)- $\text{Ge}_{33}\text{Sb}_3\text{Ga}_4\text{Se}_{60}$, обладающий оптическими и эмиссионными характеристиками, достаточными для создания на его основе волоконного люминесцентного источника излучения диапазона $4,5\text{-}5,5 \text{ мкм}$.

Литература

1. Churbanov M.F. et al, *Appl. Phys.B* **126**, 117 (2020)
2. Karaksina E.V. et al, *J. Lumin.* **170**, 37-41 (2016)
3. Shiryayev V.S. et al, *J. Lumin.* **183**, 129-134 (2017)
4. Karaksina E.V. et al, *Opt. Mater.* **104**, 109943 (2020)
5. Shiryayev V.S. et al, *Opt. Mater.* **67**, 38-43 (2017)
6. Li M. et al, *Opt. Mater. Express* **8**, 992-1000 (2018)
7. Thomas K.S. et al, *J. Chem. Phys.* **38**, 2180-2190 (1963)

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ПРЕФОРМ С АЛЮМОФОСФОРОСИЛИКАТНОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ ДЛЯ АКТИВНЫХ КОНУСНЫХ СВЕТОВОДОВ

Липатов Д.С.^{1*}, Гурьянов А.Н.¹, Бобков К.К.², Лихачев М.Е.²

¹Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Десятых РАН, г. Н. Новгород

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

*E-mail: lidenis@yandex.ru

Стекла системы $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ (APS) легированные приблизительно равными концентрациями Al_2O_3 и P_2O_5 представляют высокий интерес для изготовления одномодовых световодов с большим диаметром поля моды. Уникальная особенность данной матрицы обусловлена близкими к кварцевому стеклу физико-химическими свойствами (показатель преломления, КТР), но в отличие от кварцевого стекла данная матрица имеет существенно более высокий концентрационный предел вхождения оксидов РЗЭ. Это позволяет изготавливать высоколегированные РЗЭ LMA (large mode area) конусные световоды и достигать высоких пиковых мощностей в устройствах. Диаметр поля моды конусных световодов критически зависит от формы профиля показателя преломления (ППП), который определяется составом и однородностью стекла сердцевинной. APS световоды изготовленные MCVD технологией имеют наибольшие изменения состава в центре сердцевинной, вследствие испарения P_2O_5 на стадии консолидации трубы. В зависимости от соотношения $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{P}_2\text{O}_5$ на ППП образуется либо «пик», что сужает диаметр поля моды и резко снижает порог нелинейных эффектов, либо «провал» – мода приобретает форму «бублик». В работе представлены результаты исследований по изготовлению Yb-APS световодов с ровным и строго ступенчатым ППП.

Преформы изготавливались полностью газовой MCVD методом, с использованием Yb(thd)₃ (хелат) в качестве прекурсора Yb₂O₃. Необходимая высокая концентрация Yb₂O₃ (0.5 мол%) была достигнута за счет оригинальной методики раздельного осаждения. Вначале при пониженной температуре осаждался слой APS матрицы. Далее в трубу поступали пары хелата и образующиеся в зоне нагрева частицы Yb₂O₃ осаждались на поверхности слоя матрицы. Затем Yb₂O₃/Al₂O₃/P₂O₅/SiO₂ слой сплавлялся в прозрачное стекло в атмосфере хлор-агента для удаления водородсодержащих примесей. Изготовление сердцевинной диаметром 2 мм происходило за счет осаждения 10 тонких слоев, каждый из которых пропитывался Yb₂O₃ в течении 2-4 проходов горелки. Раздельное осаждение матрицы и слоя Yb₂O₃ обеспечивает низкий уровень ОН групп (ниже 1 ppm) и однородное распределение иттербия на участке длине преформы 25-30 см (низкая температура пропитки препятствует предварительному разложению хелата до зоны горелки).

Наиболее сложной технологической задачей было обеспечить однородность Yb-APS стекла по сечению сердцевинной. С целью снижения температуры консолидации использовалась тонкостенная опорная труба (15*12,4 мм), которая перед осаждением сердцевинной сжималась до внутреннего диаметра 5-6 мм. Это позволило снизить температуру (на 200-250 °С) и время схлопывания (1 проход горелки), но даже в этих условиях происходило испарение P_2O_5 из центра сердцевинной.

Для компенсации количества испаренного P_2O_5 последний слой изготавливался при увеличенном расходе POCl_3 (рис. 1). Объем слоя, из которого испаряется P_2O_5 меньше толщины осаждаемого слоя, в результате осевой слой имеет область с большей (Н) и с меньшей (L) концентрацией фосфора относительно остальной сердцевинной. Увеличение на 30 % расхода POCl_3 (кривая 2) компенсирует потерю P_2O_5 из области L, но повышает содержание P_2O_5 в области Н и показатель преломления. Уменьшение же толщины центрального слоя до размера области L не позволяет сохранить требуемое количество P_2O_5 вследствие сложности удержания P_2O_5 в тонком слое при его сплавлении.

Следующий подход заключался в удалении Yb-APS слоя, обедненного P_2O_5 . Трубочатая преформа сжималась до предельно малого внутреннего диаметра ~1.5 мм и внутренний поверхностный слой стекла стравливался в потоке $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$. Во время травления происходило помутнение осевого слоя сердцевинной и в схлопнутой преформе центральная область становилась полностью непрозрачной. Обнаружено, что помутнение стекла обусловлено выделением Yb₂O₃ в отдельную фазу вследствие селективного травления Yb-APS стекла $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$, в результате которого оксиды матрицы образуют соответствующие летучие фториды (SiF_4 , AlF_3 , POF_3), в отличие от Yb₂O₃, который согласно термодинамическому расчету не взаимодействует с $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$. В процессе

травления поверхностный слой обедняется Al_2O_3 и P_2O_5 , в то время как концентрация Yb_2O_3 становится выше предела растворимости в APS стекле и происходит выделение Yb_2O_3 в виде отдельной фазы.

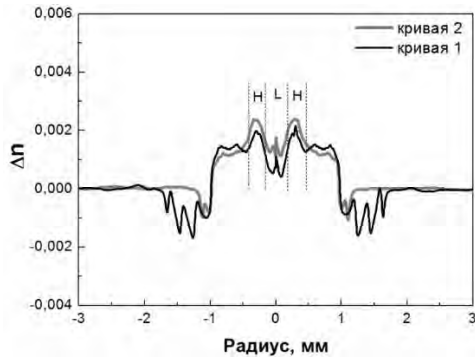


Рисунок 1. ППП в преформах, изготовленных при повышенном на 15 % (кривая 1) и 30 % (кривая 2) расходом $POCl_3$ в последнем слое

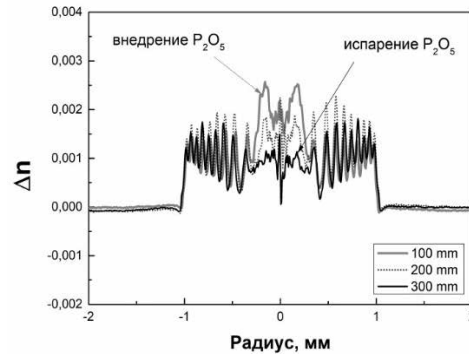


Рисунок 2. ППП в преформе с Yb -APS сердцевиной, схлопывание проводилось в направлении потока $POCl_3$

Концентрация фосфора в стекле зависит не только от состава парогазовой смеси, толщины осаждаемого слоя и температуры его сплавления, но также определяется равновесием газ – твердая фаза. Для подавления испарения P_2O_5 из стекла процесс консолидации был проведен в направлении потока $POCl_3$. Обнаружено, что в данном режиме концентрация фосфора в осевом слое определяется концентрацией P_2O_5 в атмосфере трубы, которая в свою очередь зависит от количества $POCl_3$, пропускаемого через трубу до момента ее консолидации. В начале схлопывания происходит внедрение P_2O_5 из атмосферы трубы в размягченное стекло и показатель преломления осевой области увеличивается относительно остальной сердцевины (рис. 2 точка 100 мм). Центральный участок преформы длиной ~ 100 мм имеет однородное стекло сердцевины (рис. 2 точка 200 мм), а в конце преформы концентрации пара P_2O_5 в трубе становится недостаточной для подавления испарения P_2O_5 из осажденного стекла, что приводит к снижению показателя преломления в центре преформы (рис. 2, точка 300 мм).

Размер центрального провала в фосфоросиликатных световодах не зависит от количества проходов сжатия трубы, поскольку основная доля P_2O_5 испаряется в течение первого прохода сжатия, когда внутренний диаметр трубы максимален и высокотемпературной обработке подвергается большая площадь поверхности стекла. С целью снижения площади поверхности осевого слоя, труба с осажденным Yb -APS стеклом сжималась до предельно малого внутреннего диаметра 1-2 мм. Чтобы исключить потерю P_2O_5 в трубу поступал $POCl_3$. Окончательное схлопывание трубы проводилось при обратном проходе горелки и пониженном давлении, в атмосфере кислорода для исключения внедрения P_2O_5 в осевой слой сердцевины. На рисунке 3 представлены данные преформы с Yb -APS сердцевиной, изготовленной с учетом всех особенностей разработанного метода. Одинаковая форма ППП (А), снятых по длине преформы и накладывающихся друг на друга, а также элементный анализ стекла (В) свидетельствуют об однородности Yb -APS стекла на участке преформы 270 мм.

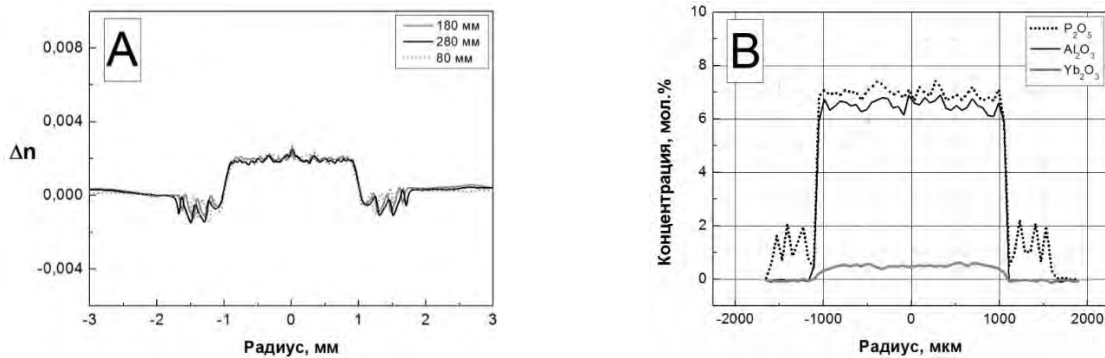


Рис 3. ППП (А) и анализ стекла сердцевины (В) в Yb -APS преформе

Работа выполнена по госзаданию Министерства образования и науки РФ, проект № 0095-2019-0006.

ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ОКСИДА ИТТЕРБИЯ

**Абрамов А.Н.^{1*}, Липатов Д.С.¹, Лобанов А.С.¹, Гурьянов А.Н.¹,
Заушицына Т.С.², Бобков К.К.², Лихачев М.Е.²**

¹Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, г. Н. Новгород

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

*E-mail: abramov@ihps-nnov.ru

Высоколегированные Yb_2O_3 световоды представляют большой интерес в области разработки одночастотных волоконных лазеров, лазеров с синхронизацией мод и высокой частотой повторения, а также импульсных лазеров с высокой пиковой мощностью. Для всех этих применений требуется короткая длина активного световода и следовательно, высокая концентрация активной добавки. В качестве материала сердцевины световодов выбраны стекла 3 систем: $\text{F-Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ (FAS), $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ (APS) и $\text{P}_2\text{O}_5\text{-SiO}_2$ (PS). Показатель преломления FAS и APS стекол равен или даже ниже, чем у кварцевого стекла, что позволяет изготавливать LMA (large mode area) световоды и достигать высоких пиковых мощностей. PS матрица является лучшей для изготовления Er-Yb световодов (эффективная передача возбуждения от Yb к Er), где также требуется максимально возможная концентрация Yb_2O_3 , а также для изготовления Yb-световодов (отсутствие эффекта фотопотемнения). Цель работы заключалась в определении концентрационного предела вхождения Yb_2O_3 во все 3 матрицы.

Преформы световодов были изготовлены оригинальной MCVD методикой с отдельным осаждением слоя матрицы и слоя Yb_2O_3 . Была изготовлена серия Yb-FAS световодов (1.5-3 мол% Al_2O_3 и 1-5 мол% Yb_2O_3), серия Yb-APS световодов (суммарно 3-18 мол% Al_2O_3 и P_2O_5 , 0.15-2.6 мол% Yb_2O_3) и серия Yb-PS световодов (11-14 мол% P_2O_5 , 1.7-2 мол% Yb_2O_3). Одним из факторов, ограничивающих концентрацию иттербия в световодах, является рост оптических потерь на рассеяние вследствие выделения в стекле второй фазы, обогащенной ионами иттербия. Как видно из Рис. 1, заметный рост минимальных потерь в Yb-FAS световодах наблюдается только при сверхвысокой концентрации Yb_2O_3 (4.5 мол%), втрое превышающей содержание Al_2O_3 . Иная ситуация наблюдается для Yb-APS световодов, в которых уровень минимальных оптических потерь меняется скачкообразно, с уровня 0,01 до > 1 дБ/м при увеличении концентрации Yb_2O_3 выше критического уровня, который линейно растет (Рис. 2) с увеличением концентрации AlPO_4 ($2\text{AlPO}_4 \equiv 1\text{Al}_2\text{O}_3 + 1\text{P}_2\text{O}_5$). Следует отметить, что FAS и APS стекла с концентрацией Yb_2O_3 , близкой к предельной, становились непрозрачными в преформе, что свидетельствует о наличии кристаллической фазы в стекле. Структурные исследования образцов показали, что процесс ликвации Yb-APS стекол сопровождается образованием кристаллов YbPO_4 ($t_{\text{пл}} > 1950$ °C) и кристобалита (1713 °C), а в случае Yb-FAS стекол источником высокого рассеяния являются кристаллы $\text{Yb}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ (1775 °C).

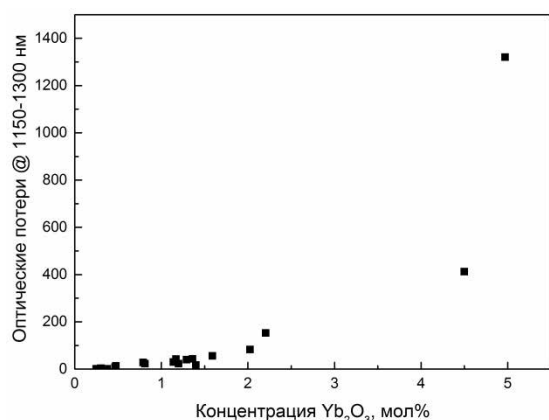


Рис. 1. Зависимость минимальных оптических потерь в Yb-FAS световодах (1.5 мол% Al_2O_3) от концентрации Yb_2O_3

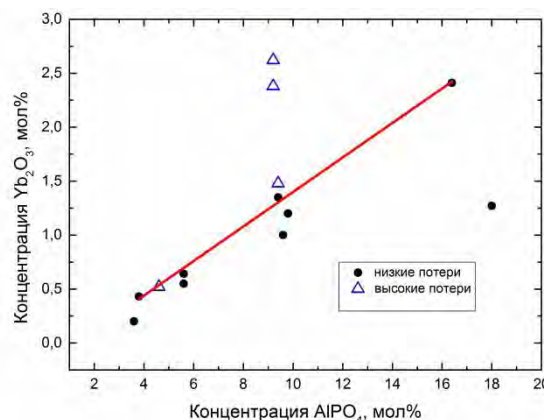


Рис. 2. Граничная кривая между соотношением концентраций легирующих добавок в Yb-APS световодах с низкими оптическими потерями

В условиях вытяжки (нагрев свыше 2000 °С и быстрое охлаждение) кристаллы $\text{Yb}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ и кристобалита полностью исчезают, в то время как тугоплавкие кристаллы YbPO_4 частично сохраняются в световоде, вызывая резкий рост оптических потерь. Состав Yb-PS световодов был ориентирован на их практическое применение, поэтому были исследованы стекла с одновременно максимально высокой концентрацией P_2O_5 и Yb_2O_3 . Так, при одной и той же концентрации P_2O_5 13°-14°мол% уровень минимальных потерь в световоде не превысил 12 дБ/м при содержании ~1.89°мол% Yb_2O_3 , в то время как в световоде с концентрацией Yb_2O_3 2.07 мол.% уровень потерь увеличился на 3 порядка. Резкий рост потерь, как и в случае Yb-APS световодов, объясняется наличием кристаллической фазы YbPO_4 в сердцевине Yb-PS световодов. Отсутствие тугоплавких кристаллов в случае Yb-FAS световодов объясняет относительно низкий уровень потерь при экстремально высокой концентрации Yb_2O_3 .

Проведены исследования усилительных свойств разработанных световодов. Впервые было обнаружено, что несмотря на относительно низкие потери (менее 50 дБ/км на 1150 нм) FAS и APS световоды содержащие ~ 2 и более мол% Yb_2O_3 практически утрачивают способность усиливать сигнал, что на наш взгляд может быть связано с эффектом концентрационного тушения люминесценции. Таким образом, впервые обнаружено, что низкие оптические потери в Yb -световодах не гарантируют получение генерации. Тем не менее, в области рекордно высоких концентраций 1.2-1.5 мол% Yb_2O_3 световоды демонстрируют высокую эффективность преобразования накачки в сигнал. На рис. 3 приведены данные световода LD 604, активные свойства которого были протестированы в схеме усилителя с накачкой по сердцевине (500 мВт на 976 нм), попутно распространяющейся вместе с сигналом (10 мВт на 1030 нм).

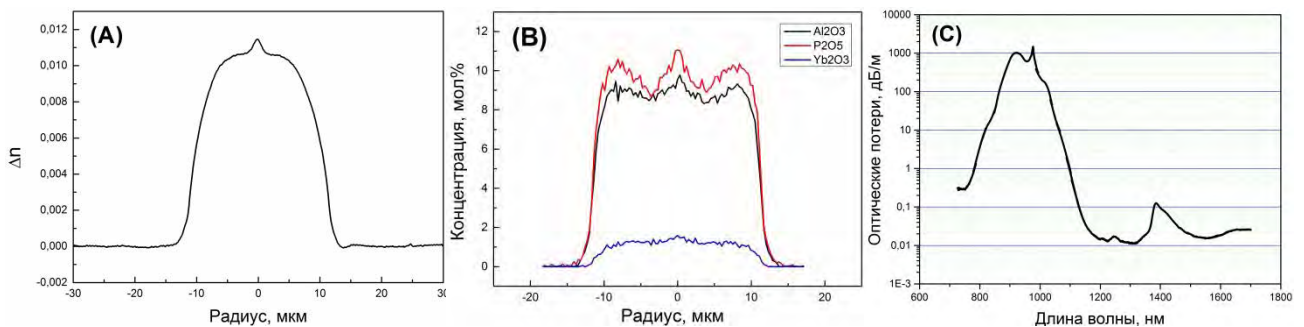


Рис. 3. Профиль показателя преломления (А), анализ стекла сердцевины (В) и спектр оптических потерь (С) в Yb-APS световоде LD 604

Зависимость мощности накачки и сигнала от длины световода приведена на рис. 4, а на рис. 5 представлена зависимость мощности усиленного сигнала от введенной мощности накачки при оптимальной длине световода. Максимальная эффективность в усилителе достигает 69% при длине световода всего 7 см, а сокращение длины световода почти вдвое до 3.7 см позволяет сохранить высокую эффективность преобразования накачки в сигнал на уровне 65% и коэффициент усиления ~ 15 дБ, что достаточно для большинства применений. Насколько нам известно, это рекордно короткая длина усилителя, о которой когда-либо сообщалось для световодов на основе SiO_2 . Кроме того, относительно низкая Δn в световоде (0.011) и низкий уровень фотоиндуцированных потерь (нескольким дБ/м на 1030 нм), открывают большие перспективы в создании коротких LMA Yb-APS световодов с пьедесталом. Усилительные свойства Yb-PS световодов в настоящее время тестируются, результаты будут представлены на конференции.

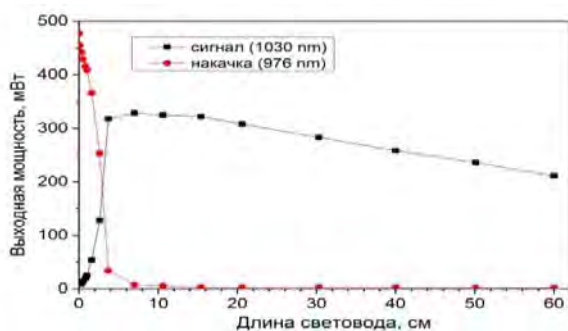


Рис. 4. Зависимость выходной мощности сигнала и накачки от длины световода LD 604

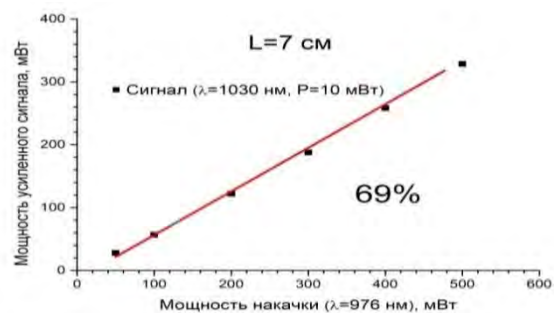


Рис. 5. Зависимость мощности усиленного сигнала от мощности введенной накачки при оптимальной длине световода LD 604

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта № 20-19-00347

ПОЛУЧЕНИЕ ПРЕФОРМ С СЕРДЦЕВИНОЙ ИЗ $\text{Bi:GeO}_2\text{-SiO}_2$ СТЕКЛА И «КВАЗИ-ПЬЕДЕСТАЛЬНЫМ» ПРОФИЛЕМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДЛЯ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ В ОБЛАСТИ ДЛИН ВОЛН 1460 НМ

**Умников А.А.^{1*}, Хопин В.Ф.¹, Сторожева Т.И.¹, Гурьянов А.Н.¹, Фирстова Е.Г.²,
Вахрушев А.С.², Фирстов С.В.²**

¹*Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН, г. Нижний Новгород*

²*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова,
г. Москва*

*E-mail: umnikov@ihps-nnov.ru

Современное бурное развитие волоконно-оптической индустрии и необходимость расширения рабочего диапазона длин волн используемых в настоящее время волоконно-оптических линий связи обеспечивают повышенный интерес к исследованиям и разработкам новых оптических материалов и активных добавок. Такие исследования нацелены на реализацию активных устройств для спектральных областей, где на данный момент не существует коммерчески доступных лазеров и усилителей оптического сигнала. В частности, в последние годы ведутся интенсивные разработки активных световодов на основе кварцевого стекла, легированного добавкой висмута. В отличие от «традиционных» добавок редкоземельных элементов (РЗЭ) полоса люминесценции ионов висмута в стекле сильно зависит от состава стекла сердцевинки, что позволяет создавать активные волоконные устройства для работы в различных диапазонах длин волн [1].

В настоящее время перспективными для создания мощных волоконных лазеров являются активные световоды LMA (Large Mode Area) [2]. На практике для реализации подобных устройств достаточно часто используется такой подход, как световоды с пьедесталом [3]. В этом случае не требуется изменения выбранного оптимального состава и технологии изготовления стекла активной сердцевинки, что обеспечивает нужные оптические и лазерные характеристики световедущей части, а параметры структуры LMA формируются путем осаждения пьедестала из стекла, согласованного по своему составу или физико-химическим свойствам с составом стекла сердцевинки. При реализации на практике подобных световодов, легированных РЗЭ, пьедестал обычно осаждается как пассивное стекло и не несет функции, отличной от вспомогательной световедущей. Однако, согласно литературным данным, значительная доля излучения накачки в подобной световедущей структуре может распространяться по пьедесталу, а также захватывать значительную долю усиленного спонтанного излучения (ASE) из центральной части [3,4]. Поэтому очевидно, что в случае висмутовых световодов дополнительное легирование пьедестала активной добавкой может быть полезным, поскольку концентрация активной добавки висмута в стекле обычно весьма мала (менее 0.1 вес.%). При этом длительный процесс захлопывания заготовки в процессе MCVD способствует значительному испарению висмута из центральной части сердцевинки, что не лучшим образом сказывается на распределении активной добавки по сечению сердцевинки. Кроме того, сильная зависимость люминесценции висмута от состава матрицы стекла и соответственно формирование различных висмутовых активных центров (ВАЦ) позволяет в теории реализовать возможность перераспределения излучения висмута в зависимости от световедущей структуры и ее компонентного состава. Поэтому в данной работе была сделана попытка реализовать световедущую структуру на основе активного пьедестала из германосиликатного стекла, легированного добавкой висмута.

Изготовление преформы световода было реализовано с использованием полностью газовой технологии MCVD. В качестве исходного соединения висмута использовался безводный бромид висмута (BiBr_3). Ампула с бромидом висмута термостатировалась при температуре 185 °С. В качестве газа-носителя использовался гелий, а все газовые линии и ввод вращения нагревались до температуры порядка 200 °С для предотвращения преждевременного осаждения прекурсора. Для проведения процесса использовались опорные кварцевые трубы Heraeus F-300 с внешним диаметром 25 мм и внутренним диаметром 21 мм (толщина стенки 2 мм).

После травления и огневой полировки трубы осаждались слои депрессированной оболочки состава $\text{SiO}_2\text{-F}$, для чего внутрь трубы подавалась смесь $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$, SiCl_4 и O_2 . Осаждение слоев оболочки производилось при нагреве внешней поверхности трубы при помощи кислородно-водородной горелки до температуры порядка 1900 °С (контролировалась ИК-пирометром). После осаждения

нужного количества слоев оболочки наносился пьедестал из германосиликатного стекла, легированного висмутом. Для этого использовался двухстадийный способ легирования, заключающийся в следующем. Сначала при движении горелки, противоположном движению потока парогазовой смеси (обратный проход), осаждался пористый слой стекла $\text{SiO}_2\text{-GeO}_2$ нужного состава. Температура в горячей зоне поддерживалась оптимальной для окисления компонентов парогазовой смеси и осаждения германосиликатного стекла [5]. После чего осажденный пористый слой остекловывался до полной прозрачности в потоке ViBr_3 при движении кислородно-водородной горелки в направлении потока парогазовой смеси (прямой проход). Температура стеклования осажденных пористых слоев поддерживалась в диапазоне 1770-1790 °С. Механизм легирования германосиликатного стекла висмутом в этом случае аналогичен опубликованному ранее способу легирования кварцевого стекла фтором [6]. Повторением вышеописанного двухстадийного процесса осаждалось необходимое количество слоев легированного висмутом германосиликатного стекла для создания нужного диаметра пьедестала, после чего поток GeCl_4 повышался, и двухстадийный процесс осаждения легированного висмутом германосиликатного стекла полностью повторялся. В результате формировалась сердцевина (центральная часть) из легированного висмутом германосиликатного стекла с показателем преломления большим, чем показатель преломления стекла пьедестала. При осаждении слоев пьедестала и центральной части поток SiCl_4 при осаждении пористых слоев был неизменным, также как и поток ViBr_3 при стекловании. После осаждения всех слоев световедущей структуры производилось схлопывание в потоке кислорода и CCl_4 (для снижения концентрации гидроксильных групп). После сжатия трубчатой заготовки до диаметра внутреннего капилляра ~ 2-3 мм внутренний слой стекла стравливался в потоке кислорода и $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$ для уменьшения центрального провала. Окончательное схлопывание трубчатой преформы в стержень производилось обратным проходом горелки при температуре около 2000 °С. Профиль показателя преломления в исходной заготовке и в одномодовом световоде приведен на рис. 1(А,Б). Распределение легирующих добавок Ge и F по сечению сердцевины одномодового световода, измеренное методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа (EDX), показано на рис. 1(В).

Одномодовый световод (длина волны отсечки 1.35 мкм) был использован для получения лазерной генерации с использованием резонатора Фабри-Перо, состоящего из активного световода длиной 75 м с приваренной к одному из концов волоконной брэгговской решетки с коэффициентом отражения около 100% на длине волны 1460 нм. В качестве выходного зеркала использовался другой торец активного световода. При накачке на длине волны 1310 нм была достигнута лазерная генерация, при этом эффективность устройства составила 72% по отношению к введенной мощности (рис. 2). Максимально достигнутая мощность генерации на длине волны 1460 нм составила ~ 3 Вт.

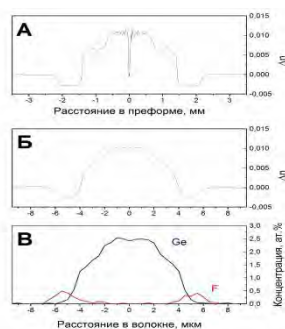


Рис. 1. Профиль показателя преломления в исходной преформе (А), в вытянутом из данной преформы одномодовом световоде (Б) и распределение легирующих добавок в сердцевине световода (В)

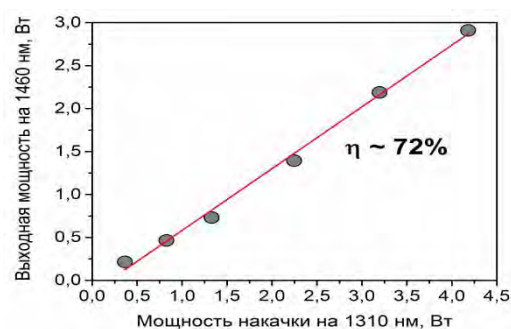


Рис. 2. Зависимость выходной мощности волоконного лазера ($\lambda=1460$ нм) от мощности накачки ($\lambda=1310$ нм) $\eta \sim 72\%$

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства образования и науки РФ, проект № 0095-2019-0006.

Литература

1. E.M. Dianov et al., *Quantum Electronics*, **35**, 1083-1084 (2005)
2. F. Kong et al., *Optics Express*, **24(10)**, 10295-10301 (2016)
3. N. Simakov et al., *Optics Express*, **23(3)**, 3126-3133 (2015)
4. F. Möller et al., *Optics Express*, **28(22)**, 33456-33474 (2020)
5. V.F. Khopin et al., *Inorganic Materials*, **41**, 303-307 (2005)
6. M.A. Eron'yan et al., *Glass Physics and Chemistry*, **39**, 279-284 (2013)

ЯВЛЕНИЕ РЕЗОНАНСА ЗАТУХАЮЩЕЙ МОДЫ В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Савельев Е.А.^{1*}, Кузнецов П.И.¹, Судас Д.П.^{1,2}, Якушева Г.Г.¹, Захаров Л.Ю.¹

¹ФирЭ им.В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино

²СПбПУ им.Петра Великого, г. Санкт-Петербург

*E-mail: swoopermsu@yandex.ru

В докладе будет рассмотрено явление резонанса затухающей моды возникающего в результате взаимодействия электромагнитных волн, распространяющихся внутри диэлектрического волновода и тонкой плёнке материала с ненулевой мнимой составляющей показателя преломления. Обсуждается применение данного феномена для изготовления волоконно-оптических сенсоров для измерения показателя преломления внешней среды. С этой целью на поверхность химически утонённых оптических волокон с внешним диаметром от 15 до 30 мкм методом парофазного осаждения из металлоорганических соединений наносились тонкие слои следующих материалов: халькогениды цинка (ZnS, ZnSe, ZnTe), оксидов олова, ниобия и титана. Наибольшая чувствительность, равная 6500°/нм на единицу показателя преломления, достигнута при использовании в качестве материала покрытия оксида ниобия. Высокая химическая стойкость диоксида олова позволила изготовить рефрактометры для измерения концентраций растворов агрессивных жидкостей, в том числе соляной, азотной и серной кислот. Рассматривается возможность применения изготовленных датчиков для измерения температуры.

РАСSEИВАЮЩИЕ СВОЙСТВА МНОГОМODOVЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН СО СВЕТООТРАЖАЮЩИМИ ФТОРПОЛИМЕРНЫМИ ОБОЛОЧКАМИ: ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИИ ВОЛОКНА, МОДОВОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ И РЕЖИМОВ НАНЕСЕНИЯ ОБОЛОЧКИ

Маковецкий А.А.^{*}, Замятин А.А., Ряховский Д.В., Шилов И.П.

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,

г. Фрязино Московской обл.

**E-mail: maz226@ms.ire.rssi.ru*

Кварц-полимерные (КП) оптические волокна (ОВ) со светоотражающими оболочками из фторполимеров являются специальным видом КП-ОВ, у которых светоотражающая оболочка одновременно является и защитной оболочкой. Фторполимеры являются кристаллизующимися полимерами. Они имеют в объеме материала как аморфную фазу, так и кристаллическую фазу, состоящую из анизотропных кристаллов различных размеров и морфологии (кристаллитов, фибрилл, ламелей, сферолитов). Кристалличность светоотражающей оболочки приводит к рассеянию проходящего по ОВ света, видимому под любым углом наблюдения (рис. 1). При этом рассеянию подвержено не все распространяющееся по ОВ излучение, а только та ее часть, которая распространяется по оболочке ОВ.



Рис.1. Фотография бухты светящегося КП-ОВ/Tefzel/200 мкм длиной 50 м (диаметр бухты – 190 мм) при его засветке излучением лазера LG Laser 303 (длина волны излучения – 532 нм). Ввод излучения в волокно – через объектив $\times 10, 0.4$

В данной работе для исследований были изготовлены КП-ОВ со светоотражающими оболочками из сополимеров тетрафторэтилена с этиленом марки *Tefzel* и тетрафторэтилена с гексафторпропиленом марки Ф-4МД, нанесенными из расплавов сополимеров фильерным способом. Температуры расплавов составили 260 °С и 320 °С соответственно. Скорость нанесения покрытия составляла: 0.5 м/мин – для Ф-4МД и 1 – 6 м/мин – для *Tefzel*. При этом гладкое покрытие *Tefzel* наносилось при скоростях нанесения до 2 м/мин. Диаметр сердцевин ОВ составлял 200 и 400 мкм, толщина светоотражающей оболочки – 50–80 мкм, длина – до 50 м. Номинальная числовая апертура NA ОВ имела значения 0.425 (*Tefzel*) и 0.52 (Ф-4МБ).

Интенсивность рассеянного излучения J_s в многомодовом ОВ с рассеивающей светоотражающей оболочкой зависит от кристалличности материала оболочки, геометрии поперечного сечения ОВ (диаметр сердцевин и толщина светоотражающей оболочки), скорости нанесения оболочки, а также модового состава введенного излучения. Кристалличность оболочки формируется при ее нанесении на волокно из аморфного расплава полимера и последующей ее кристаллизации при остывании. Неустойчивый режим нанесения оболочки (при относительно высоких скоростях) может привести к увеличению рассеяния.

На рис. 2 для сравнения приведены измеренные зависимости $J_s(\delta)$ для двух образцов ОВ – КП-Tefze/400 мкм и Ф4-МБ/400 мкм; здесь δ – поперечный сдвиг лазерного луча относительно оси объектива. Измеряемый сигнал снимался с участка ОВ длиной 25 мм и регистрировался ФЭУ - 51. Способ ввода излучения с поперечным сдвигом лазерного луча позволяет возбуждать в ОВ косые лучи (оптические вихри). При этом чем больше величина δ , тем больше азимутальное число m у возбуждаемых мод и тем интенсивнее они рассеивались. Заметим, что при любых δ из интервала (0,5) рассеяние в ОВ с оболочкой Ф-4МБ на порядок ниже, чем в ОВ с оболочкой *Tefzel*. Это можно объяснить большей кристалличностью последней [1]. На рис. 3 приведены кривые распределения

рассеянного излучения по длинам ОВ. Видно, что чем интенсивнее было рассеяние у входного торца ОВ, тем быстрее оно ослабевало с увеличением расстояния до него.

Предположим, что субмолекулярная структура полимерной оболочки фиксирована. В этом случае интенсивность рассеяния распространяющейся по ОВ моды определялась долей ее энергии χ , распространяющейся по оболочке [2]:

$$\chi(m, s) = \frac{\int_a^{a_{1.1}} |E_{m,s}^z(r, \varphi)|^2 r dr}{\int_0^a |E_{m,s}^z(r, \varphi)|^2 r dr + \int_a^{a_{1.1}} |E_{m,s}^z(r, \varphi)|^2 r dr},$$

где $E_{m,s}^z(r, \varphi)$ – поперечный профиль моды с азимутальным числом m и радиальным числом s , задаваемый через Бесселевы функции. Рассчитанные значения χ для гибридных мод КП- *Tefzel*/400 мкм приведены на рис. 4.

Из рис. 4 следует, что чем больше азимутальное число моды m (чем больше δ), тем интенсивнее она рассеивается, что качественно подтверждает экспериментальные результаты.

Заметим также, что чем меньше диаметр световедущей сердцевинки, тем эффективнее рассеивается свет: измерения в КП- *Tefzel*/ 200 мкм и КП- *Tefzel*/400 мкм это подтверждают.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

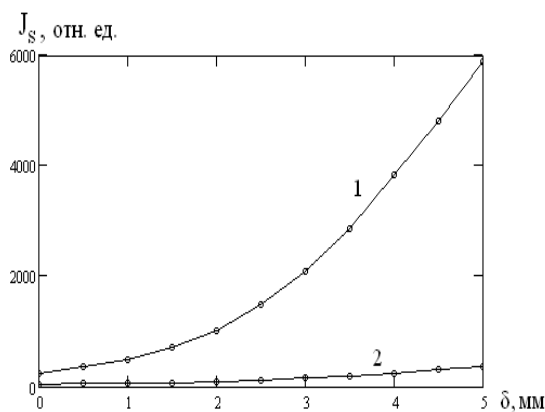


Рис. 2. Измеренные зависимости интенсивностей рассеянного излучения J_s у входного торца ОВ от величины δ :
 1 – КП- *Tefzel*/400 мкм, 1.5 м/мин;
 2 – КП- Ф4-МБ/400 мкм, 0.5 м/мин.

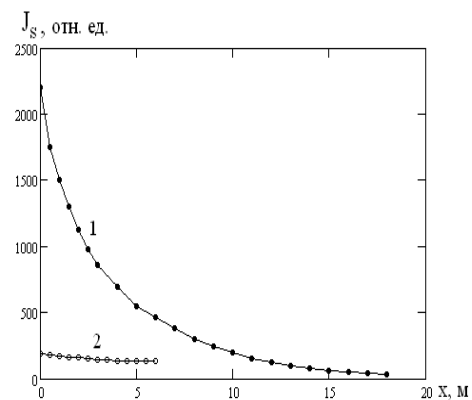


Рис. 3. Распределение интенсивности рассеянного излучения J_s по длине ОВ x :
 1 – КП- *Tefzel*/400 мкм, 1.5 м/мин;
 2 – КП-Ф4-МБ/400 мкм, 0.5 м/мин.
 $\delta = 5$ мм, $\lambda = 532$ нм

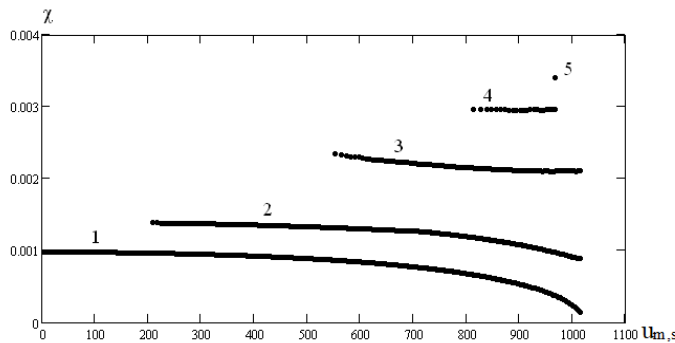


Рис. 4. Рассчитанные значения величин χ для гибридных мод КП-*Tefzel*/400 мкм для $m = 1$ (1), 200 (2), 540(3), 800 (4) и 953 (5)

Литература

1. Энциклопедия полимеров. Том 3. М: Советская энциклопедия, 1977, 1152 с.
2. Маковецкий А.А. Влияние геометрии и модового состава излучения кварц-полимерного оптического волокна со светоотражающей оболочкой *Tefzel* на его рассеивающие свойства //Оптика и спектроскопия. Принята к публикации в апреле 2021 г.

ОДНОСТАДИЙНОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ СВЕТОВЕДУЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ В СЛОЕ ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩЕЙСЯ КОМПОЗИЦИИ

Менсов С.Н.^{1,2*}, Полуштайцев Ю.В.¹

¹Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева РАН, г. Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород

*E-mail: mensov@rf.unn.ru

Диэлектрические слои с неоднородным распределением показателя преломления находят широкое применение для создания планарных световедущих структур. Современные модифицируемые излучением среды (фоторезисты) позволяют фотолитографическими методами формировать нано- и микрогабаритные структуры с произвольной топологией. При использовании фотополимеризующихся композиций (ФПК) можно отказаться от многостадийности в современных технологиях изготовления оптических плат. Так, из ФПК с нейтральным компонентом (НК) за счёт неравновесных диффузионных процессов, стимулированных неоднородным распределением интенсивности актиничного излучения, могут быть созданы структурированные полимерные материалы, фактически, в одну стадию [1]. Здесь реализуется механизм вытеснения нейтрального компонента из областей с большей конверсией и накопление его в теневом участке. Благодаря различию оптических свойств НК и полимера это открывает возможность проекционным способом формировать полимерные 2D-структуры с заданным распределением показателя преломления [2].

В работе были исследованы процессы диффузионного перераспределения жидких компонентов в слое ФПК при иницировании полимеризации неоднородным по интенсивности светом. Методами численного моделирования выявлены условия эффективного формирования полимерного ядра световода с низкопреломляющей демпферной областью, характеризующейся повышенной концентрацией нейтрального компонента. Проведены экспериментальные исследования по оптическому формированию стабильных световедущих 2D-структур с объёмным распределением показателя преломления. Исследована возможность создания топологического рисунка в слое ФПК, заключённого между полимерными стёклами с низким показателем преломления, изготовленных из того же фотополимеризуемого материала с большим содержанием НК. Была использована композиция на основе ОКМ-2 с фотоиницирующей системой – замещённый орто-бензохинон и *N,N*-диметилэтанолламин, которая позволяет проводить полимеризацию оптическим излучением видимого диапазона. В качестве нейтральной добавки применяли низкомолекулярные спирты (метанол, 1-бутанол, ацетонитрил) с показателями преломления ниже, чем у полимера. Процесс создания планарных волноведущих структур в слое ФПК был реализован с помощью разработанной фотолитографической установки на основе DLP проектора со светоклапанной матрицей. Дополнительная оптическая система позволяет уменьшать Full-HD изображение, формируемое проектором, до размеров 5.7 мм×3.2 мм. Проецируемый в плоскости слоя ФПК контрастный рисунок (рис.1а) представлял собой светлую полосу, задающей ширину ядра формируемого световода. Показатель преломления в нём может достигать значений, близких к показателю преломления самого полимера при обеспечении условий практически полного вытеснения НК из экспонируемого пространства за счёт диффузии. В неосвещённом участке шириной 125 мкм (соответствует диаметру стандартных телекоммуникационных оптических волокон) создавалась демпферная зона с более низким показателем преломления вследствие накопления здесь НК. С внешней стороны она фиксировалась путём окаймления светлыми участками шириной $B = 30$ мкм. Окончательную полимеризацию осуществляли равномерно диффузным светом. Форма профиля созданных полимерных структур анализировалась с помощью интерференционного микроскопа МИИ-4М по изгибам наблюдаемых интерференционных полос.

В ходе экспериментов было установлено, что при ширине светлой полосы d в распределении интенсивности воздействующего света больше 10 мкм амплитуда перепада показателя преломления в канале становится достаточной для того, чтобы он обладал волноведущими свойствами. В таком световоде может быть локализовано лазерное излучение с существенной дифракционной расходимостью, например, выходящее из торца одномодового волокна марки SMF-28 (диаметр ядра 8.2 мкм). Характерный расходящийся световой конус (как в однородной плёнке рис.1б) отсутствует, а видимое свечение на сделанном поперечном порезе свидетельствует о распространении лазерного

излучения по полимерному каналу (рис.1б). Также по причине такого нарушения однородности световедущей жилы возникло рассеянное свечение и по её периферии в демпферной зоне.

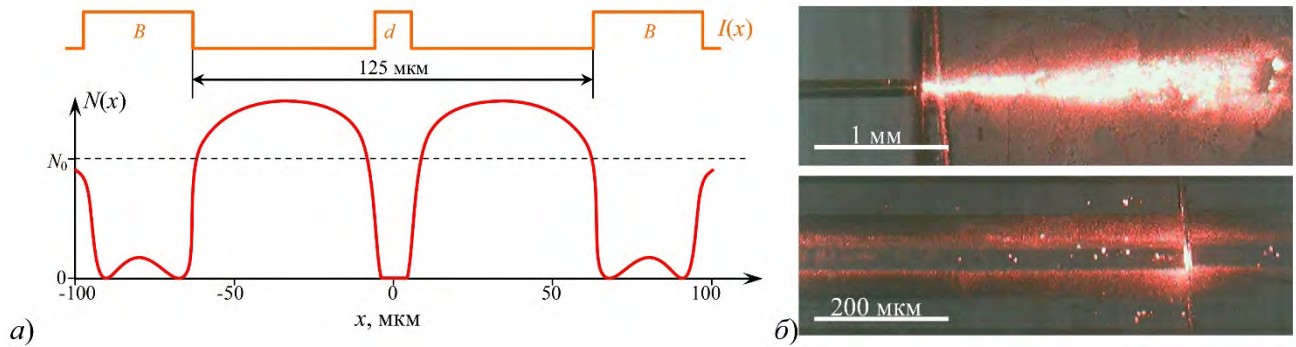


Рис. 1. Профиль НК, сформированный при воздействии неоднородным светом (а); распространение лазерного излучения в однородной полимерной плёнке и в созданном планарном световоде (б)

Исследуемый способ оптического формирования планарных световедущих структур в слое ФПК также применим и для изготовления нескольких близкорасположенных планарных световедущих каналов, образующих оптическую шину. Как в видимом, так и в инфракрасном диапазоне излучение, введённое в один из полимерный каналов, не возбуждает распространяющиеся моды в соседних жилах (шаг 200 мкм) благодаря значительной разнице показателей преломления ядра и сформированной по его периферии демпферной оболочки. Топология проецируемого рисунка может быть различной. Так, на основе непрямолинейных полимерных световодов был изготовлен уплотнитель группы оптических каналов, в котором расстояние между жилами меняется от 300 мкм до 120 мкм (рис.2а). По этому же принципу была создана планарная Y-структура, образованная двумя совмещёнными S-образными световодами с общим участком (рис.2б). Сконструированный оптический элемент позволяет суммировать или разделять световые потоки (рис.2в).



Рис. 2. Примеры планарных полимерных структур: уплотнитель каналов (а), Y-структура (б), деление лазерного излучения Y-структурой (в)

Таким образом, добавление в жидкие ФПК нейтральных компонентов с более низким, чем у полимера показателем преломления, позволяет в одну стадию фотолитографическим способом создавать стабильные планарные световедущие структуры за счёт диффузионного вытеснения этой добавки из экспонируемой зоны в демпферные участки формируемых световодов. Одновременное формирование и световода, и окружающего его фиксирующего пояса не только стабилизирует концентрационный профиль, но и позволяет создавать световедущие структуры с плотным топологическим рисунком. Из той же композиции с необходимым содержанием НК однородным излучением могут быть сформированы и стёкла с низким показателем преломления, которые не только ограничивают полимеризуемый слой, но и служат армирующим и изолирующим материалом. Соответственно, на основе такой сэндвич-структуры может быть реализовано послойное создание многослойных оптических плат. При этом создаваемые планарные световоды могут быть согласованы напрямую с оптоволоконными линиями связи благодаря возможности осуществлять стыковку в ФПК разнотипных световодов, которые могут различаться не только диаметром ядра, но геометрией сечения (цилиндрического и прямоугольного) [3]. Это позволит более эффективно организовывать и использовать информационные сети. Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема № 45.7).

Литература

1. Батенькин М.А., Менсов С.Н., Романов А.В., *Оптика и спектроскопия* **104**, 149-154 (2008)
2. Mensov S.N., Polushtaytsev Yu.V., *J. of Polymer Research* **27**, Article ID 175 (2020)
3. Mensov S.N., Polushtaytsev Yu.V., *Laser Physics* **23**, 5105-5112 (2013)

МЕТАЛЛИЗИРОВАННОЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО

Попов С.М.^{*}, Ряховский Д.В., Колосовский А.О.,
Волошин В.В., Воробьёв И.Л., Исаев В.А., Чаморовский Ю.К.

Фрязинский филиал института Радиотехники и Электроники РАН г. Фрязино, Россия

^{*}E-mail: sergei@popov.eu.org

Последнее время появилась потребность в волоконно-оптических датчиках (ВОД) температуры и давления, которые должны функционировать в диапазоне от $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$, что необходимо для распределённых систем мониторинга температуры и жизнеобеспечения. Ключевым элементом таких ВОД являются оптические волокна (ОВ), которые способны работать при повышенных температурах. Хорошо известно, что «обычные» ОВ могут работать лишь при температурах до 85°C [1, 2] из-за деградации покрытия при повышенных температурах, что объясняется свойствами материалов (полимеров), покрывающих незащищенное ОВ. Поэтому обычные ОВ с покрытием из полимера не годятся для построения высокотемпературных ВОД. Решением этой проблемы может являться использование различных металлов (медь, алюминий и сплавы на их основе) [3, 4] в качестве внешнего покрытия ОВ. На данный момент работы по созданию металлизированных ОВ ведутся как в России (НЦВО им. Е.М. Дианова РАН, ГОИ им. С.И. Вавилова, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ПНППК), так и за рубежом (Silicon Lightwave Technology, Moritex Optocom Company, Fiberguide Industry).

При высокотемпературном применении металлизированных ОВ в них происходят различные процессы, которые приводят к изменению спектрального пропускания таких ОВ. Изучение оптических свойств металлизированных ОВ и процессов, протекающих в них при нагреве, необходимо для выбора оптимальной конструкции металлизированного ОВ, которое сможет работать при высоких температурах с минимальными оптическими потерями [4]. Ранее нами в работах [5-7] было показано, что оптимизацией параметров ОВ, таких как тип покрытия (медь или алюминий), разность п.п. (сердцевина-оболочка) и внешнего диаметра ОВ возможно достигнуть приемлемого уровня начальных потерь (1 дБ/км на длине волны 1310 нм для ОВ с внешним диаметром 230 мкм). Кроме того возможно уменьшить прирост потерь во время термоциклирования до приемлемого уровня до 4 дБ/км на длине волны 1310 нм . Важно также отметить, что при исследовании был обнаружен интересный эффект, который заключается в том, что взаимодействие алюминиевого покрытия ОВ с внешней средой приводит к генерации молекулярного водорода. Молекулярный водород взаимодействия со световедущей сердцевиной ОВ приводит к появлению гидроксильных групп, которые вызывают повышенное поглощение (более 100 дБ/км) вблизи длины волны 1.39 мкм . Напротив, использование алюминиевого покрытия, позволило стабилизировать работу ОВ с массивом волоконных Брэгговских решёток записанных при вытяжке при их работе при температурах до 500°C [8-9].

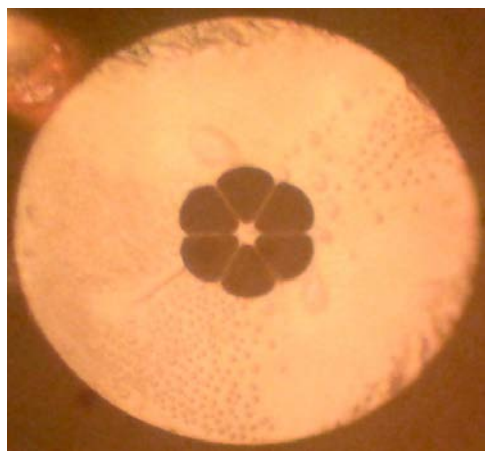


Рис.1. Фотография металлизированного микроструктурированного ОВ

Важно отметить, что одной из основных причин повышенных оптических потерь в ОВ с металлическими покрытиями являются микроизгибные оптические потери [4]. Фундаментальные причины их появления - различный КТР кварцевого стекла и металлического покрытия ОВ, поликристаллическая структура покрытия и частично неупругое поведение металлического покрытия. Нагрев ОВ вызывает микроизгибы оси ОВ, что приводит к потерям излучения. Для уменьшения влияния металлического покрытия на ОВ на световедущую сердцевину ОВ нами предложено использовать микроструктурированное ОВ с т.н. подвешенной сердцевиной [10]. На рис.1 показана фотография торца микроструктурированного ОВ с медным покрытием. Внешний диаметр ОВ – 125 мкм . Размер световедущей сердцевины $6.7 \times 5.4\text{ мкм}$. Структура была изготовлена из стекла Heraeus F-300.

Данное ОВ было подвергнуто термоциклированию в диапазоне температур от 20 до 450⁰С с шагом 50⁰С. Шаг нагрева на 50⁰С происходил в течение 15 минут с последующей выдержкой при фиксированной температуре в течении 5 минут. Оптические потери измерялись как рефлектометрическим методом на длинах волн 1.31 и 1.55 мкм (рис. 1), так и спектральным методом (в области длин волн 800...1650 нм) – рис. 2.

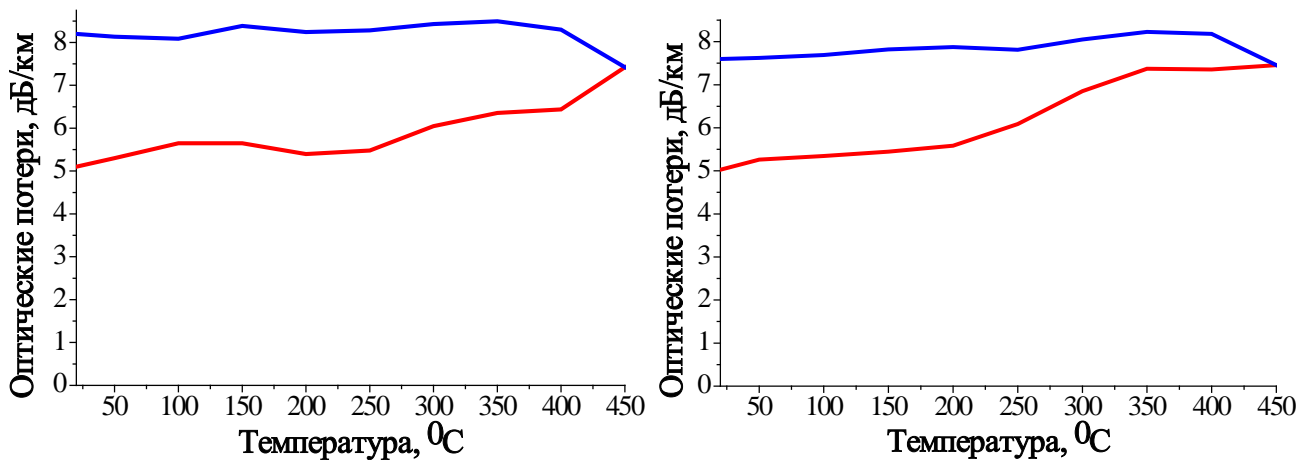


Рис. 2. Изменение оптических потерь при нагреве (красный цвет) и охлаждении (синий цвет) измеренных методом рефлектометрии на длинах волн 1310 нм (слева) и 1550 нм (справа).

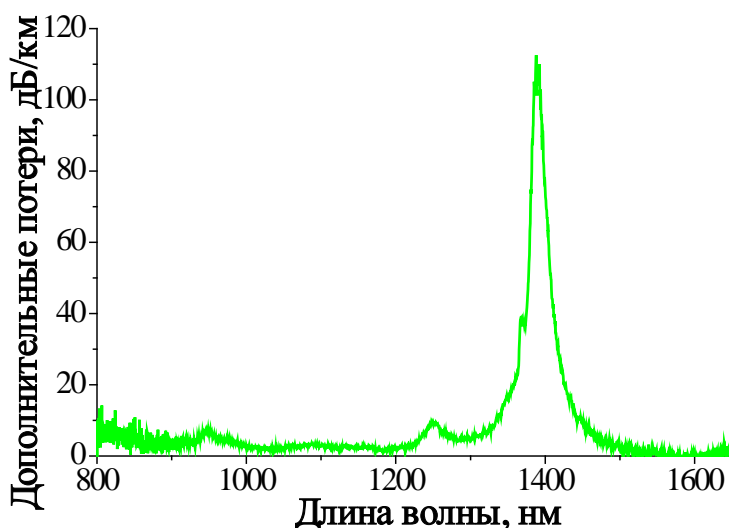


Рис. 3. Дополнительные спектральные потери при нагреве от 20 до 400⁰С металлизированного ОВ с подвешенной сердцевиной

В ходе экспериментов обнаружено, что при термоциклировании в области температур 20...450⁰С металлизированного ОВ с подвешенной сердцевиной диаметром 125 мкм наблюдается прирост оптических потерь. Величина прироста имеет величину ~3 дБ на длинах волн 1310 и 1550 нм. Кроме того наблюдается прирост оптических потерь на величину более 100 дБ на длине волны 1390 нм вследствие поглощения на гидроксильных ионах (ОН-связи). Величина прироста оптических потерь на длине волны 1390 нм значительно превышает исходную концентрацию ОН-связей в стекле F-300 (0.1 ppm, что эквивалентно 5 дБ/км на длине волны 1390 нм [2]). Минимальный прирост потерь 2.5 дБ/км наблюдался на длине волны 1550 нм и

показывает, что данная структура ОВ перспективна для уменьшения дополнительных потерь при нагреве. Работа выполнена в рамках государственного задания.

Литература

1. А.В. Листвин, В.Н. Листвин. Оптические световоды для линий связи. М.: Лесарарт, 2003, 288с.
2. В.Д. Бурков, Г.А. Иванов. Физико-технологические основы волоконно-оптической техники. М.: МГУЛ, 2007
3. Robert W.Filas, Materials Research Society Symposium Proceedings, **531**, 263-272 (1998)
4. Alexis Mendez, T.F.Morse. Specialty Optical Fibres Handbook. Academic Press, 2007, 841 p.
5. V.V. Voloshin et al, TECHNICAL PHYSICS LETTERS, **35** 365-367 (2009)
6. V.V. Voloshin et al, Journal of Communications Technology and Electronics, **56**, 103-110 (2011)
7. S.M. Popov et al, Optical Memory and Neural Networks (Information Optics) **21**, 45-51 (2012)
8. Yu.K.Chamorovskiy et al, Optical Fiber Technology **34**, 30-35 (2017)
9. Sergei M.Popov et al, Optical Fibres with arrays of FBG: Properties and application Spring (PIERS), St. Petersburg, Russia, 22-25 May 2017, IEEE Xplore, 1568 – 1573 (2017)
10. Yu.K.Chamorovskiy et al, Optics Communications **282**, 4618-4621 (2009)

МЕХАНИЗМЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ В ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ С ОПТИЧЕСКИ БОЛЕЕ ПЛОТНЫМИ СТЕРЖНЯМИ В КВАРЦЕВОЙ ОБОЛОЧКЕ

Алешкина С.С.^{1*}, Салганский М.Ю.², Яшков М.В.², Вельмискин В.В.¹, Денисов А.Н.¹,
Абрамов А.Н.², Гурьянов А.Н.², Бубнов М.М.¹, Лихачев М.Е.¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятовых РАН, г. Нижний Новгород

*E-mail: sv_alesh@fo.gpi.ru

Возможность спектрально-селективной фильтрации собственных мод сердцевин волоконного световода за счет внесения в его отражающую кварцевую оболочку оптически более плотных поглощающих элементов (например, стержней или кольцевого слоя) была продемонстрирована нами в [1-2]. Экспериментально и теоретически было установлено, что такая модификация конструкции световода приводит к появлению в структуре дополнительных мод, локализованных в оболочке (с максимумом интенсивности во внесенных элементах), которые в общем случае распространяются, не взаимодействуя с собственными модами сердцевин. Отличительной особенностью конструкции является то, что в некотором спектральном диапазоне, где происходит сближение эффективных показателей преломления мод сердцевин и оптически более плотных элементов оболочки, наблюдается пространственное перераспределение энергии мод, и мода, которая в области спектра до резонанса была локализована в сердцевине, в области спектра после резонанса распространяется преимущественно в одном из элементов оболочки. Более того, одна из мод, локализованных до резонанса в элементах оболочки, после резонанса становится локализованной в сердцевине. Непосредственно на длине волны перехода, когда обе моды являются практически вырожденными и локализованными одновременно и в сердцевине, и в элементах оболочки, имеют место увеличенные потери на распространение.

В настоящей работе мы исследуем механизмы избыточных потерь в конструкции световода с оптически более плотными стержнями в оболочке. Так впервые реализована заготовка волоконного световода с тремя одинаковыми стержнями, расположенными вокруг сердцевин. Чтобы оценить влияние оптических потерь в стержнях на уровень потерь моды сердцевин, в матрицу стержней был добавлен самарий, обладающий интенсивными полосами поглощения в спектральной области более 1 мкм и выраженным минимумом потерь в спектральной области около 770 нм. Выбор количества стержней был продиктован стремлением увеличить порядок оси симметрии и уменьшить влияние направления изгиба на спектральные свойства световода. Кроме того, при выборе геометрии световода учитывалась сложность изготовления заготовки.

Как и в случае [1,2], заготовка волоконного световода со стержнями была реализована методом сборки, когда независимо подготовленная заготовка стержня, была соответствующим образом растягивается и разделена на три части, а затем вставлена в просверленные в заготовке сердцевин отверстия и консолидирована с ней. Профиль показателя преломления заготовки сердцевин был сформирован за счет внесения в сетку кварцевого стекла оксида германия. Профиль показателя преломления стержней был сформирован за счет солегирирования оксида самария (обеспечивающего поглощение в стержнях) и оксида алюминия (позволяющего растворить редкоземельный элемент в сетке кварцевого стекла). Из консолидированной заготовки были вытянуты два волоконных световода (с диаметром по кварцевой оболочке 80 мкм и 125 мкм), максимумы резонансного поглощения которых попадали в область поглощения Sm (125 мкм световод) и в область минимума потерь Sm (80 мкм световод). SEM-изображение торца и измеренный профиль показателя преломления световода приведены на рисунке 1. В качестве полимерного покрытия был использован акрилат с высоким показателем преломления, что исключало распространение оболочечных мод в кварцевой оболочке. Дополнительно, чтобы оценить реальное поглощение самария в стержнях оболочки и сопоставить его со спектром потерь моды сердцевин световода, из исходной заготовки стержня был вытянут многомодовый волоконный световод и было проведено исследование его спектра потерь.

Измерение потерь проводилось методом последовательного уменьшения длины. Чтобы исключить возбуждение мод стержней и измерять лишь оптические потери моды, локализованной в

сердцевине, ввод и вывод излучения в световод осуществлялись посредством стандартного одномодового световода со ступенчатым профилем показателя преломления, сваренного с исследуемым световодом. Измеренные спектры потерь приведены на рисунках 1в ($D_{\text{clad}}=125$ мкм, пик резонансного взаимодействия попадает в полосу поглощения самария, $\lambda_{\text{res}}=1220$ нм) и 1г ($D_{\text{clad}}=80$ мкм, пик резонансного взаимодействия попадает в область минимума потерь самария, $\lambda_{\text{res}}=740$ нм).

Как видно из вставки рисунка 1в, где приведены расчетный и измеренный спектры прямого световода в широком спектральном диапазоне, потери на распространение в конструкции световода со стержнями однозначно связаны с поглощением в стержнях. Более того, в спектральной области, отстоящей от пика резонансного взаимодействия, но характеризующейся достаточной долей мощности моды сердцевины, захваченной стержнем, с хорошей точностью воспроизводятся пики поглощения самария. Важным моментом выступает то, что спектр потерь световода, вытянутого из заготовки стержней, нормированный на расчетную долю мощности, захваченную стержнями в конструкции световода с модифицированной оболочкой, с хорошей точностью совпадает с измеренным спектром. В то же время исследование световода с диаметром по кварцевой оболочке 80 мкм показало, что даже в отсутствие поглощения в стержнях в спектральной области резонансного взаимодействия ($\lambda=740$ нм) имеют место значительные потери на распространение моды сердцевины, что свидетельствует о наличии дополнительного механизма потерь этой моды. Мы предполагаем, что в данном случае вклад в потери моды сердцевины дает вытекание в оболочку, либо микроизгибные потери, являющиеся следствием того, что диаметр поля моды вблизи резонанса увеличивается на порядок, что делает ее более чувствительной к изгибам, а также создает условия для вытекания в полимерное покрытие, имеющее высокий показатель преломления. Результаты детального исследования механизмов потерь в конструкции 80 мкм световода, будут представлены на конференции.

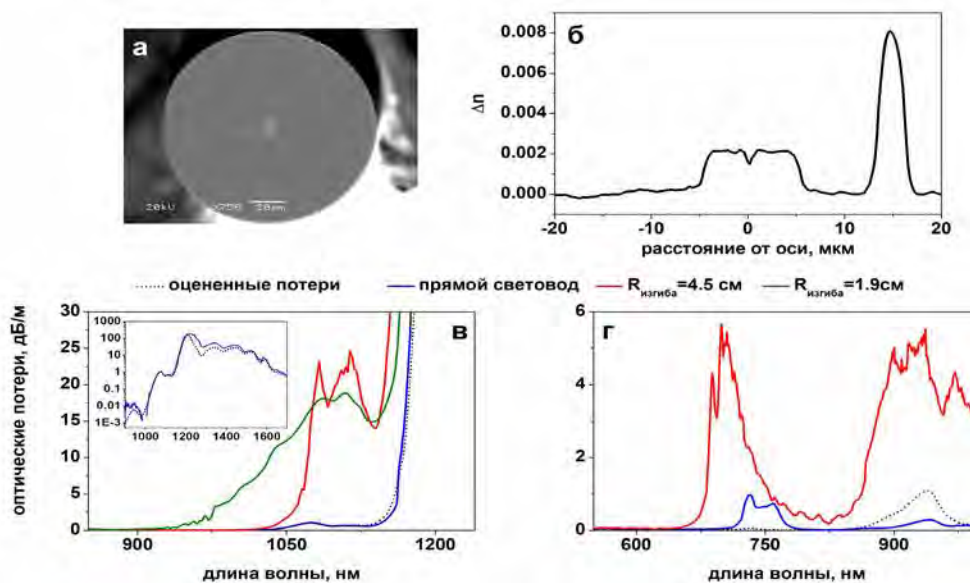


Рис. 1. SEM-изображение торца (а) и измеренный профиль показателя преломления (б) световода в плоскости, проходящей через один из стержней; измеренный спектр потерь 125 мкм (в), пик резонансного взаимодействия на 1240 нм, на вставке приведен спектр прямого световода в логарифмическом масштабе, и измеренный спектр потерь 80 мкм световода (г), пик резонансного взаимодействия на 740 нм

Кроме того, для обеих конструкций световодов экспериментально показано, что изгиб позволяет смещать полосу пропускания и «настраивать» световод для решения конкретных задач, что в свою очередь может быть эффективно использовано для различных практически значимых применений.

Авторы выражают благодарность Джанджгава Н.Т. за измерение профиля показателя преломления в световоде.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-19-00528

Литература

1. Aleshkina S.S. et al, *Sci Rep* **10**, 7174 (2020)
2. Aleshkina S. et al, *Opt. Lett.* **46**, 1458-1461 (2021)

МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ РАЗЛИЧНОЙ КОНСТРУКЦИИ С НАВЕДЕННОЙ КИРАЛЬНОСТЬЮ

Бурдин А.В.^{1,2,3,4}, Тер-Нерсесянц Е.В.^{2*}, Хохлов А.В.², Пчелкин Г.А.^{2,5}, Матросова А.С.^{2,6}, Демидов В.В.², Дукельский К.В.^{2,4,6}, Бурдин В.А.¹, Барашкин А.Ю.¹, Дашков М.В.¹, Евтушенко А.С.¹, Морозов О.Г.⁷, Кузнецов А.С.⁷, Сахабутдинов А.Ж.⁷, Сингх Г.⁸, Тивари М.⁸

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара

²Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, г. Санкт-Петербург

³ООО «ОптоФайбер Лаб», г. Москва, Сколково

⁴Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича, г. Санкт-Петербург

⁵Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург

⁶Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург

⁷Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ, г. Казань

⁸Национальный технологический институт Малави, г. Джайпур, Индия

*E-mail: ter@goi.ru

Кварцевые волоконные световоды (ВС) с наведенной киральностью (продольной скруткой) известны с начала 1980-х годов. Оригинальная идея получения закрученного ВС впервые была изложена в работе [1] и заключалась в использовании вращения преформы с постоянной скоростью в процессе вытягивания ВС на вытяжной установке. Применительно к одномодовым ВС эта концепция заявлялась как способ устранения поляризационной модовой дисперсии [1, 2]. Для многомодовых ВС наведение киральности рассматривалось в качестве метода снижения величины дифференциальной модовой задержки (ДМЗ) и, как следствие, увеличения ширины полосы пропускания оптического сигнала [3]. Развитие технического уровня средств манипуляции с оптическими материалами и элементами способствовало появлению альтернативного способа изготовления киральных ВС путем закручивания сравнительно короткого отрезка ВС, расположенного горизонтально в пространстве между двумя держателями, при его локальном нагреве пламенем кислородно-водородной горелки, излучением CO₂-лазера или в результате воздействия дугового разряда [4].

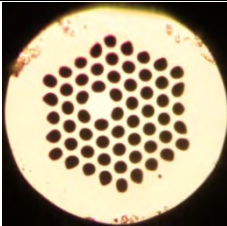
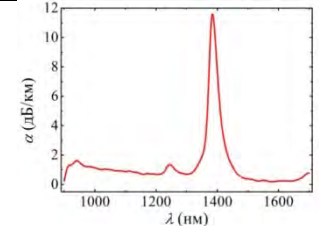
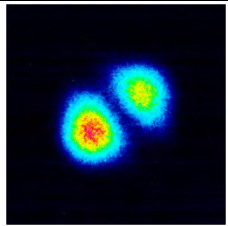
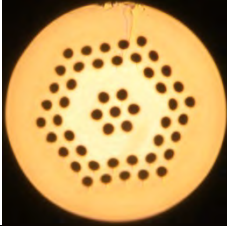
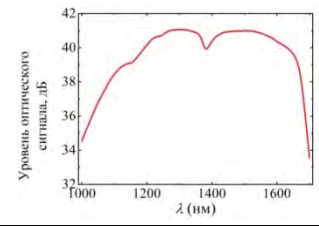
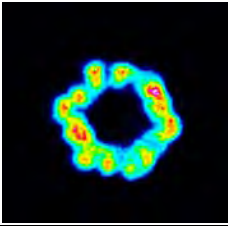
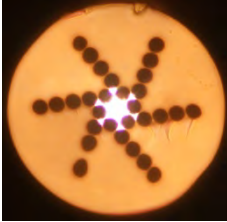
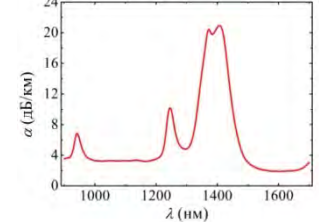
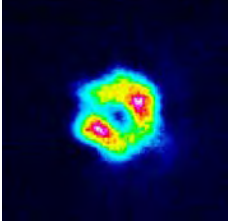
Цель данной работы заключалась в адаптации стандартной технологии вытягивания ВС к получению оптических элементов с наведенной киральностью, которые характеризовались бы как малым, так и сравнительно большим количеством оборотов на единицу длины, и применения этой технологии для изготовления микроструктурированных ВС, функционирующих в маломодовом режиме. Интерес к киральным микроструктурированным ВС был обусловлен возможностью формирования в них мод орбитальных угловых моментов и оптической активности без изменения химического состава и конструкции [5].

На первом этапе была проведена техническая модернизация узла подачи преформ вытяжной установки, которая затронула механическую и электронную части. Изначально оборудование позволяло изготавливать ВС с низкой степенью киральности (2-5 об/м), поскольку максимальная скорость вращения преформы в зажимном патроне составляла 10 об/мин. Для увеличения скорости вращения был адаптирован новый шаговый двигатель взамен существующего. После модернизации минимальная скорость вращения преформы увеличилась до 20 об/мин, а максимальная – до 200 об/мин. В последнем случае степень киральности ВС составляла около 66 об/м при скорости вытягивания 3 м/мин [6]. Измерения скорости проводились ручным тахометром Hornel НТ341.

Основной сложностью при изготовлении микроструктурированных ВС с наведенной киральностью стала невозможность управления относительными размерами пустот в поперечном сечении ВС в процессе вытягивания по причине отсутствия технической возможности подачи избыточного давления в каналы преформы в момент вращения зажимного патрона узла подачи вытяжной установки. По этой причине на втором этапе была разработана конструкция и изготовлен из фторопласта специальный вращательный переход. Главная функция этого устройства заключалась одновременно в подаче избыточного давления в каналы преформы и обеспечении ее вращения с заданной скоростью без физического разрушения.

С использованием описанных выше технических решений была изготовлена серия микроструктурированных ВС различной конструкции с наведенной киральностью, а также определены их базовые параметры передачи – модовый состав излучения, коэффициент затухания, распределение интенсивности излучения в ближнем поле на длине волны 1550 нм (таблица 1).

Таблица 1. Характеристики изготовленных микроструктурированных ВС с наведенной киральностью

Тип ВС	Поперечное сечение ВС	Спектр затухания / уровня оптического сигнала ВС со степенью киральности 66 об/м	Распределение интенсивности излучения в ближнем поле ВС со степенью киральности 66 об/м
Со смещением сердцевинки относительно оси (тип А)			
С сердцевинкой кольцевой формы (тип Б)			
С 6-лучевой равноугольной симметрией оболочки (тип В)			

Полученные результаты свидетельствуют о принципиальной возможности практической реализации микроструктурированных ВС с относительно высоким периодом наведенной продольной скрутки. Вместе с тем необходимо отметить недостаточную степень формирования мод орбитальных угловых моментов в ВС по причине ограниченного числа модовых компонент в световодах типа А и В (две пространственные моды) и избыточного числа модовых компонент в световоде типа Б (более 20 пространственных мод). Поэтому дальнейшие усилия разработчиков будут направлены на прецизионное изготовление ВС с заданным модовым составом (3-4 пространственные моды) и степенью киральности до 200 об/м для устойчивого формирования орбитальных угловых моментов. Тем не менее применительно к ВС типа Б и В было установлено увеличение оптической активности, проявляющееся в более равномерной локализации оптического поля в области сердцевинки по мере увеличения степени киральности.

Результаты измерений карт ДМЗ, проведенных в соответствии с общим подходом ратифицированных стандартов ТИА-455-220-А/FOТP-220 и IEC 60793-2-10 как отдельно для ВС типа Б и В, так и в комбинации с многомодовым ВС 50/125 первого поколения, отличающегося сильным проявлением эффекта ДМЗ, показали потенциальную возможность применения рассматриваемых оптических элементов для задач управления дисперсионными параметрами селективного модового состава ряда приложений телекоммуникационных и сенсорных сетей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, DST, NSFC и NRF в рамках научного проекта № 19-57-80016 БРИКС_т.

Литература

1. Barlow A.J. et al, *Appl. Opt.* **20**, 2962-2968 (1981)
2. Fuochi M. et al, *Opt. Express* **12**, 1972-1977 (2004)
3. DiGiovanni D.J. et al, *Pat. U.S.* 20010019652 (2001)
4. Ma C. et al, *Photonics* **8**, 193 (2021)
5. Xi X.M. et al, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 143903 (2013)
6. Бурдин А.В. и др., *Труды учебных заведений связи* **7**, 6-19 (2021)

ОСОБЕННОСТИ РАСПОЛОЖЕНИЯ ГЛАВНЫХ ОСЕЙ АНИЗОТРОПИИ В СВЕТОВОДАХ С ПОЛОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ

Елистратова Е.А.^{1*}, Леонов С.О.^{1,2}, Демидов В.В.^{1,3}, Карасик В.Е.¹

¹Научно-образовательный центр «Фотоника и ИК техника», МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва

²Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, г. Москва

³Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, г. Санкт-Петербург

*E-mail: thesamelisa@gmail.com

Волоконные световоды с полой сердцевинной и отрицательной кривизной границы раздела сердцевина-оболочка являются перспективными для различных применений, поскольку обладают низкой нелинейностью и широким спектральным диапазоном работы [1], а также высоким пределом разрушения, при распространении мощного лазерного излучения [2]. В дополнение, полая сердцевина может быть заполнена различными газами [3]. Недавно продемонстрированные возможности достижения оптических потерь в полых световодах из кварцевого стекла на уровне световодов со ступенчатым профилем показателя преломления [4] и сохранения поляризации излучения [5] стимулируют исследователей к изучению параметров локализованного в них электромагнитного излучения. На сегодняшний день отсутствует информация об искажении или рассогласовании пространственного расположения главных осей анизотропии по длине полого световода, а также влиянии изгиба на перечисленные параметры.

В настоящей работе представлены методика и результаты измерения пространственного расположения главных осей анизотропии в световоде с полой сердцевинной и отрицательной кривизной, а также рассмотрены особенности рассогласования расположения главных осей между входным и выходным торцами при изгибе световода.

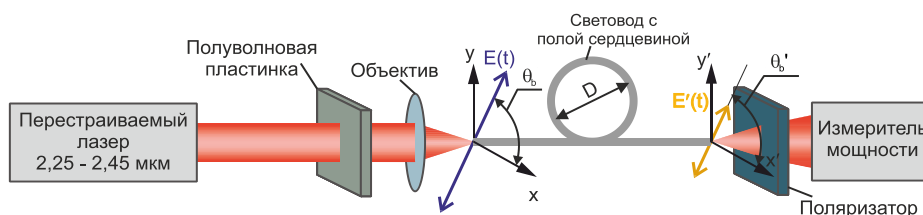


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения пространственного расположения главных осей анизотропии в полой световоде

Схема экспериментальной установки, реализующей метод измерения, представлена на Рис. 1. В качестве источника излучения использовался перестраиваемый в диапазоне 2,25 – 2,45 мкм непрерывный лазер. Излучение на выходе лазера было линейно поляризованным с абсолютной эллиптичностью менее 0,03. Исследуемый полый световод был изготовлен в АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова». Полая сердцевина световода диаметром 50 мкм была окружена шестью разнесенными капиллярами с диаметром 15 мкм и толщиной стенки 2,7 мкм. Для поворота линейной поляризации излучения относительно входного торца (угол θ_b) использовалась полуволновая пластинка. Исследуемый световод располагался либо в распрямленном состоянии, либо формировался один виток вокруг катушки с диаметром 160 или 80 мм. Оба торца световода жестко фиксировались с помощью клея во избежание механического воздействия при закреплении и проворачивания торца в процессе проведения экспериментов.

На первом этапе экспериментов проводилось измерение пространственного расположения главных осей анизотропии полого световода в системе координат входного торца xOy (см. Рис. 1), в результате определялся угол θ_b . Данная методика позволяет определить расположение главных осей относительно входного торца световода. Для получения информации о расположении главных осей на выходном торце θ_b' была разработана следующая методика – поляризатор на выходе световода устанавливался в скрещенное положение для измеренного угла θ_b , затем проводилась серия измерений выходной мощности для небольших углов качания поляризатора относительно скрещенного положения. Описанная процедура выполнялась для диапазона входных углов линейной поляризации излучения $\theta_b \pm 10^\circ$. Затем для каждой полученной кривой проводилась аппроксимация и

определялся ее минимум, после чего значения минимумов также аппроксимировались (красная кривая на Рис. 2б). Положение минимума полученной зависимости определяло поворот главных осей в системе координат выходного торца световода $x'Oy'$.

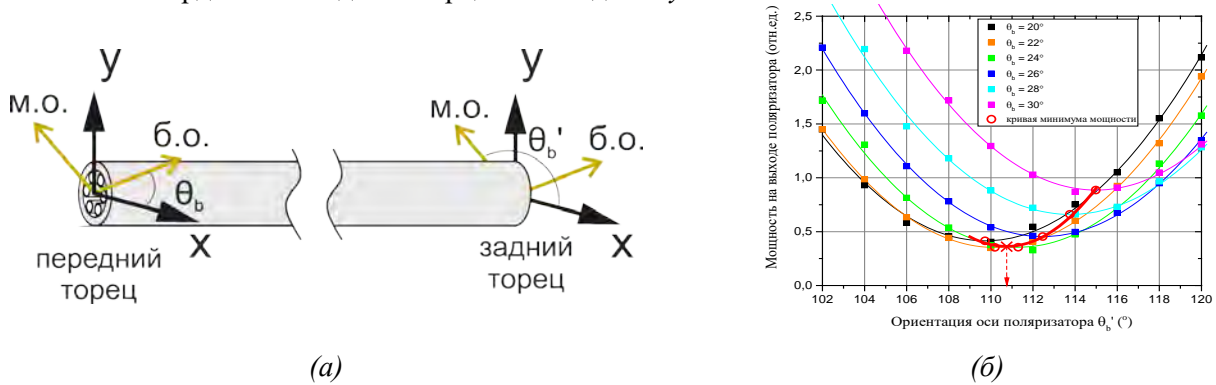


Рис. 2. Схема пространственного расположения главных осей анизотропии на входном и выходном торцах полого световода (а) и измеренные значения проходящей мощности на длине волны 2,26 мкм для скрещенного положения главных осей полого световода и ориентации поляризатора на выходе в случае распрямленного световода (б)

Измерения проводились на нескольких длинах волн лазерного излучения. Результаты представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Измеренные значения угла пространственного расположения главных осей анизотропии на входном и выходном торцах полого световода

Длина волны, мкм	Распрямленный световод		Диаметр изгиба 160 мм		Диаметр изгиба 80 мм	
	$\theta_b, ^\circ$	$\theta_b', ^\circ$	$\theta_b, ^\circ$	$\theta_b', ^\circ$	$\theta_b, ^\circ$	$\theta_b', ^\circ$
2,26	22	111	27	119	27	119
2,30	22	112	27	117	28	119
2,36	25	108	27	117	25	121

Представленные в Таблице 1 значение θ_b и θ_b' определяют положение главных осей полого световода для входного и выходного торцов соответственно. Точность измерения каждого значения составляет $\sim 0.5^\circ$ и регламентируется возможностями имеющегося измерительного оборудования. Можно заметить, что разность между значениями составляет не 90° – это говорит о наличии поворота пространственного расположения главных осей от входного к выходному торцу световода. На Рис. 3 представлена зависимость угла рассогласования главных осей световода ($\varphi = \theta - \theta' - 90$) от длины волны распространяющегося излучения.

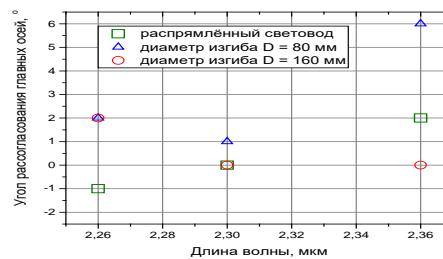


Рис. 3. Зависимость угла рассогласования главных осей от длины волны и диаметра изгиба полого световода

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что для исследуемого световода с полой сердцевинной характерно незначительное рассогласование расположения главных осей анизотропии от входного к выходному торцу. При этом абсолютное значение рассогласования неодинаково для различных длин волн и условий изгиба световода. Также обращает на себя внимание существование некоторой оптимальной длины волны, для которой отсутствует поворот главных осей, а влияние изгиба незначительно.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00596).

Литература

1. Pryanikov A.D. et al., *Opt. Express* **19**(2), 1441-1448 (2011)
2. Resan B. et al., *Opt. Express* **25**(20), 24553-24558 (2017)
3. Hassan M.R.A. et al., *Optica* **3**(3), 218-221 (2016)
4. Sakr H. et al., *Nat. Commun.* **11**(1), 1-10 (2020)
5. Taranta A. et al., *Nature Photon.* **14**(8), 504-510 (2020)

ПРОЕКТ РАЗВИТИЯ РОССИЙСКОГО ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО ВОЛОКНА АО «ОПТИКОВОЛОКОННЫЕ СИСТЕМЫ»

Танякин Д.А., Власов М.Ю., Чернов А.С.

АО «Оптиковолокonné Системы», г. Саранск

Акционерное общество «Оптиковолокonné Системы» на территории Республики Мордовия (г. Саранск) реализует проект по созданию первого в ЕЭС завода по промышленному производству телекоммуникационного и технического оптического волокна (ОВ) для кабелей связи, предприятий оборонного комплекса, предприятий, эксплуатирующих сложные технические сооружения, медицины и т.д. В ноябре 2013 году начались строительные работы и уже в мае 2015 года были изготовлены первые катушки российского оптического одномодового волокна стандарта G.652.D., с 2017 года начат выпуск ОВ стандарта G.657.A1. На данный момент производственная мощность завода составляет 4 млн км в год, а в номенклатуру выпускаемой продукции добавлено окрашенное оптическое волокно стандартов G.652.D и G.657.A1, волокно с нанесением кольцевых меток, волокно с уменьшенным диаметром 200 мкм. В июне 2020 года завод приступил к производству нового вида продукции - оптического волокна марки G.654.

Данное волокно является улучшенным одномодовым оптическим волокном с сердцевиной из чистого кварца, имеющее низкие потери при передаче данных на дальние расстояния за счет улучшенных характеристик затухания (менее 0.17 дБ/км), нелинейности и большой эффективной площади световода.

В таблице 1. приведены основные сравнительные характеристики оптических волокон марок G.654 по отношению к стандартному одномодовому волокну G.652.D

Таблица.1 Сравнение параметров ОВ

	PureBand (Standard SMF)	PureAdvance -80	PureAdvance -110	PureAdvance -125
ITU-T Compliance	G.652.D	G.652.B G.654.C	G.654.E	G.654.E
MFD [μm]	10.3	10.0	11.5	12.4
Aeff [μm ²]	80	80	110	130
Макс затух. [дБ/км]	0.20	0.17	0.17	0.17
Затухание [дБ/км]	0.19	0.165	0.162	0.162
Кабельная отсечка [nm]	1260	1260(G.652.B) 1530(G.654.C)	1530	1530
Длина пролета [km]	105	125	142	144
Макроизгиб. Потери [а.у.дБ]	1 (ref.)	1	0.2	1
Микроизгиб. Потери [а.у.дБ]	1 (ref.)	1	2	10
Потеря в сварке к G.652 [дБ]	0.01	0.02	0.07	0.16

Оптическое волокно G.654 подходит для использования в государственных программах и проектах. Так одним из ключевых проектов реализации продукта является проект TEA NEXT «Транзит Европа-Азия». Основная цель данного проекта – создание защищенной линии связи на территории РФ по передаче данных (трафика) между Европой и Азией

Информация о проекте:

- Протяженность линии связи на территории РФ – 11 тыс.км
- Количество оптического волокна для реализации проекта – более 1 млн.км
- Срок строительства – 3-4 года;
- Начало строительства – 2020 г.



ВЫСОКОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ В БЛИЖНЕЙ ИК ОБЛАСТИ ПОЛЫЙ АНТИРЕЗОНАНСНЫЙ СВЕТОВОД ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ И СЕНСОРНОЙ ТЕХНИКИ

Матросова А.С.^{1,2,3*}, Кузьменко Н.К.², Асеев В.А.², Евстропьев С.К.^{1,2,3,4}, Хохлов А.В.¹, Демидов В.В.^{1,3}, Никоноров Н.В.²

¹Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, г. Санкт-Петербург

²Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург

³Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, г. Москва

⁴Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), г. Санкт-Петербург

*E-mail: matrosova@goi.ru

Сесквиоксид гадолиния (Gd_2O_3) является одним из наиболее распространенных неорганических соединений для получения наноразмерных кристаллических люминофоров благодаря высокой химической устойчивости, термической стабильности и низкой энергии фононов [1]. Традиционным активатором для синтеза подобных люминофоров считаются ионы европия (Eu^{3+}), что объясняется их выраженной люминесценцией в видимом диапазоне под действием ультрафиолетового излучения. Вместе с тем легирование Gd_2O_3 ионами неодима (Nd^{3+}) может быть настолько же эффективным или представляет даже больший интерес, особенно для сенсорных применений, таких как оптическая термометрия [2]. Люминофоры с ионами Nd^{3+} характеризуются эмиссией в ближней инфракрасной (ИК) области спектра и функционируют в окнах оптической прозрачности биологических тканей [3].

В настоящей работе нанокристаллы Gd_2O_3 использовались для модификации структуры полого антирезонансного световода из кварцевого стекла тонкопленочными покрытиями на основе люминофора $Gd_2O_3:Nd^{3+}$. Синтез люминофора осуществлялся полимерно-солевым методом [4], обеспечивающим формирование слоев оптически активных материалов на поверхности кварцевого стекла, не прибегая к использованию трудоемких и дорогостоящих CVD процессов. Рассматриваемый тип световода был выбран исходя из его архитектуры, способствующей относительно простому и эффективному заполнению капилляров композиционным раствором. Сущность использованного для модификации подхода заключалась в последовательном заполнении преформы, образованной шестью периферийными капиллярами оболочки и одним центральным капилляром сердцевины (Рис. 1а), водными растворами $Gd(NO_3)_3$ и $NdCl_3$ и поливинилпирролидоном, высушивании заполненной преформы при комнатной температуре и ее термической обработки при 1000 °С в течение 2 часов. Последняя из перечисленных процедур обеспечивала формирование тонкопленочных покрытий на основе люминофора $Gd_2O_3:Nd^{3+}$ на внутренней поверхности капилляров преформы. Завершающим этапом технологического процесса было перетягивание преформы в полый антирезонансный световод с внешним диаметром ~125 мкм со скоростью 5 м/мин при температуре 1850 °С в течение 10 минут. Снимок поперечного сечения вытянутого световода, полученный с использованием оптического микроскопа высокого разрешения, приведен на Рис. 1б.

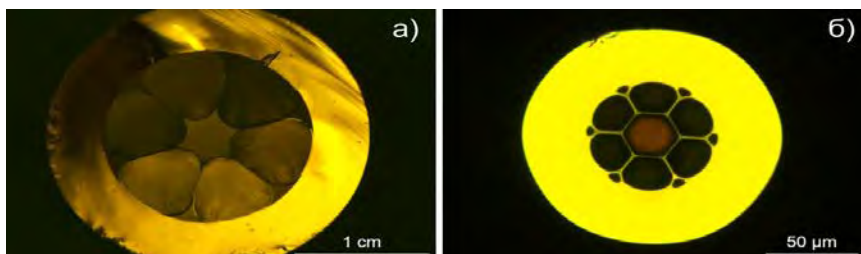


Рис. 1. Снимки поперечного сечения преформы (а) и вытянутого из нее полого антирезонансного световода (б), полученные с помощью оптического микроскопа Nikon Eclipse Ni-U

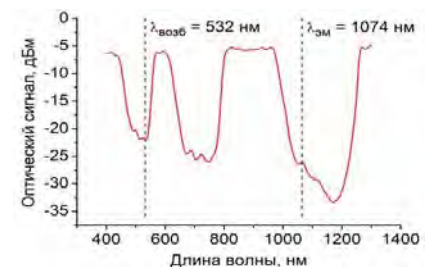


Рис. 2. Спектральная зависимость пропускания полого антирезонансного световода

Основным требованием к выбранной конструкции полого антирезонансного световода было условие функционирования одновременно в двух спектральных диапазонах, а именно в области длины волны возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) и длины волны эмиссии ФЛ люминофора $Gd_2O_3:Nd^{3+}$. На Рис. 2 приведен измеренный с использованием галогенной лампы, монохроматора,

кремниевого и германиевого фотодиодов, оптического усилителя и измерителя оптической мощности спектр пропускания вытянутого световода. Как видно из рисунка, оптический элемент удовлетворяет условию наличия нескольких «окон прозрачности», в том числе в видимой части спектра вблизи длины волны $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм и в ближней ИК области спектра вблизи длины волны $\lambda_{\text{эм}} = 1074$ нм. Такое спектральное положение «окон прозрачности» было достигнуто путем целенаправленного выбора толщины стенок капилляров на границе раздела «сердцевина-оболочка», которая составила 0,8 мкм. Расчеты, выполненные с использованием модели ARROW [4], подтвердили существование «окон прозрачности» в спектральных диапазонах 450-550 нм и 1000-1200 нм. Основываясь на результатах измерений, был оценен уровень затухания оптического излучения в световоде, который составил более 10 дБ/м на длине волны $\lambda_{\text{возб}} = 532$ нм и менее 5 дБ/м на длине волны $\lambda_{\text{эм}} = 1074$ нм.

Ключевой технологической задачей в процессе перетягивания преформы в световод было предотвращение структурной и фазовой трансформации кристаллов Gd_2O_3 , которая может приводить к снижению интенсивности люминесценции. Для оценки степени трансформации короткий отрезок световода освобождали от защитного полимерного покрытия, измельчали в порошок и подвергали рентгенофазовому анализу. Результаты анализа показали наличие в порошке кристаллов Gd_2O_3 исключительно с кубической структурой (Рис. 3а). Средний размер кристаллов вычислялся согласно уравнению Шеррера [5]: $d = k\lambda/(\beta\cos\theta)$, где d – размер кристаллов, k – безразмерный коэффициент формы частиц ($k = 0,92$ для кристаллов с кубической структурой), λ – длина волны рентгеновского излучения для линии Cu-K_α ($\lambda = 0,15406$ нм), β – ширина дифракционного пика на полувысоте, θ – брэгговский угол. Результаты вычислений показали, что средний размер кристаллов $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Nd}^{3+}$ не превышает 50 нм. Это свидетельствует об отсутствии каких-либо структурных изменений кристаллов в составе тонкопленочных покрытий на основе люминофора $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Nd}^{3+}$, сформированных внутри полого антирезонансного световода, несмотря на близость значений температур вытягивания световода и плавления кристаллов [6].

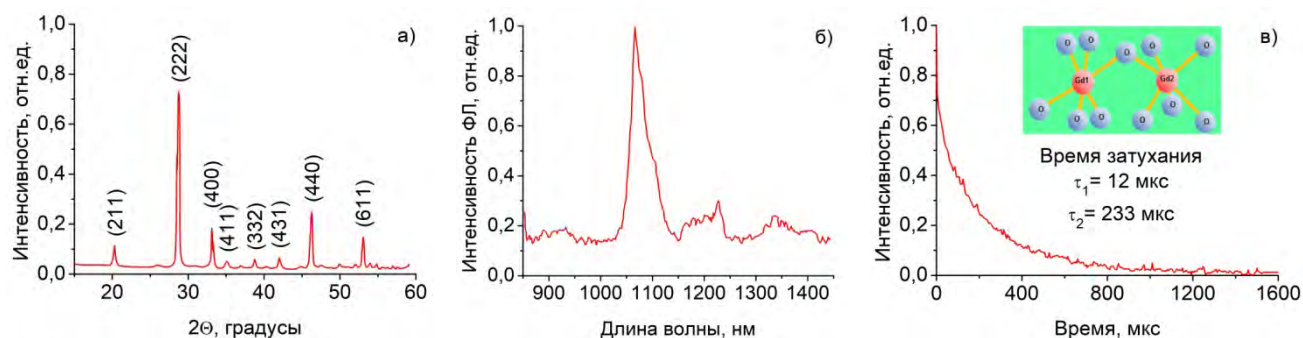


Рис. 3. Характеристики нанолуминофора $\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Nd}^{3+}$ (концентрация ионов Nd^{3+} 0,4 масс.%) в составе полого антирезонансного световода: рентгенограмма (а), спектр эмиссии ФЛ (б), время затухания люминесценции (в)

Измеренный спектр ФЛ световода, представленный на Рис. 3б, содержит характерный для ионов Nd^{3+} основной эмиссионный пик на длине волны 1074 нм, соответствующий электронному переходу ${}^4\text{F}_{3/2}-{}^4\text{I}_{11/2}$ и ярко выраженные дополнительные пики с максимумами вблизи длин волн 900 и 1340 нм, которые отвечают электронным переходам ${}^4\text{F}_{3/2}-{}^4\text{I}_{9/2}$ и ${}^4\text{F}_{3/2}-{}^4\text{I}_{13/2}$, соответственно. Кинетика люминесценции описывается двумя экспоненциальными зависимостями с временами затухания $\tau_1 = 12$ мкс и $\tau_2 = 233$ мкс (Рис. 3в), что связано с особенностями расположения ионов редкоземельных металлов в кубической структуре кристаллов Gd_2O_3 (Рис. 3в, вставка).

Полученные тонкопленочные покрытия и световоды перспективны для применения в лазерной технике как активные среды мощных лазеров и усилителей, а также в сенсорных приложениях в качестве компонентной базы высокочувствительных фотолуминесцентных нанотермометров, функционирующих в ближней ИК области спектра.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00596).

Литература

1. Banik B.A. et al, *Adv. in Microwave Chem.*, 2nd ed., CRC Press, Taylor & Francis Group (2018)
2. Singh S.K. et al, *Sens. Act. A: Phys.* **149**, 16-20 (2009)
3. Kolesnikov I.E. et al, *J. Lum.* **204**, 506-512 (2018)
4. Evstropiev S.K. et al, *Quantum. Electron.* **49**, 1145-1149 (2019)
5. Litchinitser N.M. et al, *Opt. Lett.* **27**, 1592-1594 (2002)
6. Rabiei M. et al, *Nanomaterials* **10**, 1627 (2020)
7. <https://www.americanelements.com/gadolinium-oxidenanoparticles-nanopowder-12064-62-9>

ГРАДИЕНТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ГАЛОГЕНИДОВ ТАЛЛИЯ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ И ОПТОВОЛОКНА ИК-ДИАПАЗОНА

Кузнецов М.С.^{1*}, Зараменских К.С.¹, Лисицкий И.С.¹,
Полякова Г.В.¹, Морозов М.В.¹, Пимкин Н.А.¹, Сосков О.В.¹, Бутвина Л.Н.^{1,2}

¹АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», г. Москва

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, г. Москва

*E-mail: MSeKuznetsov@rosatom.ru

В лазерной оптике широко используются линзы с выпуклыми/вогнутыми поверхностями. Их недостатком является появление сферических aberrаций, что приводит к потерям качества сигнала и увеличению размеров оптических систем. Альтернативой является применение плоских линз из материалов с градиентными свойствами показателя преломления – «граданов». Отличительной особенностью граданов является то, что они являются одновременно оптическим материалом и оптической системой, что приводит к компактизации и расширению возможностей, а также повышению точности приборов. Такие оптические материалы в настоящее время изготавливаются на основе стекол и подходят для ограниченного диапазона спектра. Таким образом, получение градиентных плоских линз с широким диапазоном пропускания от видимого до ближнего и среднего ИК диапазона спектра остается актуальной задачей.

Данная работа посвящена исследованию процесса получения кристаллов галогенидов таллия с требуемым градиентом показателя преломления (ПП) по диаметру, прозрачных в диапазоне 0,4 - 40 мкм, пригодных для прямого использования в оптических системах в качестве плоских линз, а также апробации экструзии градиентного оптического волокна из них.

Использование световодов, изготовленных из градиентных кристаллов, позволит:

- увеличить выход в годное при экструзии и уменьшить производственный цикл в связи с получением волокна из одной заготовки;
- снизить оптические потери, связанные с поверхностными загрязнениями и дефектами на границе сердцевины и оболочки;
- увеличить длину волноводов в связи с уменьшением поглощения за счет плавного профиля распределения показателя преломления;
- создавать мультимодовое волокно большего диаметра;
- передавать тепловое изображение и некогерентный сигнал без искажений.

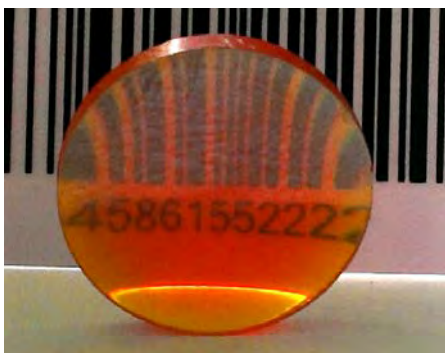
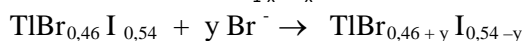
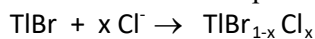


Рис. 1. Градиентный кристалл и оптический элемент из КРС-5

Экспериментальная часть

Кристаллы галогенидов таллия $TlCl$, $TlBr$, $TlCl_{0,37}Br_{0,63}$ (КРС-6), $TlBr_{0,46}I_{0,54}$ (КРС-5) выращивали методом Стокбаргера из солей после комплексной очистки, включающей стадии направленной кристаллизации и вакуумной дистилляции. Для создания градиента химического состава (и, следовательно, градиента ПП) был использован гетерофазный процесс ионообменного массопереноса: «хлор – бром» и «бром – йод».



Процесс проводили при температуре, близкой к температуре плавления. Поскольку замещающие друг друга анионы имеют близкие ионные радиусы, искажения кристаллической решетки при гетерофазном процессе минимальны. При замене в оптических кристаллах тяжелых ионов более легкими (йода – бромом, брома – хлором), образуются наружные слои материала с более низким показателем преломления, что создает фокусирующий эффект. Для достижения рассеивающего эффекта в качестве цилиндрических заготовок для

граданирования использовали кристаллы с низким ПП, а в качестве диффунданта – с более высоким (Рис. 1).

Качество кристаллов было оценено по параметру коэффициента поглощения методом лазерной калориметрии. Исследование составов галогенидов таллия и изменения концентраций галоген-ионов в них проведено с использованием сканирующего электронного микроскопа JSM-5910LV (JEOL), снабжённого аналитической системой Aztec (OxfordInstruments) в Аналитическом центре ИЦВО РАН.

Результаты работы

1. Выполнена теоретическая оценка возможности получения градиентных образцов в системах TlCl-TlBr, TlBr-TlI и математическое моделирование технологического процесса граданирования. Установлено, что максимальная величина градиентов показателя преломления может составлять: 0,18 в системе TlCl-TlBr и 0,22 в системе TlBr – TlI (при неоднородности состава по длине слитка). Показана необходимость замены диффунданта с целью интенсификации ионного обмена.

2. Экспериментально опробованы и оптимизированы процессы граданирования кристаллов составов TlCl, TlBr, КРС-5, КРС-6. Достигнут перепад ПП 0,099 (для цилиндрических образцов) и 0,16 (для плоских образцов), результаты приведены в Таблице 1.

Таблица 1. Теоретически возможный и практически достигнутый перепад ПП

Заготовка для граданирования			Диффундант	Перепад показателя преломления	
Форма заготовки	Тип изменения ПП	Состав заготовки		Теоретически возможный	Практически достигнутый
Цилиндр	Увеличение ПП от центра к краю	TlBr	TlCl	0,18	0,099
		КРС-6	TlCl	0,13	0,030
		КРС-5	TlBr	0,16	0,088
		25% TlBr-75% TlI	TlBr	0,22	0,090
Цилиндр	Увеличение ПП от края к центру	TlCl	TlBr	0,18	0,073
		TlBr	КРС-5	0,13	0,097
Плоскость («шайба»)	Увеличение ПП от края к центру	TlCl	TlBr	0,18	0,16
		TlBr	TlCl	0,18	0,16
		КРС-5	TlBr	0,13	0,16
		TlBr	КРС-5	0,13	0,16

3. Анализ распределения диффундирующего вещества по радиусу в экспериментальных кристаллах показывает принципиальное соответствие результатам, полученным по модели диффузии (Рис. 2), однако на практике наблюдается ряд особенностей, не укладывающихся в рассмотренную модель. Предполагаемые причины:

- коэффициент диффузии не остаётся постоянным, а значительно изменяется для участков с высокой концентрацией диффундирующего вещества;
- принятое допущение о постоянно поддерживаемой концентрации диффундирующего вещества на поверхности кристалла не соответствует реальным условиям процесса, что оказывает влияние на кинетику всего процесса;
- возможное влияние концевых эффектов – диффузии через торец кристалла (перенос галогена через газовую фазу).

4. Применяя метод твердотельной интердиффузии, получены кристаллы как с увеличивающимся показателем преломления к центру, так и с уменьшающимся, что соответствует рассеивающей и фокусирующей линзам. Установлено, что при граданировании не образуются дополнительные структурные дефекты, увеличивающие коэффициент поглощения, а полученные градиентные кристаллы имеют высокое оптическое качество ($\beta\nu = 2,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$).

5. На вновь созданной в АО «Гиредмет» линии получения оптического волокна опробована экструзия из градиентных кристаллов галогенидов таллия и получены экспериментальные образцы градиентных световодов.

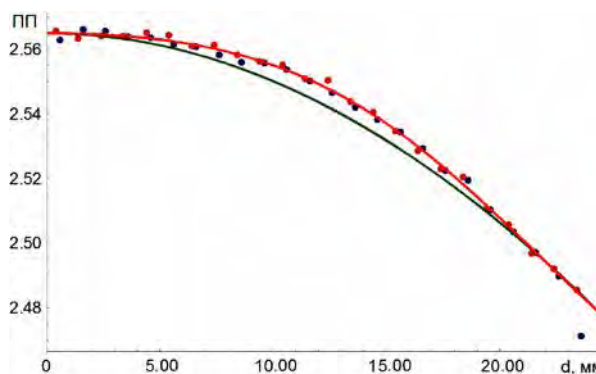


Рис. 2. Сравнение расчётного диффузионного профиля (по значению ПП) с экспериментальными данными: оранжевый цвет – экспериментальные данные, синий – расчетные значения, зеленый – идеальный гиперсекансный профиль

КРИСТАЛЛЫ СИСТЕМЫ AgBr – AgI ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИНФРАКРАСНЫХ СВЕТОВОДОВ

Салимгареев Д.Д.¹, Южакова А.А.¹, Львов А.Е.¹, Жукова Л.В.^{1*}, Шатунова Д.В.¹,
Шмыгалев А.С.²

¹Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина, г. Екатеринбург

²Институт высокотемпературной электрохимии Уральского отделения Российской академии наук,
г. Екатеринбург

*E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru

В последние десятилетия развитие волоконной оптики напрямую связано с разработкой новых материалов. Актуальными являются материалы прозрачные в среднем (от 2,0 до 50,0 мкм) и дальнем (до 100,0 мкм) ИК диапазонах. Помимо этого, данные материалы должны быть негигроскопичными, пластичными, не обладать эффектом спайности, а также быть устойчивыми к ультрафиолетовому (УФ) и ионизирующему излучениям. Такие материалы находят широкое применение в дистанционной ИК спектроскопии, лазерной эндоскопической и диагностической медицине, низкотемпературной ИК пирометрии, для передачи мощного излучения CO (5,3–6,2 мкм) и CO₂ лазеров (9,2–11,4 мкм), создания волоконных лазеров, усилителей и различных волоконно-оптических систем, в том числе работающих в условиях повышенного радиационного фона. Всем этим требованиям отвечают новые разработанные авторами работы кристаллы системы AgBr – AgI.

Для разработки режимов синтеза сырья и выращивания кристаллов в литературных источниках были найдены фазовые диаграммы системы AgBr – AgI [1, 2]. Однако по данным диаграммам было затруднительно подобрать необходимые режимы, поскольку они существенно отличаются между собой. Ввиду этого, применяя дифференциально-термический и рентгенофазовый анализы были проведены исследования по уточнению данной фазовой диаграммы. Результаты исследований подробно описаны в работе [3]. Уточнено, что на изученной фазовой диаграмме в температурном интервале от 25 до 432 °С (298 – 705 К) и от 0 до 40 мол. % существуют устойчивые твердые растворы на основе бромида серебра, легированные AgI, что подтверждено рентгенофазовым анализом [3]. Опираясь на исследованную диаграмму, были подобраны режимы и выращены монокристаллы составов 0, 3, 13, 25, 36 мол. % [3].

Для всех выращенных кристаллов были определены их диапазоны спектрального пропускания, а также рассчитана дисперсия показателей преломления. Измерение свойств проводили на поликристаллических пластинах, изготовленных методом горячего прессования [3]. Определение оптических свойств проводили на поликристаллических, а не на монокристаллических материалах вследствие того, что в дальнейшем из выращенных монокристаллов системы AgBr – AgI будут изготавливаться оптические изделия, такие как ИК световоды, окна, линзы, которые имеют поликристаллическую структуру. На рис. 1 представлены спектры пропускания кристаллов.

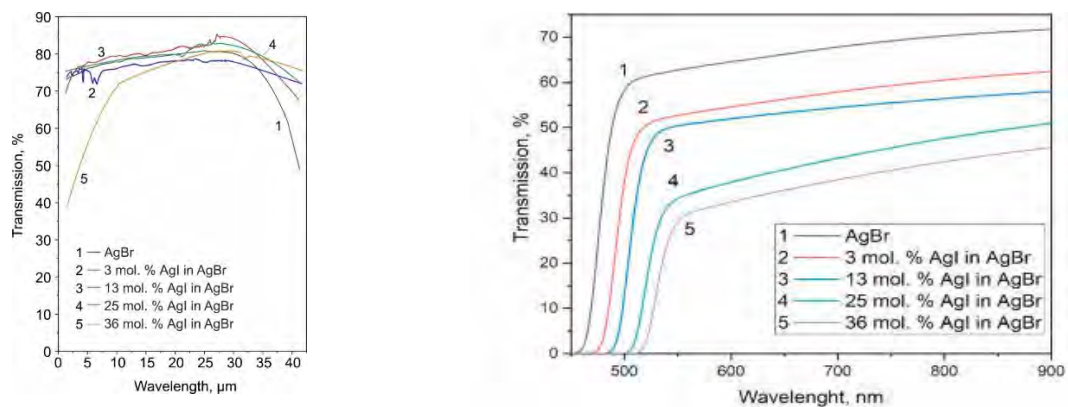


Рис. 1. Спектры пропускания кристаллов системы AgBr- AgI: а) в диапазоне от 1,28 до 40,0 мкм, снятых на ИК Фурье спектрометре Shimadzu IRPresige-21 (делитель луча – CsI, детектор – DLATGS, диапазон съемки 1,28 – 40,0 мкм, разрешению 2 см⁻¹); б) – в диапазоне от 450 до 900 нм на спектрофотометре Shimadzu UV-1800 (разрешение съемки 1 нм)

Из рис. 1 видно, что с увеличением содержания иодида серебра в AgBr, происходит смещение коротковолнового и дальневолнового краев поглощения в сторону больших длин волн. Все исследуемые кристаллы не обладают окнами поглощения, имеют диапазон спектрального пропускания от видимой до средней инфракрасной области до 40,0 мкм и более, а их прозрачность составляет примерно 75%.

По снятым спектрам пропускания были определены коротковолновые края поглощения всех исследуемых кристаллов, а также рассчитана дисперсия показателя преломления на длинах волн до 14,0 мкм (рис. 2а и 2б). Для определения данных параметров применялись различные методики, описанные в работе [4].

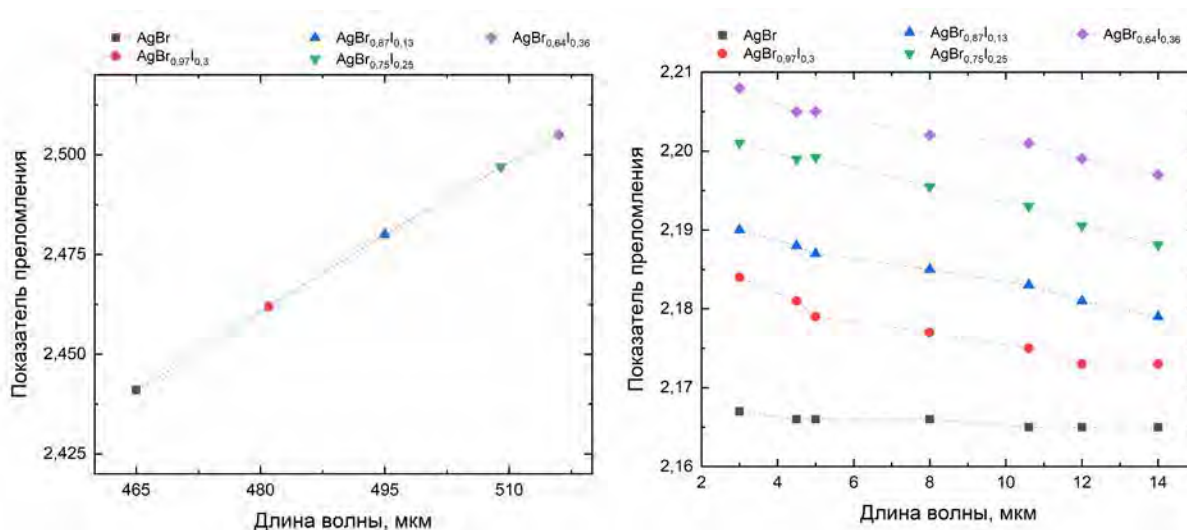


Рис. 2. Коротковолновый край поглощения (а) и дисперсия показателя преломления кристаллов составов 0, 3, 13, 25, 36 мол. % AgI в AgBr

Как видно из рис. 2, в системе AgBr – AgI в результате замещения в анионной подрешетке на более тяжёлый по молекулярной массе галоген наблюдается увеличение показателя преломления на всех длинах волн и смещение коротковолновой границы поглощения в дальневолновую область. Также наблюдается уменьшение показателя преломления с ростом длины волны в пределах каждого состава.

В результате проведенной работы были получены новые кристаллы системы AgBr – AgI. Для подбора режимов выращивания кристаллов была повторно изучена фазовая диаграмма данной системы, по которой подобраны режимы и выращена серия монокристаллов. Для всех полученных кристаллов были определены спектральные диапазоны пропускания, определены коротковолновые края поглощения и построена дисперсия показателей преломления на различных длинах волн. Прделанная работа является основой для дальнейшего моделирования и изготовления инфракрасных световодов на основе системы AgBr – AgI.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FEUZ-2020-0058 (H687.42Б.223/20).

Литература

1. Жукова Л., Корсаков А., Салимгареев Д., Инфракрасные кристаллы. Теория и практика. Екатеринбург : УМЦ УПИ, 205 (2015)
2. Jurado J. et al, *Solid State Ionics*. **156**, 103-112 (2003)
3. Salimgareev D. et al, *Optical Materials*. **114**, 110903 (2021)
4. Korsakov A. et. al, *Optics and Laser Technology*. **93**, 18-23 (2017)

ИЗГОТОВЛЕНИЕ ИНФРАКРАСНЫХ СВЕТОВОДОВ ИЗ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ AgBr – AgI

Салимгареев Д.Д., Южакова А.А., Львов А.Е., Жукова Л.В. *, Корсаков А.С.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург

*E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru

Для современной инфракрасной техники актуален поиск волоконных материалов, прозрачных в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне спектра (от 0,2 до 50,0 мкм). В настоящее время перспективными оптическими материалами для изготовления волоконных световодов среднего ИК-диапазона являются халькогенидные и фторцирконатные – фторгафниевые (флюоридные) стекла, а из кристаллов – твердые растворы галогенидов серебра и одновалентного таллия.

В научной лаборатории Волоконных технологий и фотоники УрФУ разрабатываются различные кристаллические системы для изготовления инфракрасных световодов на основе галогенидов серебра и одновалентного таллия, такие как AgCl – AgBr, AgBr – Tl, AgBr – TlBr_{0,46}I_{0,54} и другие системы. Одной из последних разработок является кристаллическая система AgBr – AgI. Авторами работы была уточнена фазовая диаграмма данной системы [1]. Установлено, что синтез кристаллов можно проводить в концентрационном диапазоне от 0 до 40 мол. % AgI в AgBr. Опираясь на построенную фазовую диаграмму, были подобраны режимы для синтеза сырья и выращивания монокристаллов. Получение сырья проводили гидрохимическим методом термозонной кристаллизации-синтеза (ТЗКС), который сочетает в себе синтез и очистку исходных компонентов. Конечным продуктом процесса ТЗКС является однофазное гомогенное сырье высокой степени чистоты (чистота до 99,9999 %) [2]. Из полученного сырья методом Бриджмена были выращены монокристаллы с содержанием иодида серебра 6, 13, 19, мол %. Полученные кристаллы подвергались химико-механической обработке, целью которой являлась их подготовка к дальнейшему изготовлению инфракрасных световодов методом экструзии на промышленном прессе ПОИ-500 [3].

Для изготовления инфракрасных световодов были подобраны режимы экструзии, которая световодов проводилась в два этапа. На первом этапе исходные кристаллы диаметром 16 мм перетягивались в заготовки диаметром 8 мм, из которых в последующем были вытянуты световоды диаметром 0,5 мм для каждого из составов кристаллов. Для всех изготовленных световодов был определен диапазон спектрального пропускания. Для этого применялся ИК-Фурье спектрометр Shimadzu IRPresige-21 (делитель луча – CsI, детектор – DLaTGS, диапазон съемки 1,28 – 40,0 мкм, разрешения 4 см⁻¹) и специальная волоконно-оптическая приставка для подключения световодов. Полученные спектры пропускания, снятые в режиме фона, представлены на рис. 1.

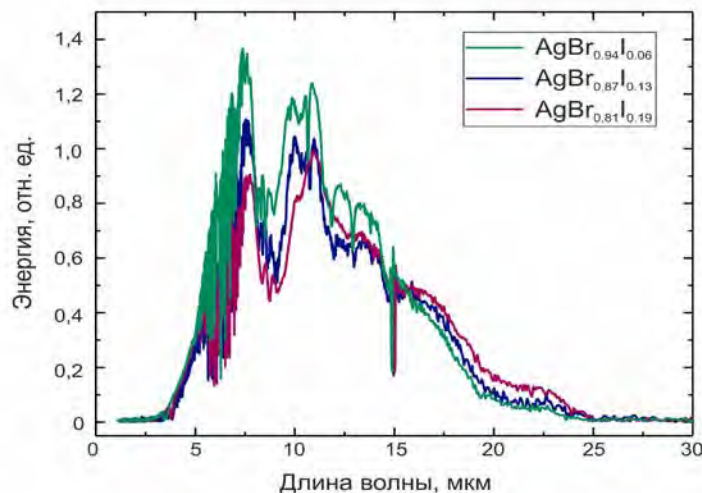


Рис. 1. Спектры пропускания световодов составов 6, 13, 19 мол. % AgI в AgBr

Для получения достоверных данных по спектральному пропусканию световодов все волокна были отторцованы на специально изготовленной машинке с применением стеклянного реза. На

рис. 2 представлена микрофотография поверхности торцов световодов, полученные на оптическом микроскопе μ Vizo-MET-221 АО «ЛОМО».

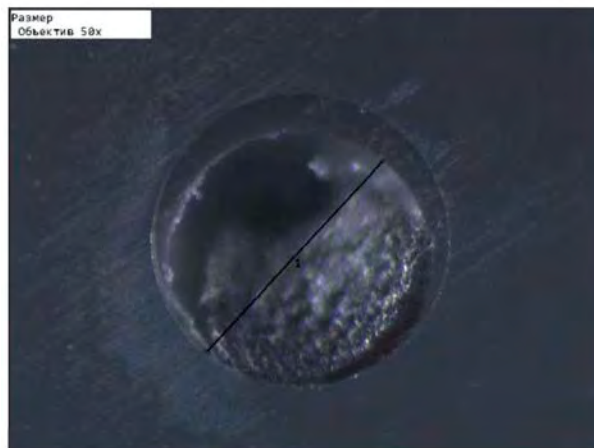


Рис. 2. Микрофотография поверхности торца световода состава 19 мол. % AgI в AgBr

Из спектров на рис. 1 видно, что с полученные нами световоды прозрачны от 3,0 до 25,0 мкм без окон поглощения. С увеличением содержания AgI в бромиде серебра происходит смещение дальневолнового края поглощения в сторону больших длин волн.

Световоды из кристаллов системы AgBr – AgI получены впервые в мире и являются прекрасными кандидатами для применения в медицине, поскольку в данном материале отсутствуют соединения одновалентного таллия. Также в медицине могут применяться известные световоды системы AgCl – AgBr, пропускающие в диапазоне от 3,0 до 18,0 мкм. Однако их применение сдерживается из-за высокой светочувствительности. Полученные новые световоды на основе системы AgBr – AgI, помимо расширенного спектрального диапазона (до 25,0 мкм), также имеют повышенную фотостойкость, что является неоспоримым преимуществом перед хлорсодержащей системой. Также следует отметить, что помимо применений в медицине, изготовленные световоды системы AgBr – AgI могут найти широкое применение в ИК спектроскопии, тепловидении, системах связи, лазерной технике и многих других областях.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FEUZ-2020-0058 (H687.42Б.223/20).

Литература

1. Salimgareev D. et al, *Optical Materials*. **114**, 110903 (2021)
2. Жукова Л., Корсаков А., Салимгареев Д., *Инфракрасные кристаллы. Теория и практика*. Екатеринбург : УМЦ УПИ, 205 (2015)
3. Жукова Л. и др., *Волоконные световоды для среднего инфракрасного диапазона*, Екатеринбург : УМЦ УПИ, 247 (2016)

ОПТИЧЕСКАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ СИСТЕМ AgHal – TlHal В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Жукова Л.В. *, Салимгареев Д.Д., Львов А.Е., Южакова А.А., Корсаков А.С., Белоусов Д.А.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург

*E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru

Терагерцовое (ТГц) излучение занимает спектральный диапазон от 0,1 до 10,0 ТГц, что соответствует длинам волн от 3000,0 до 30,0 мкм электромагнитного спектра. В данном ТГц диапазоне находятся информативные линии поглощения сложных органических молекул, в том числе являющиеся основой взрывчатых и наркотических веществ [1]. Терагерцовое излучение не вызывает повреждений, проникая в органическую среду и другие материалы, по сравнению с ионизирующим излучением, таким как рентгеновское излучение [2]. В ТГц области спектра многие материалы и живые ткани полупрозрачны, и их можно визуализировать, идентифицировать и анализировать. Это открывает путь для этих неионизирующих излучений к поиску новых применений в области медицины, где они могут заменить традиционные источники рентгеновского излучения в радиологии, эффективном обнаружении эпителиального рака, улучшенной визуализации в стоматологии [3], оценке степени ожога кожи [4], контроля заживления и рубцевания ран [5], обнаружение субдермальной карциномы [5].

В настоящее время в качестве ТГц оптики традиционно используют высокоомный кремний (High Resistivity Float Zone Silicon (HRFZ-Si)), поскольку он является наиболее изученным веществом для работы в этом диапазоне, а также кристаллический кварц и сапфира [6]. Кристаллы кремния обладают оптической прозрачностью 50-54% в ТГц диапазоне от 50,0 до 1000,0 мкм и более. Кристаллы кварца прозрачны до 70 % в диапазоне от 120,0 до 1000,0 мкм, а сапфир прозрачен до 50 % в диапазоне от 350,0 до 1000,0 мкм. Кварц и сапфир прозрачны и в видимой области, по сравнению с кристаллами кремния. Для удобства работы и передачи ТГц излучения, а также во избежание энергетических потерь из-за поглощения ТГц излучения атмосферой [7] или при необходимости работы в труднодоступных местах может возникнуть необходимость использования оптического волокна и/или оптических окон и различного рода оптических элементов (линзы, призмы, делители излучения) изготовленных из материалов, имеющих малое поглощение в диапазоне длин волн 0,2-3 ТГц. При этом желательно чтобы материал для производства ТГц оптики был относительно дешёвым и не требовал трудозатратных операций по изготовлению ТГц оптических элементов.

В настоящий момент изучаются материалы систем AgBr – TlI, AgBr – TlBr_{0,46}I_{0,54}, AgBr – AgI. Установленные в данных системах гомогенные области существования твердых растворов при низких температурах (298°K), позволяют выращивают кристаллы, которые пропускают без окон поглощения от видимого до дальнего ИК диапазона [8-13]. В зависимости от состава они обладают оптической прозрачностью до 67 % в видимой области и до 78 % в среднем и дальнем ИК диапазонах.

Галогенидосеребряные кристаллы на основе твердые растворов имеют температуру плавления ~ 400 °С и позволяют производить оптические элементы методом горячего прессования. Данный метод изготовления оптических деталей является быстрым, дешевым и практически безотходным. Экструзия с использованием пресс-форм нужной формы позволяет производить ТГц-оптические детали без последующей доводки детали до рабочего состояния (не требует дополнительной полировки и шлифовки рабочих поверхностей). Следует отметить, что высокочастотная терагерцовая область спектра соответствует дальнему ИК диапазону от 10,0 до 5,0 ТГц (от 30,0 до 60,0 мкм), в котором пропускают эти кристаллы. Поэтому представляло интерес исследовать величину оптической прозрачности и диапазон пропускания кристаллов в более широкой ТГц области.

Исследования оптической прозрачности и поглощения кристаллов в ТГц диапазоне проводили с помощью спектрометра СТД-21. В качестве источника ТГц излучения, в зависимости от частоты, использовали лампы обратной волны (ЛОВ). В представленной схеме для измерений в качестве источника ТГц излучения использовалась Лампа обратной волны (ЛОВ). В ходе эксперимента использовалось несколько ЛОВ, перекрывающих диапазон частот от 0,1 до 1,05 ТГц, соответствующий длинам волн от 289 до 5207 мкм. Измерения проводили на воздухе при температуре 298 К. В качестве детектора применялась ячейка Голея фирмы Tindex.

На рис. 1 показаны спектры пропускания во всем измеренном диапазоне. Спектральные колебания в области низких частот ТГц ангармоничны. Аналогичный спектр получается в результате многолучевой интерференции монохроматического излучения внутри прозрачного плоскопараллельного образца. В диапазоне 1,2-5,9 ТГц образцы не пропускают излучение. После этого наблюдается резкое увеличение пропускания, и далее в диапазоне от 6 до 600 ТГц все образцы пропускают от 78 до 60%. Падение пропускания в этом диапазоне связано с постепенным увеличением рассеяния на зернах поликристаллического образца и может колебаться. Размеры зерен и их распределение зависят как от состава образца, так и от условий подготовки. Для всех образцов поглощение определяется связью Ag-Br. Фононные параметры – частота 77.5 см^{-1} , диэлектрический вклад 6,2, затухание 18 см^{-1} .

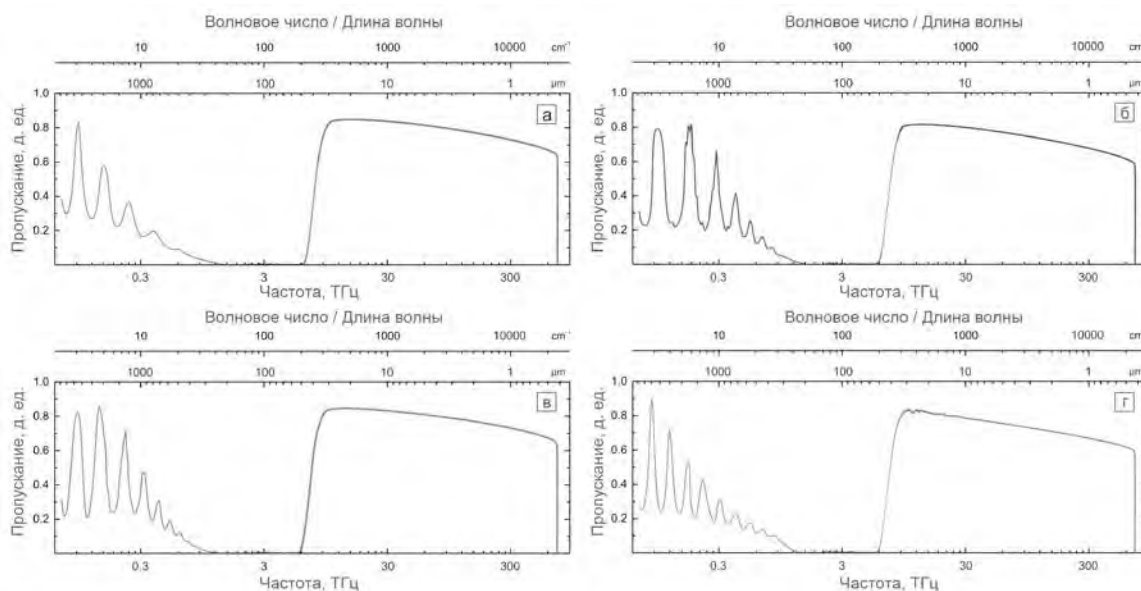


Рис. 1. Спектры пропускания кристаллов состава (а) $\text{AgBr}_{0.75}\text{Cl}_{0.25}$, (б) $\text{AgBr}_{0.99}\text{I}_{0.01}$, (в) $\text{Ag}_{0.95}\text{Tl}_{0.05}\text{Br}_{0.95}\text{I}_{0.05}$, (г) $\text{Ag}_{0.93}\text{Tl}_{0.07}\text{Br}_{0.96}\text{I}_{0.04}$

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-73-10108, <https://rscf.ru/project/21-73-10108/>.

Литература

1. Л.А. Скворцов Дистанционное (standoff) обнаружение скрытых взрывчатых веществ, холодного и огнестрельного оружия с помощью методов импульсной терагерцовой спектроскопии и активного формирования спектральных изображений // ЖУРНАЛ ПРИКЛАДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ, Т. 81, № 5, С.653-678 (2014)
2. Henning Hintzsche & Helga Stopper, *Effects of Terahertz Radiation on Biological Systems*
3. Crawley D. et al. THz pulse imaging: A pilot study of potential applications in dentistry // *Caries Res.* 2003. Vol. 37. N 5
4. Mittleman D. *THz imaging, in sensing with THz radiation.* Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2003. P. 117–153
5. Woodward R. et al. THz pulse imaging in reflection geometry of skin tissue using time do-main analysis technique // *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Eng.* 2002. Vol. 4625. P. 160-169
6. Zhang Xi-Cheng, Xu Jingzhou, *Introduction to THz Wave Photonics*
7. K. Linden, W. Neal. *IEEE Computer Society, Proc. 34th Appl. Imagery Recognition Workshop, Washington, D.C., 7-14 (2005)*
8. Zhukova L.V., Primerov N.V., Korsakov A.S., Chazov A.I. $\text{AgCl}_x\text{Br}_{1-x}$ и $\text{AgCl}_x\text{Br}_y\text{I}_{1-x-y}$ кристаллы для ИК-инженерии и оптических волокон, *Inorganic Materials* **44** (12), 1372-1377 (2008)
9. Korsakov A., Chazov A., Zhukova L., Terlyga N., Vrublevsky D., Korsakov V., Zhukov V. AgBr-TlI , AgBr-KRS-5 фотонные кристаллы и волокна на их основе для средней и дальней ИК-области // *Nonlinear Photonics* (2012)
10. A. Korsakov, L. Zhukova, E. Korsakova, E. Zharikov «Structure modeling and growing $\text{AgCl}_x\text{Br}_{1-x}$, $\text{Ag}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Br}_{1-x}\text{I}_x$, and $\text{Ag}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Cl}_y\text{I}_z\text{Br}_{1-y-z}$ кристаллы для ИК-оптики», *J. Cryst. Growth*, **386**, 94-99 (2014)
11. Korsakov A., Zhukova L., Salimgareev D., Zhukov V. Crystals based on solid solution of $\text{Ag}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Br}_{1-x}\text{I}_x$ for the manufacturing of IR fibers // *Chinese Optics Letters* **13** (9), 090602 (2015)
12. Korsakov V.S., Lvov A.E., Korsakov M.S., Korsakov A.S., Salimgareev D.D., Zhukova L.V. AgBr-TlI кристаллы для средней и дальней ИК-оптики (2-60 μm) // *Proceedings - International Conference Laser Optics 2018*, **385** (2018)
13. D.D. Salimgareev et al., «Crystals of $\text{AgBr} - \text{TlBr}$ 0.4610.54 system: Synthesis, structure, properties, and application», *Mater. Today Commun.*, 100551 (2019)

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЛЕКТИВНЫХ СВОЙСТВ В ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ НА ОСНОВЕ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА И ТАЛЛИЯ

Южакова А.А., Салимгареев Д.Д., Львов А.Е., Корсаков А.С., Жукова Л.В.*

Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург

*E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru

Фотонно-кристаллические световоды (ФКС), называемые также микроструктурированными, являются одним из направлений развития волоконной оптики и представляют собой пассивные элементы для управления проходящим излучением: от частотной фильтрации излучения и увеличения диаметра поля моды до генерации суперконтинуума и достижения теоретического предела пропускания оптического материала. Для среднего инфракрасного (ИК) диапазона существуют ФКС на основе кварцевых и халькогенидных стекол, а также на основе галогенидов серебра и таллия. Вставки в ФКС на основе кварцевых стекол заполнены воздухом, в связи с чем позволяют достичь рекордно малых значений оптических потерь, однако являются хрупкими. Их диапазон пропускания достигает 6 мкм. В ФКС на основе халькогенидных стекол известны полностью твердотельные световоды (без заполненных воздухом вставок), которые в случае генерации суперконтинуума передают ИК излучение в диапазоне от 1,5 до 14 мкм, а в случае световодов с увеличенным диаметром поля моды – от 3,5 до 7,5 мкм. ФКС на основе галогенидов серебра и одновалентного таллия также являются полностью твердотельными. На данный момент известны световоды, работающие в диапазоне длин волн 2 - 20 мкм с диаметром поля моды до 130 мкм [1, 2] изготовленные на основе кристаллов системы AgCl-AgBr и волокна, передающие ИК излучение от 2 до 25 мкм с диаметром поля моды до 100 мкм на основе комбинации кристаллов двух систем AgCl-AgBr и AgBr-Tl [3]. Последний тип волокон отличается низкими оптическими потерями – 1,5 дБ/м, что в 5 раз ниже в сравнении с аналогами [1, 2] на основе галогенидов серебра, а также охватывает наиболее широкий диапазон ИК излучения.

Световоды на основе систем AgCl-AgBr, AgBr-Tl были разработаны в Уральском федеральном университете (УрФУ) в Научной лаборатории волоконных технологий и фотоники. Кристаллы приведенных выше и новых систем AgBr-TlBr_{0.46}I_{0.54} и AgBr – AgI были также впервые получены и исследованы в УрФУ. Световоды на основе известных и новых кристаллических систем изготавливаются по методу экструзии и образуют новый класс элементов фотоники. Фотонно-кристаллические световоды на основе галогенидов серебра и таллия перспективны для многих применений в науке и технике, таким образом их разработка является актуальной задачей оптики и фотоники.

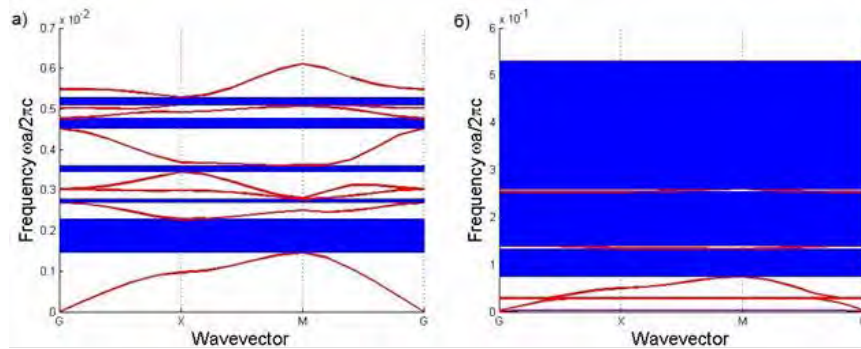
Данная работа посвящена исследованию селективных свойств ФКС на основе кристаллов твердых растворов систем AgCl-AgBr, AgBr-TlBr_{0.46}I_{0.54}, AgBr – AgI с гексагональной и квадратной конфигурацией вставок посредством численного моделирования. Симуляция осуществляется с помощью методов плоской волны (PWE) и конечных элементов (FEM) с целью верификации полученных результатов. Также одной из актуальных задач фотоники является получение одномодового режима работы волокон с увеличенным диаметром поля фундаментальной моды, что согласно исследованиям авторов [4], достигается при отношении диаметра вставки (d) к шагу структуры (Λ) $d/\Lambda < 0.4$. Таким образом в исследовании была решена комплексная задача – исследование селективных свойств в световодах, работающих в одномодовом режиме с увеличенным диаметром поля моды.

Для исследования были приняты волокна на основе трех систем: AgCl-AgBr, AgBr-TlBr_{0.46}I_{0.54} с содержанием до 27 мол. % TlBr_{0.46}I_{0.54} в AgBr и AgBr-AgI с содержанием до 36 мол.% AgI в AgBr. Геометрические параметры световодов: диаметры всех вставок 20 мкм, шаг структуры 200 мкм, что соответствует $d/\Lambda = 0,1$. Все ФКС разрабатываются в рамках одной системы кристаллов. На первом этапе с помощью PWE метода были получены зонные структуры для ФКС на основе каждой системы с гексагональной и квадратной конфигурацией вставок. Результаты симуляции для системы AgBr-AgI показаны на рисунке 1.

Как можно видеть по рис.1, для гексагональной конфигурации вставок зонная структура является достаточно широкой, что обеспечивает эффективную работу ФКС в узком диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 0,2-1,0$ мкм. В ФКС с квадратной конфигурацией зонная структура узкая с шириной

$\Delta\lambda = 0,1$ мкм, что позволяет определить данный световод как узкополосный частотный фильтр. На основании моделирования зонной структуры были выбраны длины волн, находящиеся внутри и вне запрещенной зоны для верификации при моделировании по методу конечных элементов. Для гексагональной конфигурации вставок внутри запрещенной зоны находятся длины волн 4,3 и 10,0 мкм, вне – 5,0 и 20,0 мкм, для квадратной конфигурации – 5,0 и 20,0, 7,6 и 14,3 мкм соответственно.

Моделирование по методу FEM осуществлялось с помощью Comsol Multiphysics [5] для ФКС с принятыми ранее геометрическими параметрами и длинами волн. Для определения показателя преломления для соответствующих длин волн принимались уравнения Зельмейера, полученные ранее при исследовании оптических свойств кристаллов систем AgCl-AgBr, AgBr-TlBr_{0,46}I_{0,54}, AgBr – AgI. По результатам моделирования был получен модовый состав исследуемых ФКС и коэффициенты



а) б)

Рис. 1. Результаты моделирования зонной структуры в ФКС: а) с гексагональной конфигурацией вставок, б) с квадратной конфигурацией вставок

затухания мод по длине световода. На рисунке 2 показаны фундаментальные моды для ФКС обеих конфигураций на основе системы кристаллов AgBr-AgI, смоделированные на длинах волн внутри и вне запрещенной зоны.

Для всех мод ФКС на длинах волн внутри запрещенной зоны значение коэффициента затухания было отрицательным, и, наоборот, вне зоны – положительным. Это подтверждает, что при

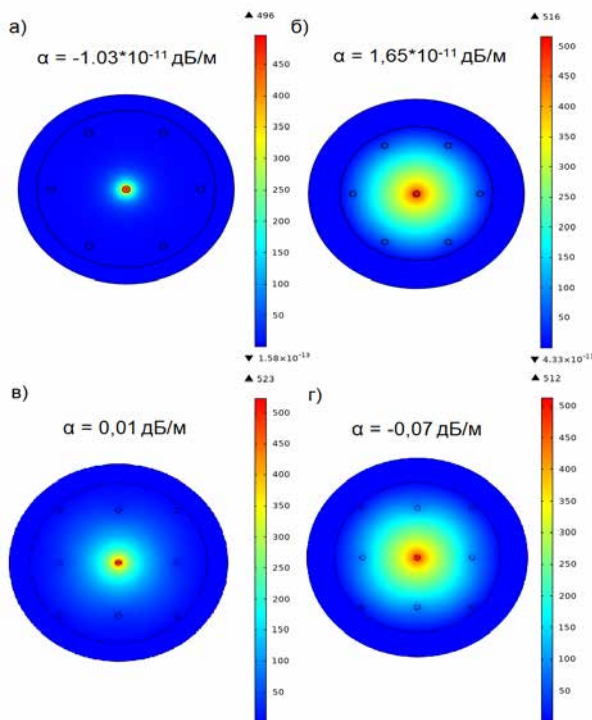


Рис. 2. Фундаментальная мода и коэффициент ее затухания α для ФКС на длине волны: а, б) внутри запрещенной зоны, в, г) вне запрещенной зоны

прохождении через ФКС излучения с длиной волны, соответствующей частоте внутри запрещенной зоны, оно полностью затухает внутри световода. Моды излучения с разрешенной длиной волны, наоборот, усилятся. Это подтверждает высокие селективные свойства исследуемых ФКС.

Таким образом, рассмотренные в данной работе структуры ФКС на основе галогенидов серебра и одновалентного таллия показали высокие селективные свойства и возможность работы в одномодовом режиме с увеличенным диаметром поля моды (рис.2).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90021.

Литература

1. Millo A. et al, *IEEE Photonics Technology Letters* **20**, 869-871 (2008)
2. Butvina L.N. et al, *Quant. Electr.* **39**, 283-286 (2009)
3. A.Lvov, D.Salimgareev, M.Korsakov, A.Korsakov and L.Zhukova, *Opt. Mat.* **73**, 337-342 (2017)
4. N.A.Mortensen, *Opt. express* **10**, 341-348 (2002)
5. COMSOL Multiphysics® v. 5.6. www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden

ВЫСОКОЧИСТЫЕ ХАЛЬКОГЕНИДНЫЕ СТЕКЛА, ЛЕГИРОВАННЫЕ РЗМ, ДЛЯ ОБЪЕМНЫХ И ВОЛОКОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

**Суханов М.В.^{1*}, Вельмузов А.П.¹, Чурбанов М.Ф.¹, Галаган Б.И.², Денкер Б.И.²,
Колташев В.В.³, Плотниченко В.Г.³, Сверчков С.Е.²**

¹*Институт химии высокочистых веществ РАН, г. Н. Новгород*

²*Институт общей физики РАН, г. Москва*

³*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва*

*E-mail: sukhanov@ihps-nnov.ru

Средний ИК диапазон включает атмосферные окна прозрачности 3–5 и 8–12 мкм, сильные колебательные полосы поглощения многих практически важных соединений и представляет интерес для мониторинга производственных процессов и окружающей среды, медицинской диагностики, применений в сфере безопасности. Актуальной задачей представляется разработка источников излучения среднего ИК диапазона, включая лазерные, в объемном и волоконном исполнении. Перспективными материалами для этих целей являются халькогенидные стекла, легированные РЗМ. Их достоинства – низкая энергия фононов 230–425 см⁻¹, малая скорость многофононной релаксации в среднем ИК диапазоне, способность растворять разные химические формы РЗМ, химическая стойкость в атмосферных условиях, большой ассортимент составов [1].

Оптические свойства халькогенидных стекол, легированных РЗМ, являются примесно чувствительными. Примеси водорода в форме ОН-, SH-, SeH-, GeH-групп, кислорода, химически связанного с компонентами шихты, и примеси d-переходных металлов имеют полосы селективного поглощения в области 1–8 мкм, являются центрами безизлучательной релаксации возбужденного состояния РЗМ [1]. Гетерогенные включения оксидов РЗМ и кремния, углеродистых частиц, продуктов частичной кристаллизации стекла приводят к рассеянию излучения накачки, локальному нагреванию, дополнительным оптическим потерям в волокне. Минимальное достигнутое содержание примеси водорода в форме SeH-групп в халькогенидных стеклах, легированных РЗМ, составляет 10 ат. ppm, что на один-полтора порядка выше, чем в нелегированных стеклах [2]. Содержание остальных примесей часто в литературе не приводится, либо не контролируется. До недавнего времени отсутствовали сведения о достижении лазерной генерации в среднем ИК диапазоне в халькогенидных стеклах, легированных РЗМ. Это может быть связано с высоким содержанием лимитирующих примесей в них.

Согласно литературным данным, химические формы РЗМ (халькогениды, галогениды, простые вещества), используемые для легирования халькогенидных стекол, являются существенным источником газообразующих примесей, неметаллов, d-переходных металлов и др. Глубокая очистка этих химических форм РЗМ методами дистилляции и сублимации затруднительна из-за их низкой летучести и высокой реакционной способности к материалам контейнера. Целью исследования является разработка методов получения высокочистых халькогенидных стекол, легированных РЗМ, с содержанием лимитирующих примесей водорода, кислорода, d-переходных металлов, гетерогенных включений на 1–2 порядка ниже достигнутого к настоящему времени.

Предлагаемый подход к получению высокочистых халькогенидных стекол, легированных РЗМ, основан на применении летучих и химически активных форм компонентов шихты вместо используемых традиционно простых веществ. Методы, разработанные на основе этого подхода, направлены на снижение содержания примесей в базовом нелегированном стекле и в различных формах РЗМ, используемых для легирования. Первая группа методов включает: синтез, очистку и вакуумную загрузку в реактор халькогенидов германия и сурьмы; химическое связывание примеси кислорода геттерами, добавляемыми на промежуточных этапах синтеза; загрузку галлия в шихту методом селективных химических транспортных реакций. Ко второй группе методов относятся: очистка халькогенидов РЗМ от газообразующих примесей прокаливанием в парах халькогенов; вакуумное сплавление галлия и РЗМ в форме простых веществ для удаления примеси водорода; загрузка РЗМ в форме йодидов методом селективного химического транспорта с использованием

высокоочищенного йодида галлия(III) в качестве транспортирующего агента. Применение указанных методов позволило получить образцы высокоочищенных халькогенидных стекол систем.

Ge – Ga – Se, Ge – Ga – S, Ge – Ga – Sb – Se, Ge – Ga – As – Se, легированных Ce, Pr, Nd, Sm, Tb, Dy, Tm. С помощью АЭС-ИСП, МС-ИСП, ОМ, ЛУМ показано, что содержание примесей металлов в йодидах РЗМ, полученных с применением наиболее эффективного транспортного способа загрузки, снижается в 2–100 раз по сравнению с исходным РЗМ, содержание гетерогенных включений микронного размера в полученных стеклах на 3 порядка ниже, чем в образцах, полученных традиционным способом (Рис. 2). Содержание примеси водорода в форме SeH- и GeH-групп, оцененное по полосам поглощения этих примесей в ИК спектрах, в наиболее чистых образцах стекол не превышало 0.6 ат. ppm. Это на порядок ниже, чем было достигнуто для легированных стекол ранее.

Достигнутый уровень чистоты позволил впервые получить генерацию лазерного излучения в диапазоне 5–6 мкм в объемных и волоконных образцах халькогенидных стекол $\text{Ge}_{36}\text{Ga}_5\text{Se}_{59}$, $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{Ga}_5\text{Se}_{65}$, легированных $(2-10) \cdot 10^{19}$ ат. $\cdot \text{см}^{-3}$ Pr, Tb, Ce [4–7].

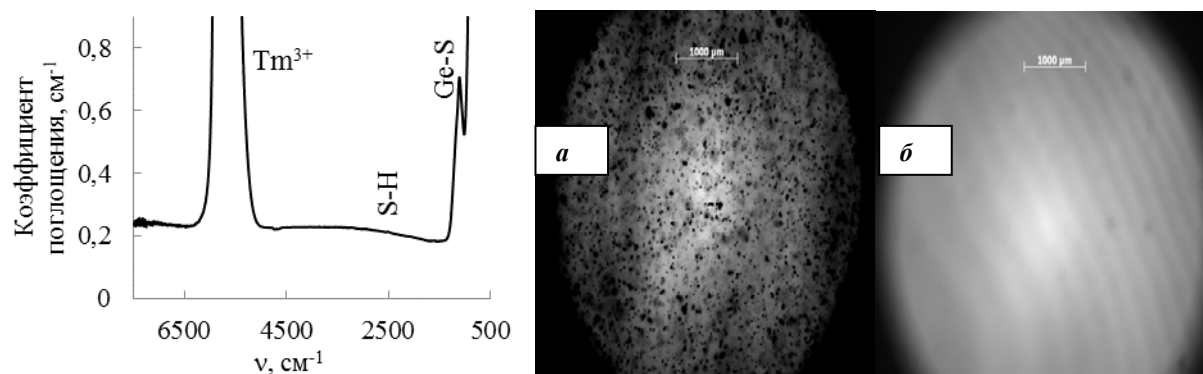


Рис. 1. Спектр поглощения стекла $\text{Ge}_{36}\text{Ga}_5\text{S}_{59}$, легированного 10^{20} ат. $\text{Tm}/\text{см}^3$

Рис. 2. Микрофотография стекол $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{Ga}_5\text{Se}_{65}$, легированных 10^{20} ат. $\text{Dy}/\text{см}^3 + 3 \cdot 10^{19}$ ат. $\text{Ce}/\text{см}^3$, полученных с применением транспортной загрузки Dy и Ce (б) и без нее (а)

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (0095-2019-0007) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-29-20079).

Литература

1. Seddon A.B. et al, *Opt. Express*. **18**, 26704-26719 (2010)
2. Tang Zh. et al, *Opt. Mater. Express*. **8**, 3910-3926 (2018)
3. Velmuzhov A.P. et al, *Non-Cryst. Solids*. **525**, 119669 (2019)
4. Churbanov M.F. et al, *Applied Phys. B*. **126**, 117 (2020)
5. Churbanov M.F. et al, *Non-Cryst. Solids*. **559**, 120592 (2021)
6. Shiryayev V.S. et al, *Non-Cryst. Solids*. **567**, 120939 (2021)
7. Fjodorow P. et al, *Optics Express*. Направлено в печать

ГЕНЕРАЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКОЛ, АКТИВИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ, В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ

Колташев В.В.^{1*}, Плотниченко В.Г.¹, Галаган Б.И.², Денкер Б.И.², Сверчков С.Е.², Вельмузов А.П.³, Суханов М.В.³, Фролов М.П.⁴

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

³Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН, г. Нижний Новгород

⁴Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва

*E-mail: kvv@fo.gpi.ru

Важнейшим направлением современного оптического материаловедения является разработка и развитие новых материалов, прозрачных в среднем ИК-диапазоне. Лазеры и другие устройства на основе таких материалов находят широкое применение в спектроскопии, военной технике, системах безопасности и противодействия терроризму, науке и промышленности, медицине. Наряду с различными объемными разрабатываются и волоконные ИК лазеры, которые имеют целый ряд существенных преимуществ.

Одними из наиболее перспективных материалов для волоконных источников излучения в области длин волн выше 4 мкм являются халькогенидные стекла системы Ge-Ga-Sb-As-Se. Они характеризуются высоким пропусканием в средней ИК-области, низким значением энергии фононов, химической стойкостью, механической прочностью, устойчивостью к кристаллизации, способностью растворять редкоземельные элементы.

Основным препятствием на пути получения лазерной генерации в халькогенидных стеклах и световодах на их основе является технологическая проблема получения высокочистых образцов. С решением этой задачи успешно справляется Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН (Нижний Новгород), в котором были разработаны новые технологии очистки [1] и проведен синтез высокочистых халькогенидных стекол следующих составов:

- (1) $\text{Ge}_{36}\text{Ga}_5\text{Se}_{59} + 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ Tb}^{3+}$, (2) $\text{Ge}_{36}\text{Ga}_5\text{Se}_{59} + 1 \times 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ Pr}^{3+}$,
 (3) $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{10}\text{Ga}_5\text{Se}_{65} + 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ Ce}^{3+}$, (4) $\text{Ga}_{3,2}\text{Ge}_{24,9}\text{As}_{15,3}\text{Se}_{56,6} + 1050 \text{ ppmw Tb}^{3+}$,
 (5) $\text{Ge}_{20}\text{Ga}_4\text{Sb}_{10}\text{Se}_{66} + 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ Tb}^{3+}$.

Стекла (4) и (5) в дальнейшем были использованы в качестве сердцевины при вытяжке световодов.

Удалось на порядок снизить концентрацию примесного водорода в данных стеклах, что обеспечило низкий уровень потерь в образцах в максимумах полос поглощения Se-H и Ge-H групп – $6 \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ (на 4.5 мкм), $6 \times 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (на 4.9 мкм), соответственно. Это позволило задействовать диапазон 4-6 мкм.

Были измерены спектры поглощения, рис. 1, люминесценции, рис. 2, халькогенидных стекол, времена жизни уровней редкоземельных элементов: Tb^{3+} (а), Pr^{3+} (б), Ce^{3+} (в). Анализ полученных данных привел к выбору оптимальной накачки для каждого элемента, рис. 1.

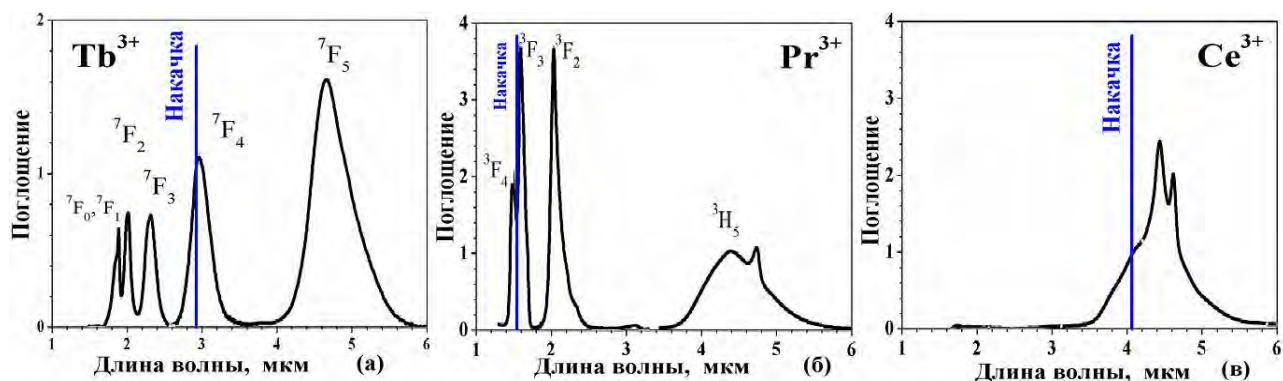


Рис. 1. Спектры поглощения халькогенидных стекол, активированных редкоземельными элементами: Tb^{3+} (а), Pr^{3+} (б), Ce^{3+} (в)

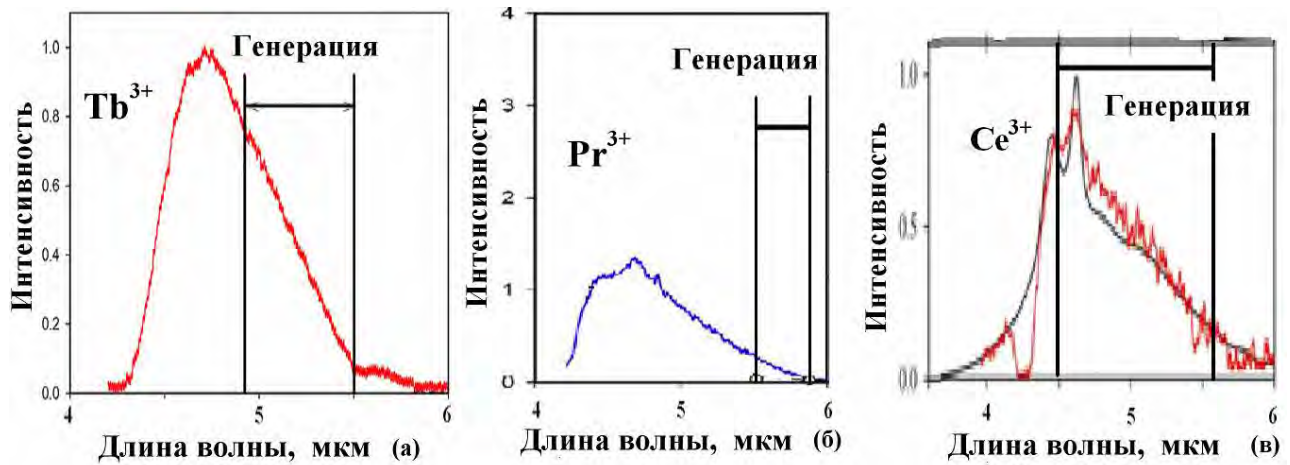


Рис. 2. Спектры люминесценции халькогенидных стекол, активированных редкоземельными элементами: Tb^{3+} (а), Pr^{3+} (б), Ce^{3+} (в)

Диапазоны зарегистрированной лазерной генерации лежат в области от 4.5 до 6 мкм, рис. 2.

Впервые получена свободная генерация в диапазоне 4.9-5.5 мкм на переходе ${}^7F_5 \rightarrow {}^7F_6$ иона Tb^{3+} при импульсной накачке Er:YAG лазером на 2.93 мкм, рис. 3а [2].

Впервые получена свободная генерация в диапазоне 5.5-5.9 мкм на переходе ${}^3H_5 \rightarrow {}^3H_4$ иона Pr^{3+} при импульсной накачке Er:YAG лазером на 1.54 мкм, рис. 3б [3].

Впервые получена лазерная генерация в диапазоне 4.4-5.6 мкм на переходе ${}^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ иона Ce^{3+} при импульсной накачке Fe:ZnSe лазером на 4.08 мкм, рис. 3в.

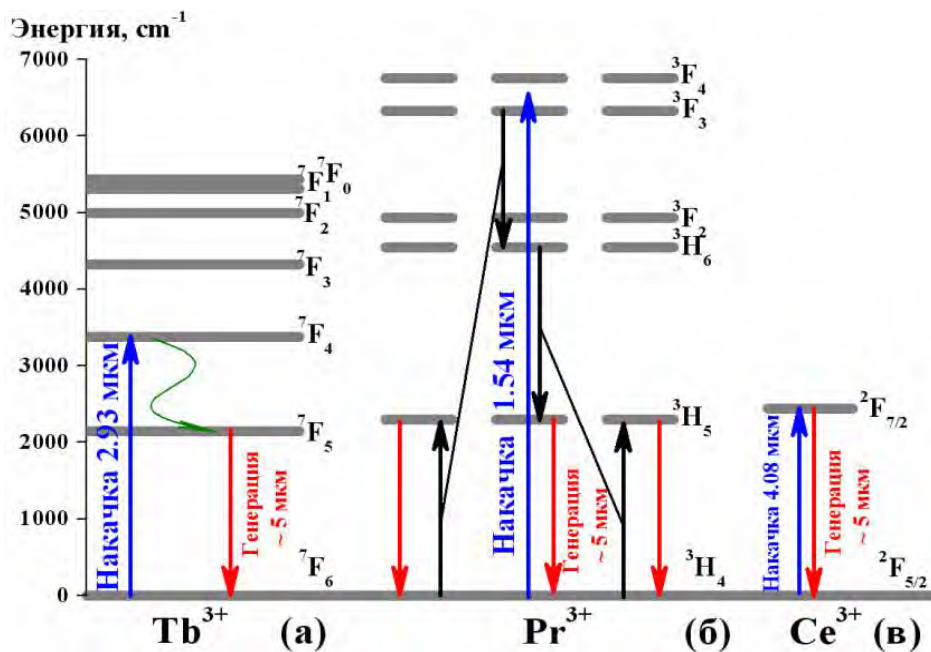


Рис. 3. Схемы уровней и лазерной генерации Tb^{3+} (а), Pr^{3+} (б), Ce^{3+} (в)

Изготовлен халькогенидный световод с сердцевиной состава $Ga_{3.2}Ge_{24.9}As_{15.3}Se_{56.6} + 1050$ ppmw Tb^{3+} диаметром 18 мкм с высокой апертурой ($NA = 1$), внешний диаметр световода – 400 мкм, потери в световоде на уровне 3 дБ/м на длине волны 7,1 мкм. Впервые получена лазерная генерация на халькогенидных световодах, активированных редкоземельным ионом Tb^{3+} , в среднем ИК-диапазоне на длине волны 5.38 мкм при квазинепрерывной накачке на 1.98 мкм [4].

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 18-29-20079 мк).

Литература

1. Velmuzhov A.P. et al, *J. Non-cryst. Solids* **525**, 119669 (2019)
2. Churbanov M.F. et al, *Appl. Phys. B* **126**:117 (2020)
3. Churbanov M.F. et al, *J. Non-cryst. Solids* **559**, 120592 (2021)
4. Shiryayev V.S. et al, *J. Non-cryst. Solids* **567**, 120939 (2021)

УСИЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛОКОННОГО СУПЕРКОНТИНУУМА В ЭРБИЕВОМ ZBLAN СВЕТОВОДЕ

Муравьев С.В.^{1*}, Коптев М.Ю.¹, Ширяев В.С.², Ким А.В.¹

¹Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

²Институт химии высокочистых веществ РАН, г. Нижний Новгород

*E-mail: sergey-muravyev@yandex.ru

Волоконные лазеры, излучающие в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн в области спектра около 3 мкм в последние несколько лет привлекли значительное внимание вследствие их возможных применений в спектроскопии [1], абляции биологических тканей [2] и оптическом противодействии [3]. За последнее десятилетие было показано, что лазеры и усилители на фторцирконатных световодах, легированных эрбием (Er:ZBLAN), являются перспективными источниками излучения в диапазоне длин волн 2,7-2,8 мкм. Тем не менее, усилительные свойства таких волокон все еще недостаточно хорошо изучены. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию усилительных свойств Er:ZBLAN волокна.

В представленной работе мы использовали активный эрбиевый световод Er:ZBLAN для усиления излучения волоконного суперконтинуума в диапазоне длин волн 2,7-2,8 мкм. В волоконном усилителе использовалось активное эрбиевое волокно фирмы Le Verre Fluoré, Франция. Сердцевина волокна имела диаметр 16,5 мкм, числовую апертуру (NA) = 0,12 и концентрацию ионов эрбия 1 мол. %. Потери при распространении были измерены как менее 40 дБ/км на длине волны 2,8 мкм. Оболочка имела диаметр 260 мкм и была покрыта фторакрилатным полимером с низким индексом, чтобы обеспечить числовую апертуру первой оболочки NA >0,46 на длине волны накачки 975 нм. Поглощение излучения накачки из оболочки составляло приблизительно 0,3–0,35 дБ/м. Использовалось активное волокно длиной 3 м.

Схема экспериментальной установки для исследования спектров излучения суперконтинуума показана на рис. 1.

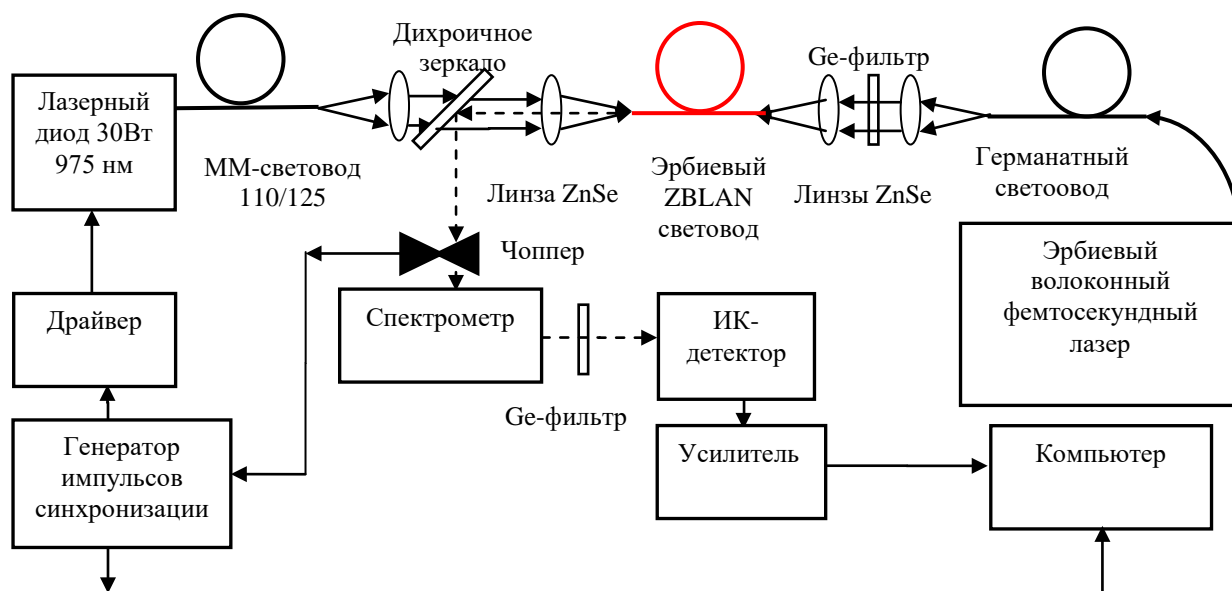


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения спектра мощности излучения суперконтинуума, усиленного в эрбиевом ZBLAN световоде

Излучение многомодового лазерного диода (длина волны 975 нм) с волоконным выводом излучения (PLD-30, IPG Photonics) использовалось для накачки Er:ZBLAN световода в первую оболочку. Выходная мощность излучения диода изменялась в диапазоне от 0 до 30 Вт. Выходной световод лазерного диода имел диаметры сердцевины и оболочки 105 мкм и 125 мкм соответственно, и числовую апертуру световодящей сердцевины волокна NA = 0,18.

Источник ИК-суперконтинуума был выполнен на основе эрбиевого фемтосекундного волоконного лазера, эрбиевого волоконного усилителя и нелинейного германатного световода. Спектр излучения суперконтинуума на выходе из нелинейного германатного световода в ИК-области спектра простирался до 3 мкм. Для фильтрации ИК-излучения использовалась пластинка из кристаллического германия толщиной 4 мм. После германатного фильтра излучение ИК-суперконтинуума в диапазоне от 2 до 3 мкм коллимировалось и фокусировалось двумя сферическими цинк-селеновыми (ZnSe) линзами ($F=25$ мм) в сердцевину Er:ZBLAN световода. Излучение волоконного ИК-суперконтинуума представляло последовательность фемтосекундных импульсов (рамановских солитонов) длительностью порядка 200 фс со средней мощностью 33 мВт при частоте следования импульсов 47 МГц. Полоса спектра излучения ИК-суперконтинуума перекрывающаяся с полосой люминесценции возбужденных ионов эрбия в Er:ZBLAN волокне усиливалась области 2,7 - 2,8 мкм. Максимальное усиление излучения суперконтинуума в нашем эксперименте наблюдалось на длине волны 2,72 мкм при мощности диодной накачки накачки 2,5 Вт. На рис.2 показаны спектры усиленного суперконтинуума на выходе активного световода.

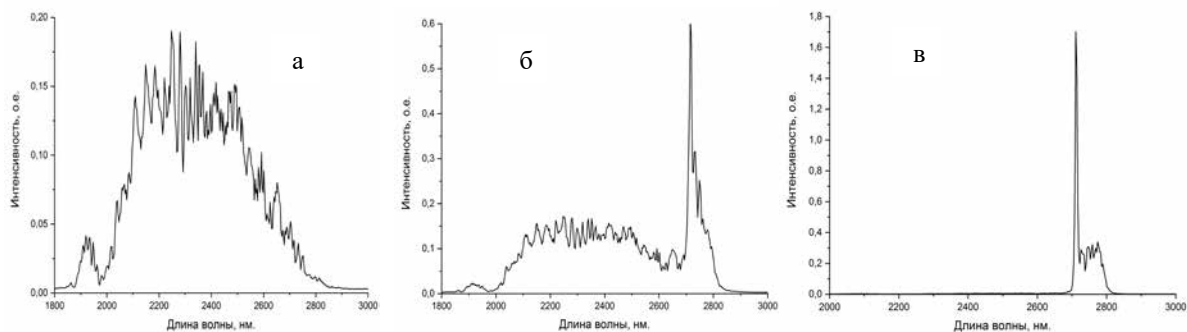


Рис. 2. Спектры излучения суперконтинуума, усиленного в Er:ZBLAN волокне: а – без накачки; б-мощность накачки 0,5 Вт; в- мощность накачки 2,5 Вт

Из рис.2 видно, что спектр мощности усиленного суперконтинуума на выходе Er:ZBLAN световода существенно зависит от мощности диодной накачки. Сначала наблюдается обужение спектра и усиление сигнала в диапазоне 2,7 мкм (Рис. 2б). При мощности накачки 2,5 Вт спектр усиленного сигнала представляет острый пик на длине волны 2,72 мкм с небольшим пьедесталом в диапазоне 2,7-2,8 мкм (Рис. 2в). Таким образом, изменяя мощность накачки волоконного усилителя можно управлять спектральной яркостью континуума в диапазоне от 2 до 2,8 мкм. Дальнейшее увеличение мощности накачки эрбиевого усилителя приводило к его самовозбуждению и началу лазерной генерации в Er:ZBLAN волокне, несмотря на косые сколы волокна, которые были сделаны для предотвращения обратных отражений.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (госзадание ИПФ РАН, проект № 0035-2021-0012).

Литература

1. F.K. Tittel, D. Richter and A. Fried, in *Solid-state mid-infrared laser sources*, Springer, (2003)
2. M.C. Pierce, S.D. Jackson, M.R. Dickinson, T.A. King and P. Sloan, *Lasers Surg. Med.* **26**, 491 (2000)
3. H.H.P.T. Bekman, J.C. van den Heuvel, F.J.M. van Putten and R. Schlijpen, *Proc. SPIE* **27**, 5615 (2004)

ГЕНЕРАЦИЯ РАМАНОВСКИХ СОЛИТОНОВ ВО ФЛЮОРИДНЫХ СВЕТОВОДАХ ПРИ НАКАЧКЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,9 МКМ

**Батов Д.Т.^{1*}, Воропаев В.С.¹, Салалыкин С.В.¹, Власов Д.С.¹, Воронец А.И.¹,
Лазарев В.А.¹, Тарабрин М.К.^{1,2}, Карасик В.Е.¹**

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва

²Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва

*E-mail: daniilbatov@gmail.com

Перестраиваемые источники излучения в среднем ИК-диапазоне имеют широкий спектр потенциальных применений [1-3] в науке, технике и медицине, например, в спектроскопии, для мониторинга газов окружающей среды, для обнаружения биомаркеров заболеваний в выдыхаемом человеком воздухе. Во флюоридных световодах возможно создание аномальной дисперсии групповых скоростей (ДГС) в диапазоне более 1,6 мкм, что делает их подходящими для генерации рамановских солитонов в среднем ИК-диапазоне, а низкие потери в диапазоне от 1 до 5 мкм позволяют осуществить широкую перестройку центральной длины волны солитона [4]. В настоящее время генерация рамановских солитонов в флюоридных световодах активно изучается [5,6]. Осуществлена генерация рамановских солитонов в диапазоне 2-4,3 мкм [7]. Однако, особый интерес представляют исследования генерации рамановских солитонов в полностью волоконной реализации. В данной работе для накачки флюоридных световодов используется полностью волоконный тулиевый усилитель мощности задающего генератора фемтосекундных импульсов [8,9]. Центральная длина волны источника составляет 1,9 мкм, длительность импульсов на полувысоте 71 фс, при этом пиковая мощность оценивается в 134 кВт для горизонтальной поляризации на основе измерений формы импульса методом FROG и численного моделирования. Средняя мощность на выходе усилителя составляет 600 мВт. В работе используются волоконные световоды P3 - 23Z – FC – 5 - ZrF₄ и P3-32F-FC-1- InF₃ (Thorlabs Inc., США) [10], длины которых равны 5 и 1 м, соответственно. Диаметры сердцевин флюоридных световодов составляют 9 мкм. Потери при распространении составляют менее 0,2 дБ/м в диапазоне 2-3,75 мкм для фтороцирконатного и менее 0,5 дБ/м в диапазоне 2-4,5 мкм для фториндиевого световодов. Длина волны нулевой дисперсии фтороцирконатного световода составляет 1,63 мкм, фториндиевого – 1,71 мкм. Длина волны отсечки фтороцирконатного световода составляет 2,3 мкм, фториндиевого – 3,2 мкм, и, поэтому, на длине волны накачки световоды являются многомодовыми. Мощность на выходе флюоридных световодов во всех экспериментах составляет около 300 мВт.

На рисунках 1 (а,б,в) показаны спектры излучения на выходе флюоридных световодов при вводе излучения в световоды с помощью линзовой системы. При накачке фтороцирконатного световода максимальная центральная длина волны рамановского солитона равна 2,63 мкм, фториндиевого – 2,27 мкм, в комбинации фтороцирконатного световода и затем фториндиевого, соединенными через оптическую розетку – 2,656 мкм. Небольшая длина волны рамановского солитона во фториндиевом световоде связана с низкой эффективностью ввода в основную моду.

На рисунках 1 (г,д,е) показаны спектры излучения на выходе флюоридных световодов при вводе излучения лазера в световоды через оптическую розетку FC/APC, данный метод является более простым по сравнению с линзовым вводом, но страдает эффективностью ввода излучения в фундаментальную моду. В этом случае ввода при накачке фтороцирконатного световода максимальная центральная длина волны рамановского солитона равна 2,54 мкм, фториндиевого – 2,36 мкм, в комбинации фтороцирконатного световода и затем фториндиевого, соединенными через оптическую розетку – 2,54 мкм. Изрезанность спектра на рисунке 1 в области 2,6 мкм обусловлена линиями поглощения водяных паров.

В волоконных световодах поддерживаются распространение нескольких мод на длине волны накачки. На рисунке 1 справа от каждого спектра показано, что при использовании полосового фильтра от 2 до 2,5 мкм излучение для фтороцирконатного световода становится одномодовым, в то время как фториндиевый световод поддерживает распространение моды более высокого порядка.

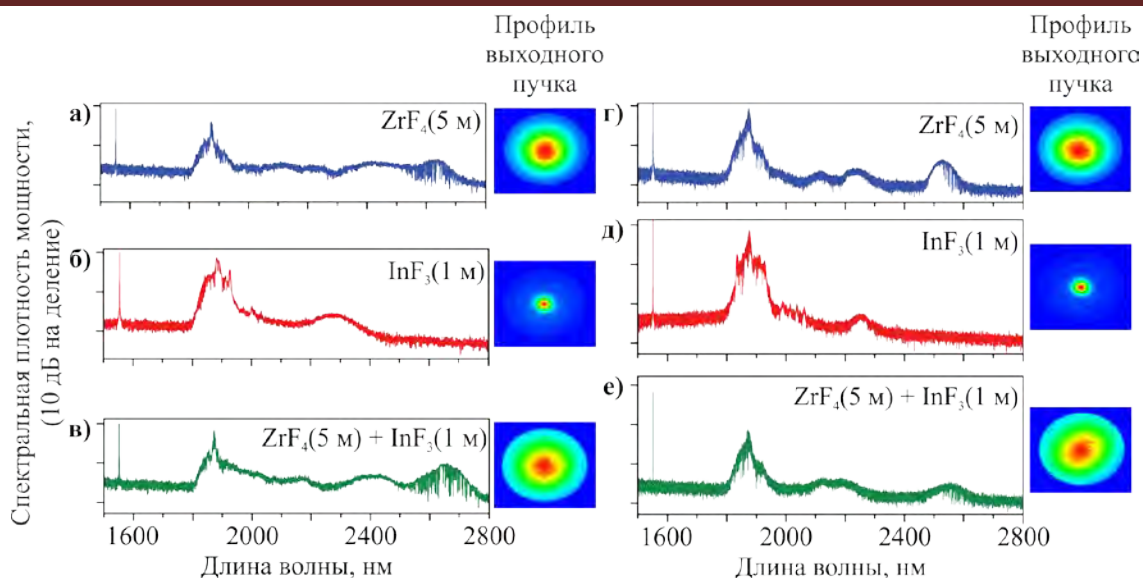


Рисунок 1. Спектры излучения на выходе флюоридных световодов (а,б,в) в схеме с коллиматорами, (г,д,е) в полностью волоконной схеме. Вставки рядом со спектрами показывают распределения полей мод на выходе световодов

Таким образом, максимальная центральная длина волны солитона в данном исследовании составляет 2,656 мкм в комбинации фторцирконатного и фториндиевого световодов. В случае ввода через оптическую розетку FC/APC - 2,54 мкм также в комбинации световодов. При изменении мощности, введенной в фундаментальную моду световода, можно перестраивать центральную длину волны рамановского солитона. Разработанная в данном исследовании система уже может применяться для исследования и обнаружения газов, пики поглощения которых находятся в среднем ИК-диапазоне, например, углекислый газ, метан и др.

Батов Д.Т. и Воронец А.И. выражает благодарность Фонду поддержки молодых ученых имени Геннадия Комиссарова за оказание финансовой помощи в закупке оптических и оптико-механических компонентов.

Литература

1. Dudley J.M., Genty G., Coen S, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006)
2. Donodin A. et al, *Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling*, 1106603 (2019)
3. Charles W.Rudy, Michel J.F. Digonnet, Robert L. Byer, *Opt. Fiber Technol.* **20**, 642-649 (2014)
4. Salem R. et al., *Optics Express*. **23**, 30592-30602 2015
5. Duval S. et al., *Optics letters*. **41**, 5294-5297 (2016)
6. Li Z. et al., *AIP Advances*. **8**, 115001 (2018)
7. Tang Y. et al., *Optica* **3**, 948-951 (2016)
8. Voropaev V.S. et al, *Laser Science, LW7G*. 2 (2020)
9. Donodin A. et al., *Scientific Reports*, **10**, 1-9 (2020)
10. https://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=7999

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ В ПОЛОМ ВОЛОКОННОМ СВЕТОВОДЕ

Гладышев А.В.*, Притуленко И.Г., Яценко Ю.П., Колядин А.Н., Буфетов И.Г.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

*E-mail: alexglad@fo.gpi.ru

Источники суперконтинуума (СК) востребованы для многочисленных применений в различных областях от мониторинга окружающей среды и до биомедицины. Особый интерес представляют источники СК, которые в качестве накачки могут использовать широко распространенные лазеры ближнего инфракрасного (ИК) диапазона и, в то же время, могут эффективно преобразовывать энергию накачки в средний ИК диапазон ($\lambda > 2,4$ мкм), который недоступен для волоконных лазеров на основе кварцевых световодов.

Одним из перспективных подходов к созданию таких источников СК является использование кварцевых световодов с полой сердцевиной (СПС), заполненных комбинационно-активными газами [1–3]. В этом случае эффект вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в газе способствует более эффективному преобразованию излучения накачки в средний ИК диапазон, в то время как накачка ультракороткими импульсами может привести к уширению выходного спектра вплоть до генерации суперконтинуума.

Недавно нами был продемонстрирован суб-пикосекундный рамановский газовый волоконный лазер (ГВЛ), генерирующий в среднем ИК диапазоне. Генерация в среднем ИК достигалась с помощью двухкаскадного ВКР $1.03 \rightarrow 1.49 \rightarrow 2.68$ мкм в револьверном световоде, заполненном дейтерием [3]. Однако выходной спектр рамановского ГВЛ состоял из относительно узких спектральных линий. В данной работе мы исследуем спектральные свойства рамановского ГВЛ в зависимости от давления газа, энергии и длительности импульса накачки. В результате получена генерация многозонного суперконтинуума в спектральном диапазоне от 0,65 до 3,3 мкм.

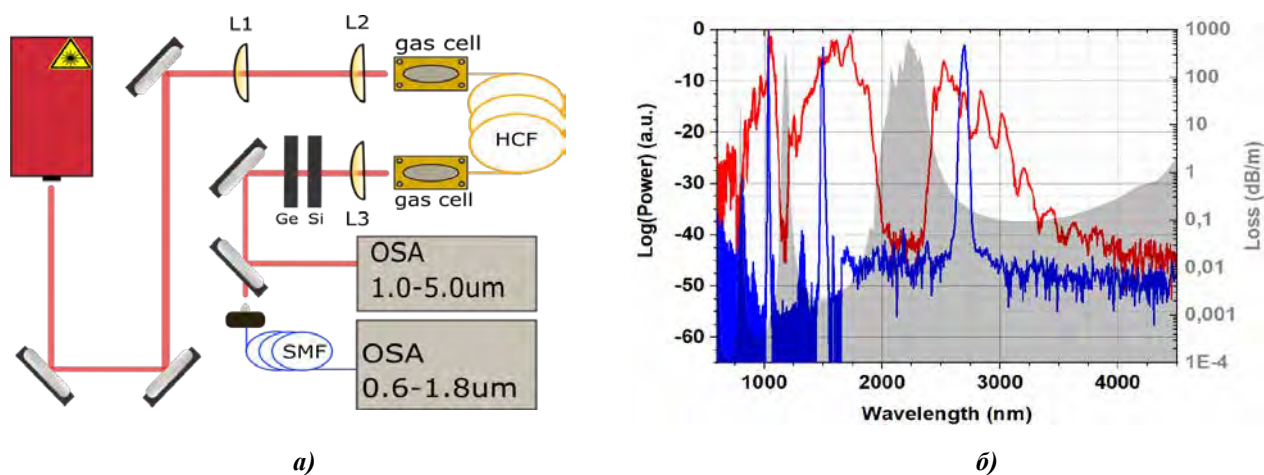


Рис.1. (а) Блок-схема экспериментальной установки. (б) Спектры, измеренные на выходе полого волоконного световода, заполненного дейтерием при комнатной температуре и давлении $p = 30$ атм, при накачке импульсами с энергией 50 мкДж. Длительность импульсов накачки составляла 12 пс (синяя кривая) и 1 пс (красная кривая). Спектр оптических потерь полого световода (серая кривая) также показан для сравнения

Схема экспериментальной установки показана на Рис. 1а. Использовался револьверный световод длиной 2,9 м, более подробно описанный в [3]. В качестве источника накачки использовался иттербиевый лазер (TETA-6, Avesta), генерирующий спектрально-ограниченные импульсы длительностью 250 фс с энергией до $E_{\text{pump}} = 400$ мкДж на длине волны $\lambda = 1032$ нм. Длительность импульсов накачки варьировалась от 0,25 до 12 пс путем положительной линейной частотной модуляции (чирпа) импульсов. Давление дейтерия изменялось от 5 до 30 атм. Эффективность ввода

излучения накачки в полый световод составляла 73%. В спектральном диапазоне 1000–5000 нм выходные спектры регистрировались монохроматором с охлаждаемым жидким азотом детектором InSb (Hamamatsu). В спектральном диапазоне 600–1750 нм использовался оптический анализатор спектра (Ando).

При использовании достаточно длинных импульсов накачки ($\tau_{\text{pump}} \approx 10$ пс) доминирующим нелинейным эффектом является ВКР на колебаниях молекул дейтерия. В результате реализуется двухкаскадное преобразование длины волны накачки в средний ИК диапазон $1,03 \rightarrow 1,49 \rightarrow 2,68$ мкм (рис. 1б, синяя кривая). При этом около 25% квантов накачки преобразуются во вторую стоксовую компоненту (2,68 мкм) независимо от используемого в экспериментах давления дейтерия (5–30 атм). Однако при уменьшении длительности импульсов накачки до $\tau_{\text{pump}} \sim 3$ пс, ВКР сопровождается другими нелинейными эффектами, такими как фазовая само- и кросс-фазовая модуляция. В результате происходит уширение выходного спектра рамановского ГВЛ с одновременным снижением эффективности ВКР-преобразования в средний ИК диапазон. Для $\tau_{\text{pump}} = 250$ фс второй каскад рамановского преобразования был существенно подавлен, и излучение среднего ИК диапазона на выходе лазера не наблюдалось.

Максимальное уширение выходного спектра рамановского ГВЛ достигалось при $\tau_{\text{pump}} \approx 1 \div 1.5$ пс. Уширение спектра наблюдалось не только в области второй стоксовой компоненты (2.68 мкм), но и в области накачки (1.03 мкм), а также первой стоксовой (1.49 мкм) и антистоксовой (0.788 мкм) компонент. В результате была получена генерация суперконтинуума в спектральной области от 0.65 до 3.3 мкм (Рис. 1б, красная кривая). Выходной спектр состоит из широких спектральных полос (зон), разделенных участками спектра, в которых выходное излучение практически отсутствует. Такой многозонный характер выходного излучения хорошо объясняется спектром оптических потерь полого световода (рис. 1б, серая кривая).

Многозонный суперконтинуум с шириной спектра от 0.65 до 3.3 мкм удается получить при любом давлении газа P_{D_2} , использованном в экспериментах. При повышении давления для генерации суперконтинуума требуется меньшая энергия в импульсе накачки E_{pump} . При давлении $\text{P}_{\text{D}_2} = 5$ атм наиболее широкий спектр достигается при $E_{\text{pump}} = 210$ мкДж, тогда как при $\text{P}_{\text{D}_2} = 30$ атм достаточно энергии $E_{\text{pump}} \approx 50$ мкДж для генерации спектра такой же ширины (рис. 1б, красная кривая). Квантовая эффективность преобразования накачки в область длин волн более 2 мкм возрастает от 6 до 15 % с ростом давления от 5 до 30 атм, соответственно. Результаты численного моделирования указывают на то, что оптимизация модового состава излучения и длины полого световода могут привести к дальнейшему увеличению, как спектральной ширины, так и эффективности генерации суперконтинуума в среднем ИК диапазоне.

В заключение реализована генерация многозонного суперконтинуума в полном револьверном световоде, заполненном молекулярным дейтерием. При накачке на длине волны 1032 нм источник суперконтинуума покрывает диапазон длин волн от 0,65 до 3,3 мкм. При этом, двухкаскадное ВКР на колебаниях молекул дейтерия способствует тому, что $\approx 15\%$ квантов накачки преобразуются в область длин волн более 2 мкм. Таким образом, револьверные световоды, заполненные рамановски-активными газами, являются перспективными кандидатами для создания волоконных источников суперконтинуума со спектральным покрытием до 5 мкм.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-12-00361.

Литература

1. V. Gladyshev, M.S. Astapovich, Y.P. Yatsenko, A.F. Kosolapov, A.G. Okhrimchuk and I.A. Bufetov, *Quantum Electron.* **49**(12), 1089–1092 (2019)
2. S. Loranger, P.St J. Russell and D. Novoa, *J. Opt. Soc. Am. B* **37**, 3550–3556 (2020)
3. Gladyshev, Yu. Yatsenko, A. Kolyadin, V. Kompanets, I. Bufetov, *Opt. Mater. Express*, **10**, 3081–3089 (2020)

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРКОНТИНУУМА В СВЕТОВОДАХ ИЗ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА

Бутвина Л.Н., Прямыков А.Д.*, Жильцова А.А., Бутвина А.Л., Охримчук А.Г.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва*

**E-mail: pryamikov@fo.gpi.ru*

Как известно, генерацию суперконтинуума в волоконных световодах с высокой нелинейностью определяют такие эффекты как фазовая самомодуляция, фазовая кросс модуляция, четырехволновое смешение, стимулированное рамановское рассеяние, а также дисперсионные свойства световода. Все эти нелинейные процессы при достаточно высокой интенсивности импульсов накачки дают генерацию новых частот в спектре импульса и приводят к его значительному спектральному уширению при прохождении светового импульса в световоде. В данной работе мы рассматриваем генерацию суперконтинуума в среднем инфракрасном диапазоне спектра (среднем ИК) в маломодовых световодах из поликристаллических галогенидов серебра со ступенчатым профилем показателя преломления, изготовленных методом экструзии.

Показатель преломления сердцевин таких световодов $n \geq 1,9$, а коэффициент нелинейности n_2 , например, для кристалла AgCl , превосходит значение для аналогичной величины кварцевого стекла приблизительно в 26 раза. Нулевые значения дисперсии групповых скоростей β_2 для таких материалов лежит в спектральном интервале вблизи длины волны 5 мкм, что приводит к тому, что основные доступные длины волн накачки лежат в нормальной области дисперсии. В данный момент технология экструзии позволяет производить такие световоды со ступенчатым профилем показателя преломления и высокой нелинейностью с минимальным значением диаметра сердцевин порядка 20 мкм. Это говорит о том, что, к примеру, параметр нелинейности при значении длины волны накачки 2.8 мкм будет иметь значение порядка $\gamma \sim 4.8 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$. При длине же волны накачки 3.39 мкм эта величина составит $\gamma \sim 4 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$. На длине волны 5 мкм вблизи нуля дисперсии групповых скоростей для галогенидов серебра параметр нелинейности приблизительно равен $\gamma \sim 2.7 \text{ км}^{-1} \cdot \text{Вт}^{-1}$. Как видно, значения параметра нелинейности не очень высоки и могут быть использованы для уширения спектра импульса за счет эффекта фазовой самомодуляции в первых двух случаях. Вблизи нуля дисперсии групповых скоростей возможен процесс четырех волнового смешения при накачке, например, параметрическим лазером. Также, при численном моделировании процесса суперконтинуума, будет исследовано и продемонстрировано влияние стимулированного рамановского рассеяния на величину уширения спектра импульса в нормальной области дисперсии.

Из вышеизложенного ясно, что основные проблемы, возникающие при генерации суперконтинуума в световодах из галогенидов серебра, связаны со сложностью (по технологическим причинам) создать на данный момент световоды с диаметром сердцевин < 20 мкм с приемлемым уровнем оптических потерь, со ступенчатым профилем показателя преломления сердцевин, не позволяющим варьировать нуль дисперсии групповых скоростей в достаточно широких спектральных диапазонах.

Как было указано выше, поликристаллические световоды из галогенидов серебра изготавливаются методом экструзии. Вкратце этот метод можно охарактеризовать как выдавливание в условиях пластичности составной кристаллической заготовки из специальной камеры высокого давления через полированную фильеру. Было исследованы режимы экструзии для изготовления одномодовых световодов из галогенидов серебра следующих составов: а) $\text{AgCl}_{0.25}\text{AgBr}_{0.75}$ -сердцевина, $\text{AgCl}_{0.5}\text{AgBr}_{0.5}$ -оболочка (Рис.1); б) AgCl -сердцевина, $\text{AgClNaCl}_{0.025}$ -оболочка. Диаметр сердцевин рассчитывался для условий отсечки второй моды на 3 мкм, 5 мкм и 10 мкм. Для первой композиции с большой разностью в показателях преломления 0.05 расчетный диаметр сердцевин для отсечки на 10 мкм составляет 18,5 мкм. Для достижения такого диаметра мы экструдировали из камеры диаметром 12 мм составную заготовку со вставленным безоболочечным световодом в середине диаметром 500 мкм через фильеру 500 мкм. Полученный световод имел сердцевину диаметром 20 мкм (Рис.1а). Для второй композиции разность показателей преломления составляет 0,01. Расчетный диаметр сердцевин такого световода с отсечкой на 5 мкм должен составлять 17,8 мкм. Световод изготавливался аналогично. Основной проблемой при создании таких световодов для генерации суперконтинуума является возрастание оптических потерь при уменьшении диаметра

сердцевины, что особенно выражено для коротких длин волн. Проблемы носят как технологический характер, так и связаны с фундаментальными свойствами кристаллических галогенидов серебра.

Модовый состав световодов исследовался на длине волны 3,39 мкм при заведении в световод излучения маломодового гелий-неонового лазера, на длине волны 10,6 мкм одномодовым CO₂ лазером. Оболочечные моды подавлялись с помощью поглощения специальным покрытием. Изображение выходного торца световода с помощью германиевого объектива строилось на пироэлектрической камере PV320 (Electrophysics). На Рис. 2 показаны результаты измерения профиля распределения интенсивности света, выходящего из световода, показанного на Рис.1(б), которые свидетельствуют о преимущественном возбуждении основной моды.

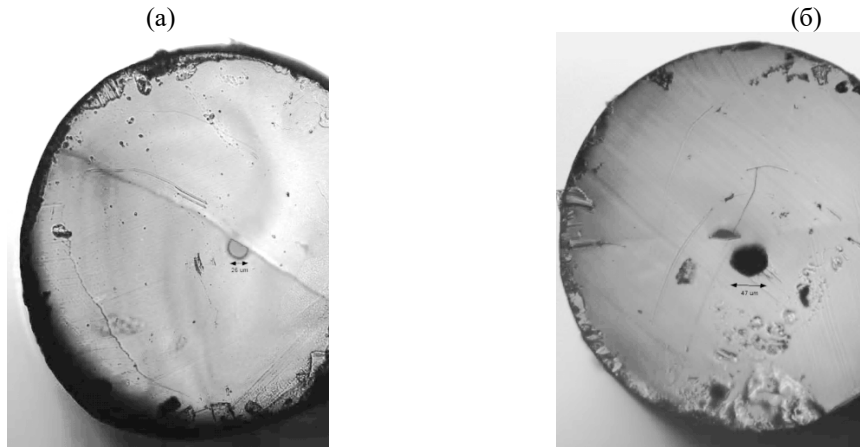


Рис.1. Микрофотографии волоконных световодов с сердцевиной из $AgCl_{0.25}AgBr_{0.75}$ и оболочкой из $AgCl_{0.5}AgBr_{0.5}$

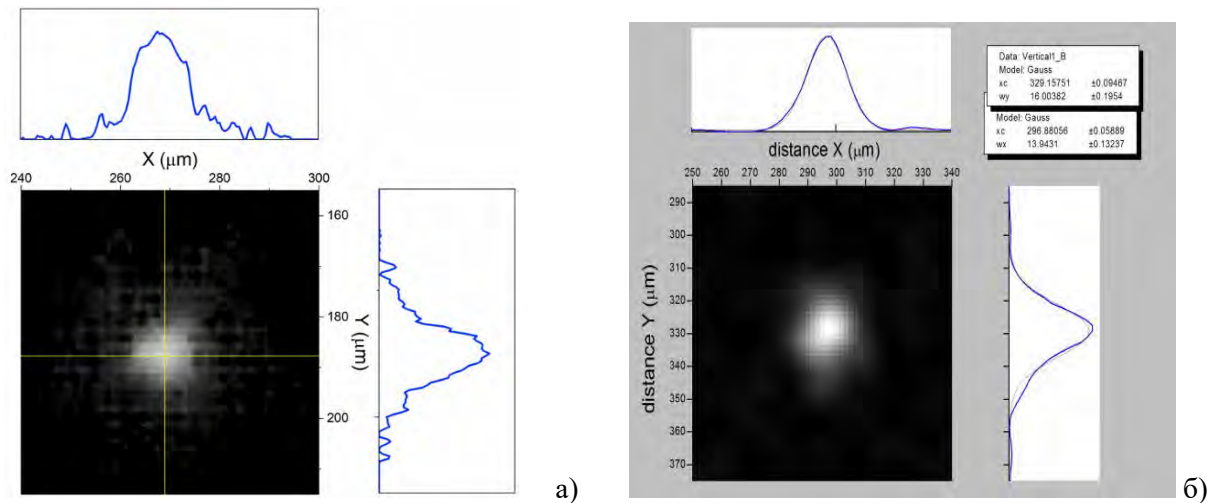


Рис.2. Профили распределения интенсивности излучения на 3,39 мкм(а) и 10,6 мкм(б) на выходе из световодов с сердцевиной из $AgCl(25\%)/AgBr(75\%)$

Измерение оптических потерь осуществляется на длинах волн 3,39 мкм методом измерения мощностей на входе и выходе световода. Для световодов с сердцевиной $AgCl(25\%)/AgBr(75\%)$ (Рис.1(б), Рис.2а) потери на 3,39 мкм составили 1,5 дБ/см, в то время как минимально измеренные потери на 10,6 мкм в одномодовом световоде такого же состава с профилем на Рис.2б составили 0,6 дБ/м.

Таким образом, принимая во внимание пологость кривой материальной дисперсии галогенидов серебра в среднем ИК диапазоне спектра, рассмотренные световоды могут оказаться весьма перспективными для генерации суперконтинуума в этой области спектра при дальнейшем улучшении технологии их изготовления.

Работа выполнена по проекту РНФ №19-12-00134.

УПРАВЛЕНИЕ СОЛИТОННЫМИ МОЛЕКУЛАМИ В ФЕМТОСЕКУНДНОМ ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ

Андрианов А.В.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

*E-mail: alex.v.andrianov@gamil.com

Генерация связанных состояний диссипативных солитонов в лазерах привлекает внимание исследователей в силу важности фундаментальных аспектов нелинейной динамики данного процесса, а также возможностей практического применения для получения последовательностей импульсов со сверхвысокой частотой повторения. Связанные состояния диссипативных солитонов, которые также называют солитонными молекулами или солитонными кристаллами, продемонстрированы во многих лазерных системах, основанных на лазерах с синхронизацией мод и пассивных нелинейных микрорезонаторах [1]. В волоконных лазерах с синхронизацией мод и внутрирезонаторным интерферометром Маха-Цандера наблюдалось формирование солитонных молекул и высокочастотных последовательностей с перестраиваемой эффективной частотой повторения [2].

В данной работе мы исследовали возможности управления солитонными молекулами, генерируемыми в фемтосекундном волоконном лазере, с помощью управляемого впрыска в лазерный резонатор одиночных импульсов от внешнего источника. Схема экспериментальной установки показана на Рис. 1. В эрбиевом волоконном лазере с насыщающимся поглотителем в виде петлевого нелинейного усиливающего зеркала и внутрирезонаторным несимметричным волоконным интерферометром Маха-Цандера [2] формировались солитонные молекулы, состоящие из большого числа (до 250) одинаковых фемтосекундных диссипативных солитонов, расстоянием между которыми определялось разностью задержек в плечах интерферометра. Также в данном лазере наблюдалось формирование связанных состояний, состоящих из нескольких пар импульсов с высокой амплитудой (Н-импульсов) и импульсов с низкой амплитудой (L-импульсов). Управляющие оптические импульсы генерировались с помощью стробирующего лазера с синхронизацией мод на основной частоте повторения, близкой к фундаментальной частоте резонатора исследуемого лазера (25 МГц). Импульсы усиливались в волоконном эрбиевом усилителе и через акустооптический модулятор (АОМ) запускались в резонатор исследуемого лазера. Была разработана специальная схема формирования одиночного лазерного импульса, который можно запустить в резонатор лазера в выбранный момент времени относительно циркулирующей в резонаторе последовательности импульсов. Мониторинг импульсной последовательности, генерируемой в исследуемом лазере, производился с помощью быстродействующего осциллографа и с помощью системы оптического стробирования (на схеме не показана) [3].

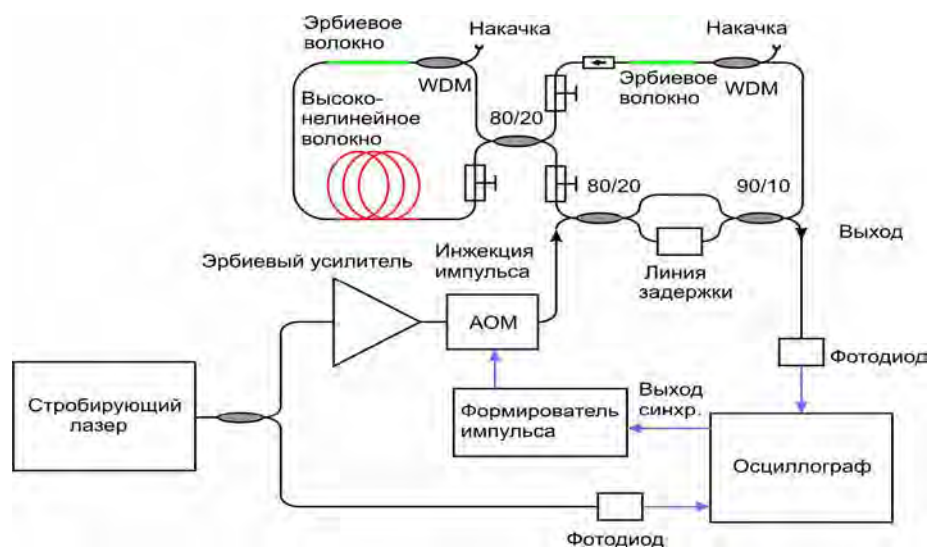


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования управления солитонными молекулами при инъекции импульса в резонатор

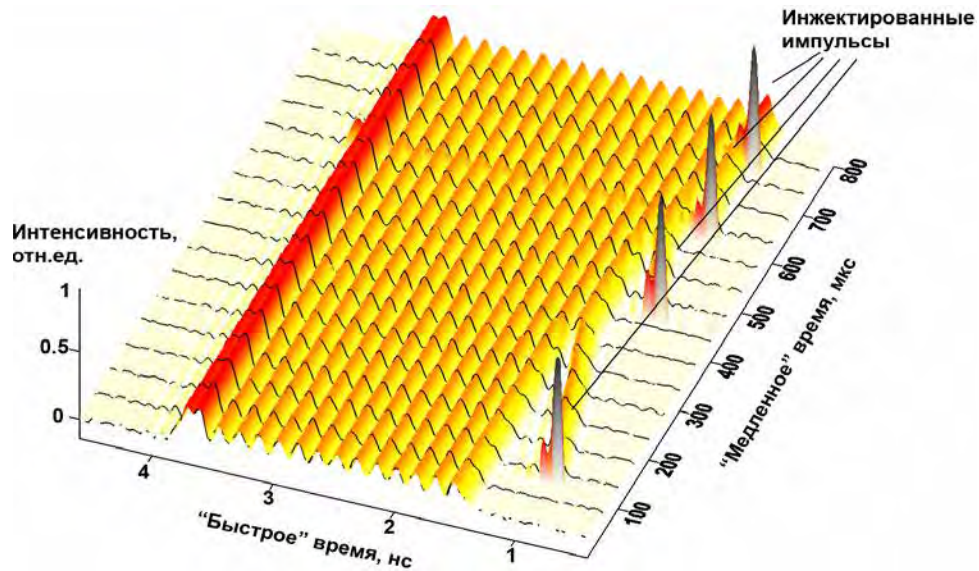


Рис. 2. Динамика солитонной молекулы после инжекции импульсов в резонатор: присоединение инжектированных в резонатор импульсов к солитонной молекуле

Были исследованы возможности присоединения импульсов к солитонной молекуле, уничтожения и переключения импульсов. Лазер был настроен на относительно невысокую эффективную частоту повторения импульсов в солитонной молекуле 6 ГГц, что позволяло наблюдать на осциллографе динамику солитонной молекулы после впрыска импульса. Длительность впрыскиваемого импульса составила около 1 пс, энергия регулировалась от 0 до 1 нДж. В первом эксперименте исследовалась возможность присоединения дополнительных импульсов к существующей солитонной молекуле. Для этого положение впрыскиваемого импульса выбиралось перед солитонной молекулой на расстоянии около 0-500 пс. При правильно подобранной энергии импульса после впрыска в резонаторе формируется еще один диссипативный солитон, который начинал дрейфовать в направлении увеличения времени (см. Рис. 2). Далее новый солитон пристыковывался к переднему фронту солитонной молекулы. Процесс мог быть повторен многократно, в результате можно было собрать достаточно длинную солитонную молекулу. Предельная длина собираемой таким образом молекулы определялась максимальным числом импульсов, которые могут поддерживаться в резонаторе при заданном уровне мощности накачки. Далее были исследованы возможности уничтожения и переключения типа импульсов в молекуле. Для этого импульс впрыскивался в резонатор внутрь существующей солитонной молекулы. При этом наблюдались следующие процессы: переключение состояния импульсов с Н-L пары в Н-импульс (наиболее часто), переключение Н-импульса в Н-L пару (реже), аннигиляция Н-L пары или Н-импульса с укорочением молекулы (редко). Данные процессы носили вероятностный характер и существенно зависели от энергии впрыскиваемого импульса и его точного положения. После модификации солитонной молекулы расстояние между импульсами в ней может быть изменено в диапазоне от 5 пс до 160 пс с помощью подстройки внутрирезонаторного интерферометра. Таким образом, экспериментально исследована возможность управления солитонными молекулами, генерируемыми в волоконном лазере, с помощью впрыска в резонатор фемтосекундного импульса от внешнего источника. Продемонстрированы возможности присоединения инжектируемого импульса к существующей солитонной молекуле, уничтожения импульсов и преобразования типов импульсов в солитонной молекуле под действием инжектируемого импульса.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (№ 17-72-10236) и гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (Мегагрант), № договора 14.W03.31.0032.

Литература

1. Grelu P., Akhmediev N., *Nat. Photon.* **6**, 84 (2012)
2. Andrianov A.V. et al. *Quantum Electron.* **46**, 387 (2016)
3. Andrianov A.V., *Quantum Electron.* **48**, 378 (2018)

ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ С СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД РЕЗОНАТОРА

Кохановский А.Ю.

Новосибирский Государственный университет, г. Новосибирск, Пирогова 2, Россия, 630090

**E-mail: alexey.kokhanovskiy@gmail.com*

Последние годы наблюдается быстрый рост и развитие области «умной» фотоники, где алгоритмы машинного обучения внедряются в оптические системы с целью увеличения их производительности и расширения функциональности [1].

Данный доклад посвящен обзору работ по применению алгоритмов машинного обучения в волоконных лазерах с синхронизацией мод резонатора — источников сверхкоротких импульсов (Рис.1). Несмотря на достижения последних десятилетий, разработка волоконных лазеров до сих пор остается сложной научной и инженерной задачей. Основные причины этого — внутренняя нелинейность элементов, образующих резонатор волоконного лазера, и результирующая нетривиальная пространственно-временная динамика поля из-за взаимодействия между ключевыми физическими эффектами. Алгоритмы машинного обучения показали свою высокую эффективность при работе со сложными нелинейными системами высокой размерности, поэтому имеют особый потенциал в области волоконных лазеров.

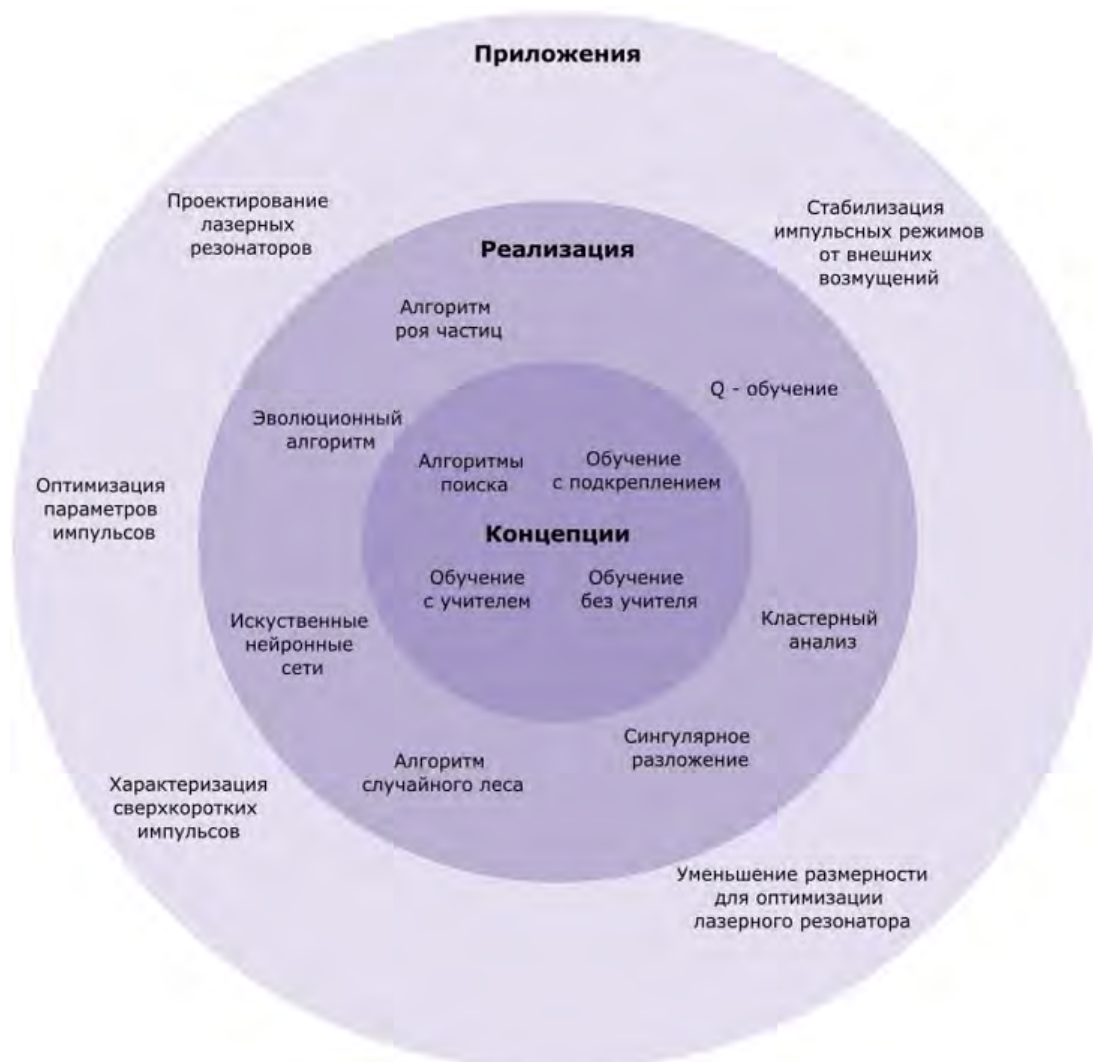


Рис. 1. Схема основных концепций машинного обучения, их реализаций и применений в области волоконных лазеров

В частности, на примере волоконного лазера с усиливающим нелинейным петлевым зеркалом будет рассмотрено применение ряда алгоритмов машинного обучения (Рис.2). Например, стохастические алгоритмы оптимизации позволяют проектировать лазерный резонатор и управлять параметрами его импульсных режимов. Применение метода роя частиц позволяет производить поиск параметров элементов лазерного резонатора, обеспечивающий генерацию импульсного режима с заранее заданными спектральными-временными характеристиками. Широкая перестройка параметров импульсного излучения возможна и в фиксированном лазерном резонаторе под управлением мощностью оптической накачки активных волокон эволюционным алгоритмом [2].

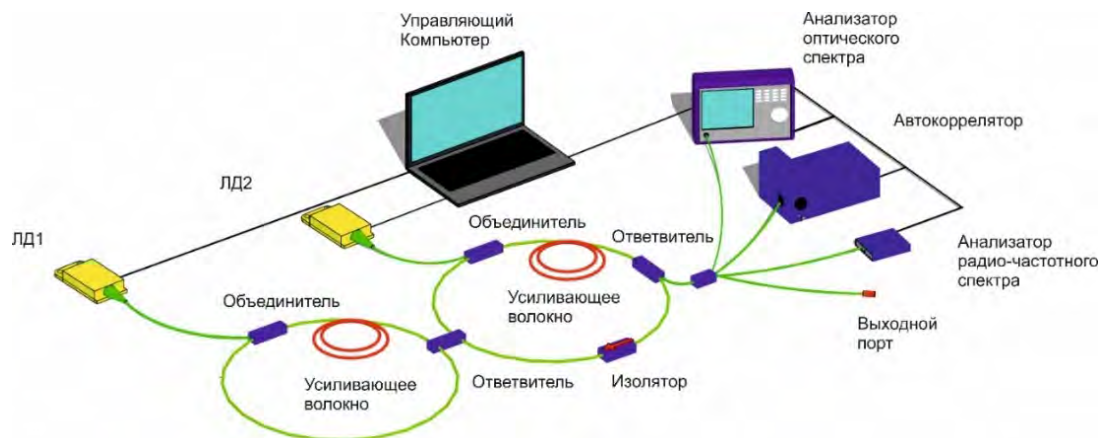


Рис. 2. Схема волоконного лазерного резонатора с нелинейным усиливающим зеркалом и измерительной системы

Наконец, в докладе рассматривается возможность применения алгоритмов машинного обучения для создания системы обратной связи для волоконных лазеров. Объединив методы машинного обучения и дисперсионное Фурье преобразование импульсного излучения, демонстрируется возможность определения временной длительности лазерных импульсов пикосекундного масштаба с помощью наносекундного фотодетектора [3].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 17-72-30006).

Литература

1. Genty G. et al, *Nat. Photonics*, 1 - 11 (2020)
2. Kokhanovskiy A. et al, *Sci. Rep.* **9(1)**, 1-7 (2019)
3. Kokhanovskiy A. et al, *Opt. Lett.* **44(13)**, 3410-3413 (2019)

УЗКОПОЛОСНЫЙ ЭРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР СО СЛУЧАЙНОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ НА ОСНОВЕ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ 1-МЕРНЫХ СТРУКТУР, СОЗДАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Скворцов М.И.^{1,2*}, Вольф А.А.^{1,2}, Достовалов А.В.^{1,2}, Власов А.А.¹, Егорова О.Н.³, Семёнов С.Л.⁴, Бабин С.А.^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

³Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН, г. Москва

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

*E-mail: qwertymikhails@gmail.com

В последнее время большой интерес представляют лазеры со случайной распределенной обратной связью (СРОС-лазеры) на основе неупорядоченных структур. Их применение актуально во многих областях от удаленного зондирования [1] до нелинейного удвоения частоты [2] ввиду мощного и узкополосного излучения. Одним из примеров являются источники излучения, в которых случайная распределенная обратная связь возникает из-за рэлеевского рассеяния света на флуктуациях показателя преломления среды, а усиление за счет эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в волоконных световодах [3]. Как правило, такой класс лазеров имеет длину резонатора от сотен метров до нескольких десятков километров. Без дополнительной спектральной селекции ширина линии генерации СРОС-лазера определяется контуром ВКР-усиления и составляет 1-3 нм. Существует другой тип случайной распределенной обратной связи, которая реализуется за счет последовательности волоконных брэгговских решёток (ВБР), записанных через случайные интервалы [4], либо со случайными фазовыми сдвигами вдоль ВБР [5]. В общем случае в таких лазерах может достигаться одночастотный режим генерации, но за счет конкуренции мод и тепловых эффектов данные излучатели, как правило, имеют плохую стабильность.

Использование технологии фемтосекундной (фс) лазерной модификации показателя преломления для изготовления неупорядоченных структур внутри волокна для реализации случайной распределенной обратной связи позволяет на несколько порядков уменьшить длину резонатора по сравнению с лазерами на основе естественного рэлеевского рассеяния. В данной работе представлен эрбиевый СРОС-лазер с полукрытым резонатором, где в качестве случайной структуры использовалась 10-см участок волокна SMF-28e+ с усиленным рэлеевским рассеянием вдоль световода (Рис. 1). Относительно естественного уровня рэлеевского рассеяния используемого волоконного световода изготовленная структура имеет уровень +41 дБ/мм. Низкий уровень наведенных потерь, который составляет ≈ 0.2 дБ, был достигнут путем оптимизации скорости движения образца, а также частоты и энергии фс лазерных импульсов.

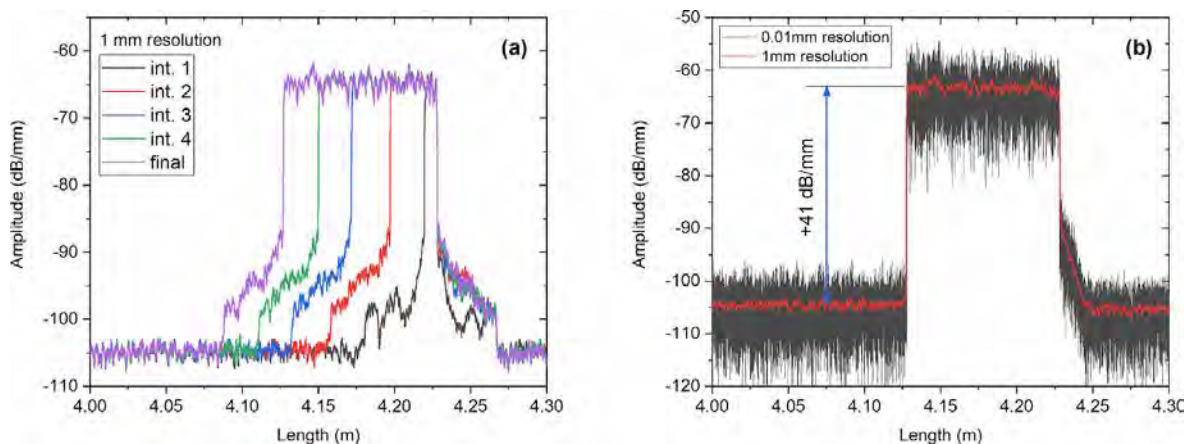


Рис.1. Рефлектограммы распределенного рэлеевского отражателя, измеренные с помощью LUNA OBR4600 в процессе фс записи (а) и после записи (б) в режиме с максимальным пространственным разрешением

Полуоткрытый резонатор СРОС-лазера был образован ВБР с коэффициентом отражения около 99%, изготовленной с применением УФ-излучения, и 35-см отрезком высоколегированного композитного Er^{3+} световода в качестве активной среды.

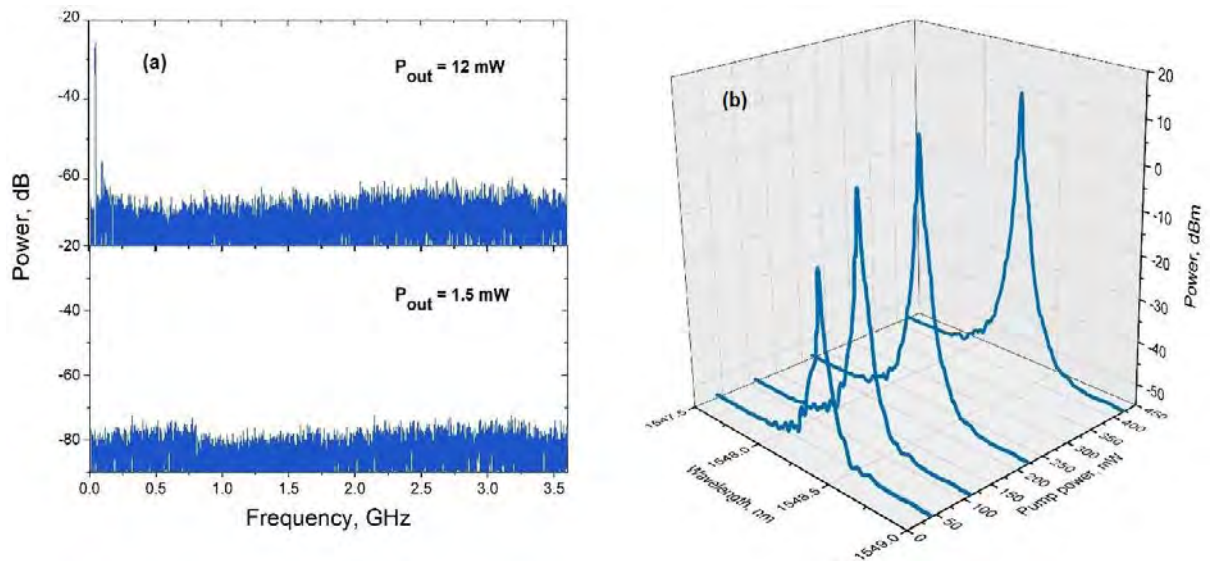


Рис.2. Радиочастотный спектр генерации СРОС-лазера для различных выходных мощностей (а) оптический спектр излучения при разной мощности накачки (б)

В результате был реализован эрбиевый СРОС- лазер, излучающий на длине волны 1548 нм с шириной линии генерации менее 1 пм при максимальной выходной мощности 12 мВт и соотношением сигнала к шуму около 65 дБ. В докладе будут подробно изложены детали эксперимента, а также обсуждены потенциальные применения таких источников.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ (21-72-30024).

Литература

1. Wiersma D. et al, *Nature*. **414**, 708-709 (2001)
2. Dontsova E. et al, *Opt. Lett.* **26**, 1439-1442 (2001)
3. Turitsyn S. et al, *Nat. Photon.* **4**, 231-235 (2010)
4. Скворцов М и др., *Квант. электроника* **47**, 696-700 (2017)
5. Gagné M., Kashyap R., *Opt. Lett.* **39**, 2755-2758 (2014)

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ДЕФЕКТЫ В КВАРЦЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ СВЕТОВОДАХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ЭРБИЕМ И АЛЮМИНИЕМ

Базакуца А.П.^{*}, Рыбалтовский А.А., Бутов О.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

**E-mail: abazakutsa@gmail.com*

Вопросы технологии изготовления одночастотных волоконных лазеров в последнее время приобретают все большую актуальность. Одним из перспективных направлений является разработка и изготовление волоконных лазеров с распределённой обратной связью, сконструированных на основе кварцевых световодов с сердцевиной, легированной эрбием в высокой концентрации [1]. Резонатор такого лазера формируется благодаря записанной по всей его длине протяженной волоконной брэгговской решётки (ВБР) с фазовым сдвигом в структуре [2]. При этом запись решётки происходит непосредственно в сердцевине активного волокна. Изготовление решётки, как правило, производится с помощью излучения лазера УФ-диапазона. Для повышения эффективности записи ВБР волокно может быть предварительно насыщено молекулярным водородом. В нашей работе [3] было показано негативное влияние УФ облучения на усилительные свойства волокна, а также частичное восстановление усиления за счёт экспонирования волокна излучением накачки на длине волны 976 нм. При этом присутствие водорода в сетке стекла является негативным фактором. Динамика интенсивности усиленного сигнала под УФ облучением показана на рисунке 1.

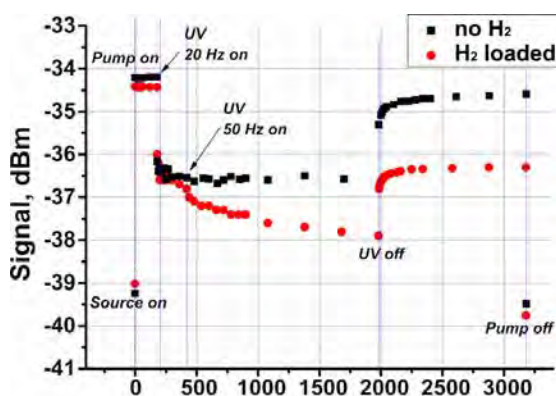


Рис. 1. Динамика изменений интенсивности сигнала, усиленного в легированном эрбием под воздействием УФ излучения, а также излучения накачки на длине волны 976 нм [3]

Видно, что УФ облучение приводит к существенному уменьшению интенсивности усиленного сигнала, причём если в отсутствие водорода этот процесс быстро выходит на насыщение, то в волокне, насыщенном H_2 это уменьшение продолжается на протяжении всего эксперимента. В работе [3] было показано, что наблюдаемое поведение обусловлено формированием в стекле дефектов различных типов, причём некоторые из этих дефектов распадаются под действием излучения накачки на длине волны 976 нм, а некоторые – нет. Для того чтобы определить, с формированием и распадом каких именно дефектов связаны наблюдаемые эффекты были проведены эксперименты по исследованию влияния УФ облучения на форму спектров поглощения образцов активного волокна, легированного эрбием с добавкой алюминия. Это исследование подробно описано в статье [4], здесь же представлены последние результаты этой работы.

В качестве экспериментальных образцов были использованы отрезки активного волокна с сердцевиной, легированной эрбием в концентрации $3,74 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Профиль показателя преломления сердцевины был сформирован в основном за счёт присутствия в сетке стекла оксида алюминия. Исследовались образцы световода как прошедшие, так и не прошедшие предварительное насыщение молекулярным водородом. Равновесная концентрация водорода в области сердцевины волокна составляла $1,04 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Облучение образцов проводилось с боку волокна с помощью эксимерного ArF-лазера, генерирующего импульсное излучение на длине волны 193 нм длительностью ~ 20 нс и частотой повторения 10 Гц. Плотность энергии в импульсе в области облучения составила $\sim 150 \text{ мДж/см}^2$. После УФ облучения ряд образцов был подвергнут дополнительному экспонированию излучением полупроводникового лазера с волоконным выходом на длине волны 976 нм. Время экспонирования составило 5 минут при вводимой в сердцевину волокна мощности излучения 100 мВт.

В результате проведения эксперимента была исследована зависимость величины наведённых потерь от дозы УФ облучения, а также изменение их формы после экспонирования на 976 нм (рис. 2). На рис. 2 а) и б) показано как растёт величина наведённого поглощения в зависимости от дозы УФ облучения для насыщенного б) и не насыщенного а) водородом волокна. Также на рисунках показано

как изменяется форма спектров наведённого поглощения через 20 минут «релаксации» облучённого волокна при комнатной температуре, и после облучения на длине волны 976 нм.

Наблюдаемые в спектрах поглощения интенсивные и узкие провалы с энергиями 2,35 эВ и 3,26 эВ обусловлены практически нулевым сигналом в спектрах пропускания на соответствующих длинах волн. Эти особенности спектров пропускания связаны с резонансными переходами ионов Er^{3+} в сетке кварцевого стекла ${}^2\text{H}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ и ${}^4\text{G}_{11/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$. На рис. 2 с) и d) более крупным планом показаны аналогичные спектры УФ-наведённых потерь в ИК области, где происходит поглощение излучения накачки на длине волны 976 нм (1,27 эВ) и усиление сигнала на 1550 нм (0,8 эВ).

Лазерное УФ облучение на длине волны 193 нм кварцевого стекла с добавкой Al_2O_3 приводит к формированию точечных дефектов: алюминиевые кислородно – дырочные центры (Al-ОНС 2,3 и 3,2 эВ), алюминиевые E'-центры (AlE' 4,1 эВ) и кремниевые E'-центры (SiE' 5,5 эВ). Из-за высокого поглощения в УФ части спектра диапазон измерений был ограничен длиной волны 340 нм, соответственно корректно учтены были лишь полосы поглощения центров Al-ОНС.

Следует обратить внимание, что под воздействием облучения на 976 нм интенсивность пика наведённого поглощения на 3,2 эВ в образце, насыщенном водородом, спадает практически до нуля. Анализ показывает, что наибольшее влияние на форму спектров оказывает вклад коротковолнового края полосы поглощения центров AlE', имеющей максимум на 4,1 эВ. Эта же полоса поглощения претерпевает и максимальный распад во время облучения на длине волны 976 нм. Полоса поглощения Al-ОНС центров с максимумом 2,3 эВ хорошо различима в спектрах поглощения образцов световода, облученных без предварительного насыщения H_2 (рис. 2а). Вторая полоса поглощения Al-ОНС центров, имеющая максимум на 3,2 эВ, сильно перекрывается соседними с ней полосами 2,3 и 4,1 эВ.

Следует обратить внимание на кажущееся несоответствие между правой частью графика рис. 1 и рис. 2. Действительно, в волокне с водородом (рис. 2b, d) при экспонировании на 976 нм наблюдается более существенный распад УФ наведённого в видимой и УФ области поглощения, чем в волокне без водорода (рис. 2а, с). При этом восстановление усиления в волокне с водородом (правая часть рис. 1) происходит до существенно меньшей величины, чем в волокне без водорода. Чтобы понять причину видимого несоответствия следует внимательно взглянуть на рис. 2с и 2d. Видно, что в левой части рис. 2d на графике для облучённого на 976 нм волокна наблюдается коротковолновый край некоего пика поглощения, максимум которого расположен в длинноволновой области, за пределами разрешающей способности наших спектрометров. Данный пик не наблюдается на рис. 2с, что означает его несомненную связь с присутствием водорода в сетке стекла в процессе его УФ облучения. Уровень остаточного поглощения на длине волны 1550 нм для волокна с водородом оказывается заметно выше, чем для волокна без водорода, что и объясняет эффекты, наблюдаемые в правой части рис. 2. Природу наблюдаемого в длинноволновой области спектра пика наведённого поглощения ещё предстоит установить в будущих работах.

Литература

1. Smirnov A.M. et al, *ACS Photonics* **5**, 5038-5046 (2018)
2. Butov O.V. et al, *JOSA B* **34**, A43-A48 (2017)
3. Bazakutsa A.P. et al, *JOSA B* **36**, 2579-2586 (2019)
4. Bazakutsa A.P. et al, *Optical Materials Express* **10**, 2669-2678 (2020)

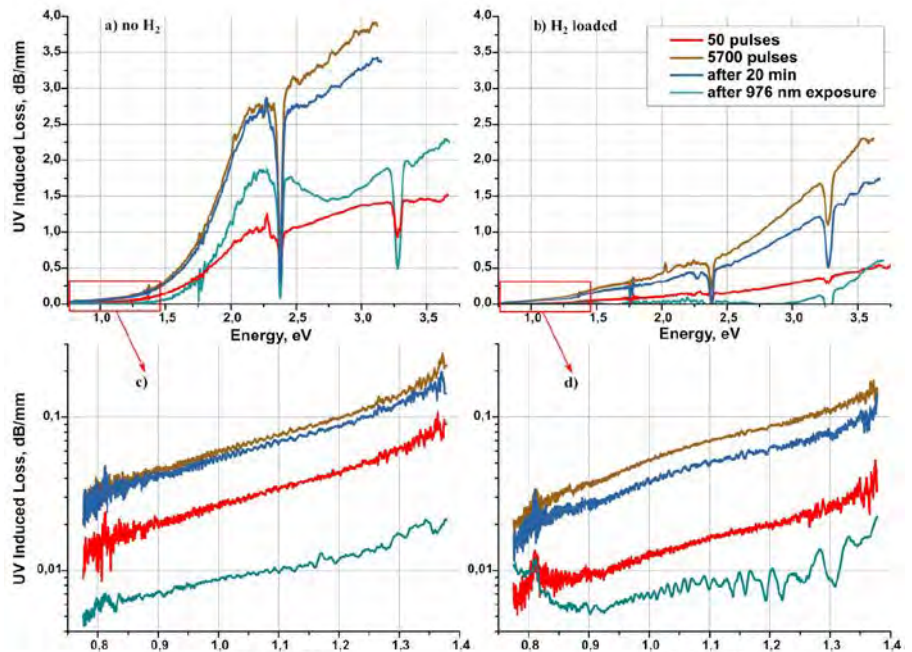


Рис. 2. УФ наведённое поглощение в УФ, видимой и ближней ИК области спектра в насыщенных (b, d) и не насыщенных (a, c) водородом образцах в зависимости от дозы УФ облучения, а также через 20 минут после облучения и после дополнительного экспонирования на 976 нм

СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ГАНТЕЛЕВИДНОМ ЭРБИЕВОМ ЛАЗЕРЕ

Зверев А.Д.^{1,2*}, Камынин В.А.², Цветков В.Б.²

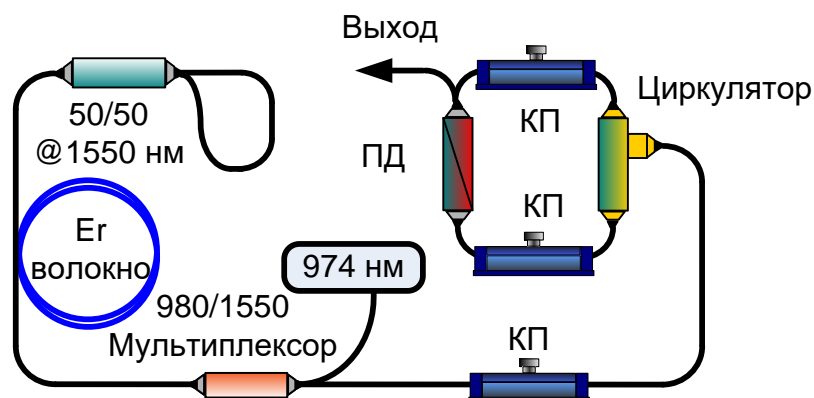
¹МГУ имени М.В.Ломоносова, Россия

²Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук, Россия

*E-mail: izverevad@gmail.com

Волоконные лазеры, работающие в режиме пассивной синхронизации мод, широко используются, как источники ультракоротких импульсов (УКИ) [1]. Различные режимы генерации УКИ применяются в спектроскопии высокого разрешения [2], оптической связи [3], когерентной томографии [4], атомных часах [5]. Пакеты УКИ часто используют для микро-обработки материалов [6]. Существует несколько способов получения пассивной синхронизации мод в волоконных лазерах. Из них: использование эффекта нелинейного вращения плоскости поляризации (НВП), применение в резонаторах насыщающихся поглотителей. При создании волоконных лазеров, работающих в диапазоне длин волн около 1.55 мкм, используют эрбиевые, эрбий-итербиевые волокна.

В представленной работе проводилось исследование режимов генерации гантелевидного эрбиевого лазера, работающего в режиме пассивной синхронизации мод за счет эффекта НВП. Схема лазера изображена на рис. 1.



**Рис. 1. Схема волоконного эрбиевого лазера. ПД – поляризационный делитель;
КП – контроллеры поляризации**

Оптический разветвитель (каплер) 50/50, замкнутый с одной из сторон, является сильно отражающим зеркалом. Роль второго, частично прозрачного зеркала играет оптический циркулятор с соединенными через поляризационный делитель первым и третьим каналами (излучение в циркуляторе распространяется из первого канала во второй и из второго в третий). Излучение из резонатора выводится через поляризационный делитель, следовательно коэффициент отражения второго зеркала зависит от поляризации света в нем. Для возможности её изменения, в схеме присутствуют три контроллера поляризации (КП). Накачка трех метров эрбиевого волокна осуществляется лазерным диодом на длине волны 974 нм. Синхронизации мод возникает за счет эффекта нелинейного вращения плоскости поляризации. Добротность резонатора из-за наличия в нем поляризационного делителя, изменялась с помощью контроллеров поляризации. Из-за различных соотношений добротности резонатора и поляризации излучения в резонаторе, необходимой для возникновения пассивной синхронизации мод, возможно получение различных режимов генерации ультракоротких импульсов. Отличительной особенностью данной схемы является наличие линейной части резонатора, в которую помещено активное волокно, из-за этого можно использовать уменьшенную длину активного волокна по сравнению с обычной кольцевой схемой [1], так как во время одного прохода резонатора импульсы дважды проходят активную часть.

Было зафиксировано несколько стабильных режимов генерации в зависимости от положений контроллеров поляризации. Так при мощности накачки 48 мВт был получен режим одноимпульсной синхронизации мод (в резонаторе распространяется один импульс). Мощность излучения в данном случае была равна 5 мВт. Временные характеристики и спектр излучения изображены на рис. 2 (а) и (б) соответственно. Изменив положение контроллера поляризации, при мощности накачки 27 мВт, был получен режим генерации троек импульсов (рис. 2 (в)), с эквидистантным по времени расстоянием между импульсами равным 20 нс. Средняя мощность выходного излучения в данном случае была равна 2.3 мВт. Спектральные характеристики излучения изображены на рис. 2 (г). Дополнительно изменяя положения контроллеров поляризации при мощности накачки равной 190 мВт, был получен режим генерации пакетов УКИ (средняя мощность 12 мВт). Внутри пакета период следования импульсов не превышал 2 нс, временное расстояние между пакетами было равно 20 нс (рис. 2 (д)). Спектр излучения представлен на рис. 2 (е).

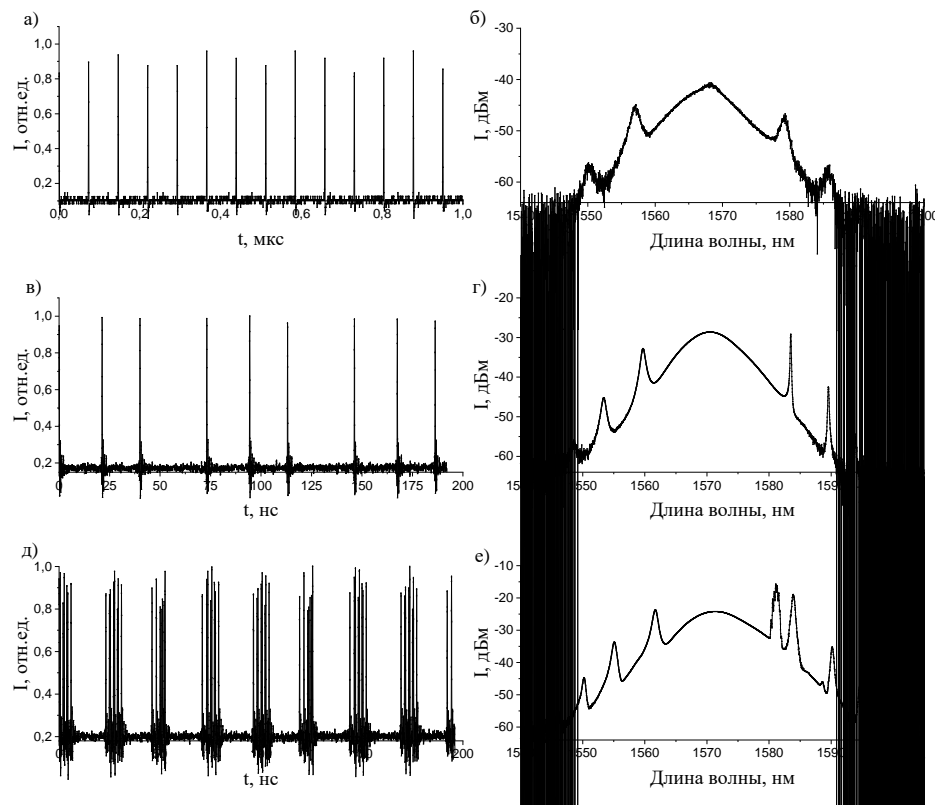


Рис. 2. Временные и спектральные характеристики излучения в различных режимах генерации. (а), (б) – Одноимпульсная генерация; (в), (г) – генерация троек импульсов; (д), (е) – пакетная генерация

Таким образом, в нашей работе удалось исследовать различные режимы генерации УКИ в эрбиевом волоконном лазере с гантелевидным резонатором и переменной добротностью.

Работа выполнена на базе Научного центра мирового уровня «Фотоника» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 075-15-2020-912).

Литература

1. Kobtsev S. et al, *Opt. Fiber Technol.* **20**(6), 615-620 (2014)
2. Potma E. et al, *Opt. Lett.* **27**(13), 1168-1170 (2002)
3. Sardesai H. et al, *J. Light. Technol.* **16**(11), 1953(1998)
4. Nishizawa N. et al, *Opt. Lett.* **29**(24), 2846-2848 (2004)
5. Udem T., Holzwarth R. & Hänsch T., *Nature* **416**(6877), 233-237(2002)
6. Obata K., Caballero-Lucas F. & Sugioka K., **16**(1), 19-23 (2021)

ПОЛНОСТЬЮ ВОЛОКОННЫЙ НЕОДИМОВЫЙ ЛАЗЕР С СОХРАНЕНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ, РАБОТАЮЩИЙ В РЕЖИМЕ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 905 НМ

**Мкртчян А.А.^{1*}, Гладуш Ю.Г.¹, Мелкумов М.А.², Хегай А.М.², Ситник К.А.¹,
Лагудакис П.Г.¹, Насибулин А.Г.¹**

¹Сколковский институт науки и технологии, г. Москва

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

*E-mail: aram.mkrtchyan@skoltech.ru

Развитие импульсных волоконных лазеров, излучающих в области ниже одного микрона, открывает перспективы для создания дешевых, компактных и надежных источников в качестве альтернативы существующим твердотельным лазерам, используемым для двухфотонной микроскопии, оптической когерентной томографии, лазерной спектроскопии, прецизионной метрологии, лидаров, квантовых линий связи, а также для генерации синего света на основе удвоения частоты [1–4]. В данной работе мы впервые продемонстрировали полностью волоконный неодимовый лазер, излучающий диссипативные солитоны в режиме синхронизации мод на длине волны 905 нм, на основе световодов с сохранением поляризации [5].

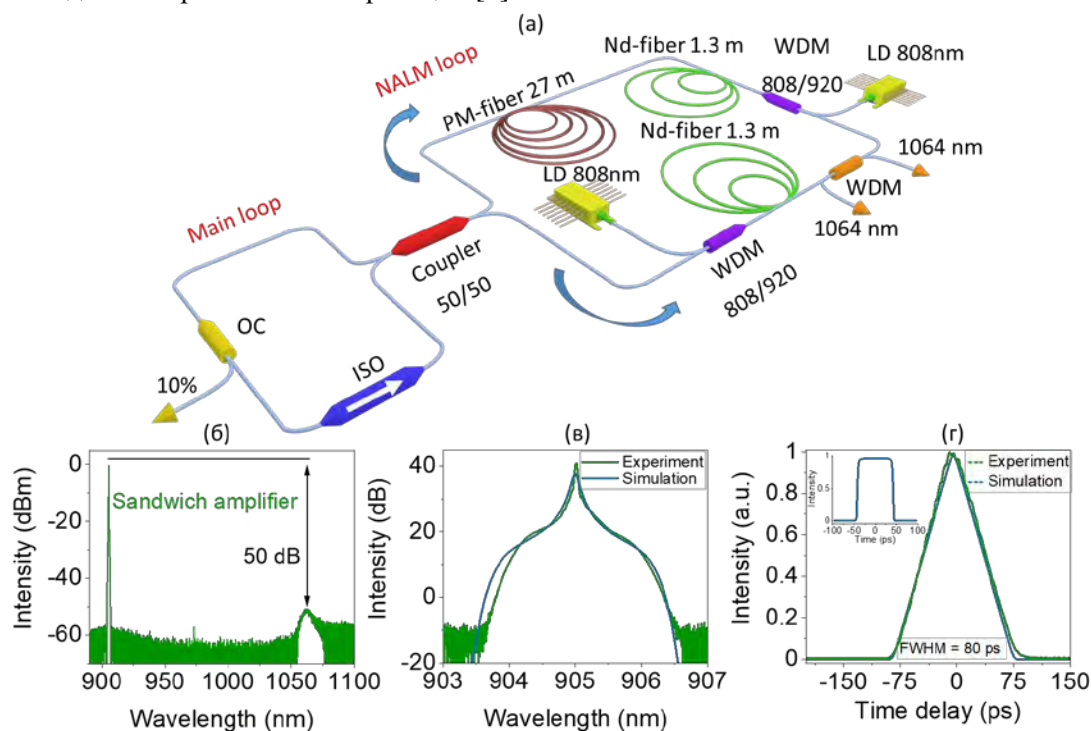


Рис. 1. а) Схема лазера с нелинейным усиливающим петлевым зеркалом; б) лазерное излучение на длине волны 905 нм, преобладающее 50 дБ над усиленным спонтанным излучением; в) измеренные (синие кривые) и численные (зеленые кривые) спектры и г) треугольные автокорреляционные функции излучаемых импульсов; вставка – прямоугольный профиль импульсов, полученных численным методом

Самостартующая генерация импульсов была получена в схеме лазера с нелинейным усиливающим петлевым зеркалом (NALM) (рис. 1.а). В качестве активной среды в резонаторе лазера использовалось стандартное волокно (single-clad) легированное неодимом. Для подавления доминирующего усиленного спонтанного излучения на длине волны 1064 нм, в петлевом зеркале использовалась последовательность элементов активное волокно - спектрально-селективный мультиплексор WDM 920/1064 - активное волокно. Такая схема с одним фильтрующим элементом позволила добиться преобладания лазерного излучения над паразитной эмиссией 50 дБ (рис. 1.б).

Полученные диссипативные солитоны прямоугольной формы имели энергию в диапазоне несколько нДж, спектральную ширину 30 пм и длительность $80 \div 430$ пс, линейно зависящую от мощности накачки (рис. 1.в, г и вставка).

В рамках данной работы мы провели численное моделирование и показали полное соответствие теоретических и экспериментальных результатов при большой нормальной дисперсии лазера, соответствующей режиму диссипативного солитонного резонанса [6,7]. Численное моделирование использовалось для восстановления ширины импульсов там, где она находилась за пределами окна автокоррелятора.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90233.

Литература

1. *G.Liu et al, Biophotonics 4, 34 (2011)*
2. *F.L.I. Ao and D. Marc, (Elsevier, 1988)*
3. *A.Fix et al, Appl. Phys. B 102, 905 (2011).*
4. *C.Bartolacci et al, Opt. Express 18, 5100 (2010)*
5. *A.A. Mkrtchyan et al, J. Light. Technol. 1 (2021).*
6. *P.Grelu and N.Akhmediev, Nat. Photonics 6, 84 (2012)*
7. *W.Chang et al, Phys. Rev. A 78, 023830 (2008)*

ОДНОРОДНОЕ УШИРЕНИЕ В ЭРБИЕВОМ ВОЛОКОННОМ ИЗЛУЧАТЕЛЕ

Моршнев С.К., Старостин Н.И., Пржиялковский Я.В., Сазонов А.И.

Институт радиотехники и электроники им.В.А.Котельникова РАН, г. Фрязино

ООО «НПЦ Профотек», г. Москва

**E-mail: morshnev@profotech.com*

Известно [1,2], что приемник с регулируемым разрешением $\delta\lambda$ по спектру может играть роль перестраиваемого спектрального фильтра шириной $\delta\lambda$. Изменяя разрешение $\delta\lambda$, мы можем выделять в спектре цуги с различными временами когерентности $\tau = \lambda^2 / (c \cdot \delta\lambda)$, где c – скорость света в вакууме, $\delta\lambda$ – ширина полосы пропускания фильтра, Увеличение ширины полосы $\delta\lambda$ пропускания фильтра ведет к сокращению времени когерентности τ цугов, принимаемых приемником. В качестве указанного приемника может выступать спектроанализатор Yokogawa AQ6370C, имеющий набор дискретных спектральных разрешений от $\delta\lambda = 0,02$ нм до $\delta\lambda = 2$ нм, позволяющий изменять время когерентности цугов на 2 порядка.

Пусть t_x (t_y) – время, за которое цуг, поляризованный вдоль оси x (оси y), проходит линию задержки (отрезок NiVi-волокна). Введя задержку по времени ($t_y - t_x$) между двумя ортогонально поляризованными цугами и организовав интерференцию между ними, получаем возможность по видности V интерференционной картины (ИК) контролировать степень перекрытия цугов. В простейшем случае равной амплитуды по всему цугу: $V \sim 1 - (t_y - t_x) / \tau$. ИК при этом наблюдают на том же спектральном анализаторе с разверткой по длинам волн. Функцию видности $V(\lambda)$ можно определять для конкретной длины волны λ_{cp} между длинами волн максимума и минимума в ИК в пределах спектра источника. При малой ширине полосы $\delta\lambda$ пропускания фильтра видность ИК по всему спектру источника будет иметь постоянное значение, определяющееся только перекрытием цугов. Если время когерентности τ определяется спектром пропускания фильтра, то увеличение ширины полосы $\delta\lambda$ фильтра ведет к сокращению времени когерентности τ , уменьшению перекрытия цугов и, следовательно, к уменьшению видности V , **одинаковой** по всему спектру источника.

В этой ситуации однородная структура спектра источника не проявляет себя, всё определяется спектральной шириной фильтра приемника.

Ширина спектра $\delta\lambda_0$ однородно уширенных линий источника также может ограничить время когерентности принимаемых цугов, если спектр фильтра станет шире спектра однородно уширенной линии. В этом случае время когерентности цуга определяется однородной шириной линии на данном участке спектра. Одна или несколько однородно уширенных линий будут определять видность ИК. Ясно, что на различных участках спектра различные однородно уширенные линии могут иметь различную ширину, что повлечет за собой различные значения видности $V(\lambda)$ для разных длин волн в пределах спектра источника.

В ситуации, когда спектр источника контролирует функцию видности $V(\lambda)$ по всему спектру, а ширина фильтра приемника $\delta\lambda$ всего лишь больше определенной величины $\delta\lambda_0$, можно утверждать, что $\delta\lambda_0$ является однородной шириной линии источника.

Одновременно, становится объяснимым ранее наблюдавшийся [3] феномен резкого уменьшения видности, когда $\delta\lambda > \delta\lambda_0$. При увеличении величины $\delta\lambda > \delta\lambda_0$ в полосу пропускания приемника попадает более чем одна однородно уширенная линия с другим значением резонансной частоты. В результате интерференции мы получим две или более ИК сдвинутых по частоте друг относительно друга. Это приводит к уменьшению видности суммарной ИК. Таким образом, мы получаем дополнительный механизм уменьшения видности, обнаруженный в работе [3]. Величину $\delta\lambda$, при которой возникает эта зависимость, резонно представить как ширину $\delta\lambda_0$ однородно уширенной линии источника.

Из анализа рис.1 видно, что до ширины фильтра $\delta\lambda = 0,5$ нм видность ИК по спектру была постоянной величиной и уменьшалась из-за сокращения перекрытия интерферирующих цугов.

Начиная с $\delta\lambda > 0,5$ нм налицо спектральная зависимость видности от длины волны в границах неоднородного спектра эрбиевого источника. На краях спектра видность улучшается из-за ограничения $\delta\lambda$ краями спектра [4].

Видность $V(\lambda)$ рассчитывали по экспериментальной ИК подбором четырех параметров, на практике почти независимых друг от друга: A – амплитуда, задающая масштаб ИК, V – видность, от которой сильно зависят значения минимальной интенсивности ИК, L_b – длина биений встроенного двойного лучепреломления, от которой существенно зависят расстояния (в длинах волн) между минимумами и максимумами ИК и ϕ_0 – начальная фаза, сдвигающая при подборе всю ИК, как целое. При подборе добивались совпадения с экспериментом не менее пяти периодов ИК в окрестности заданной длины волны.

Исследования позволяют оценить время когерентности цуга источника $\tau = 1,6 \cdot 10^{-11}$ с и длину цуга $4,8$ мм $\gg \lambda$ в вакууме.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН.

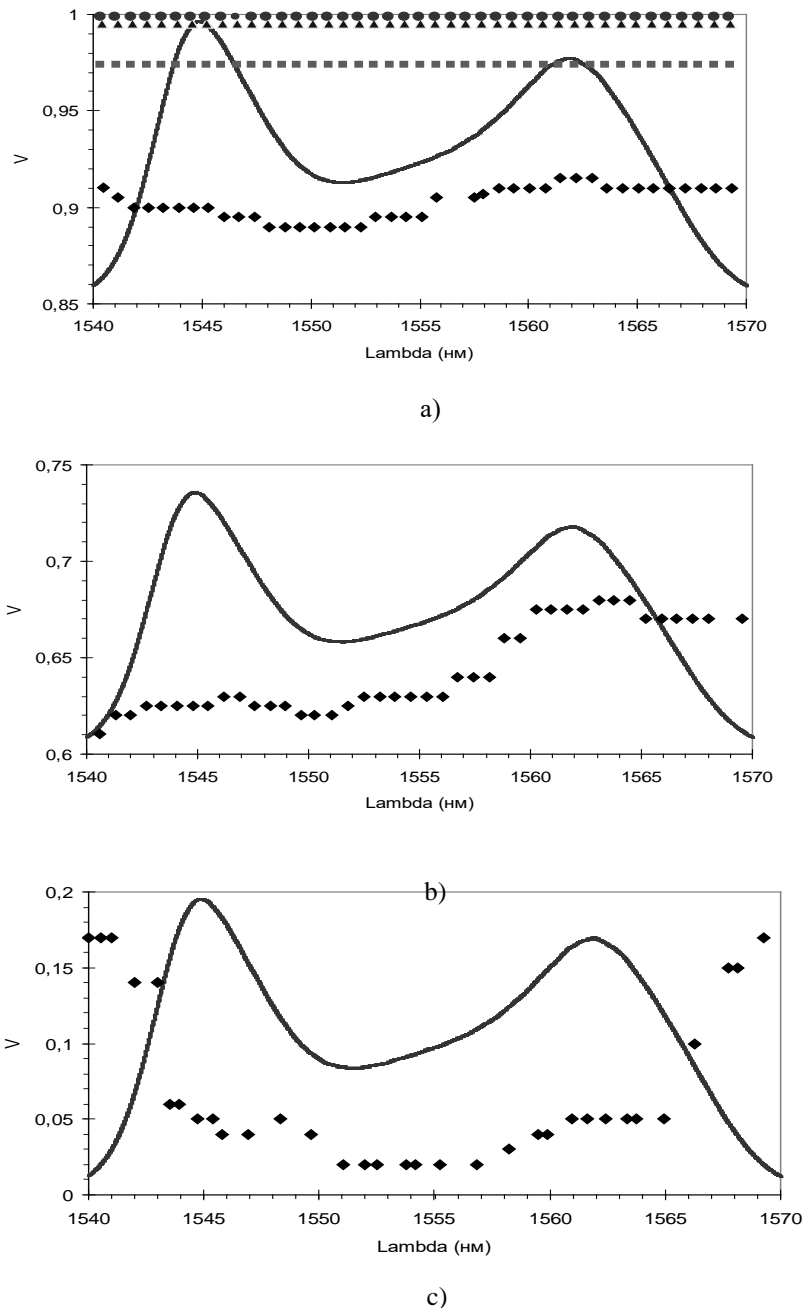


Рис.1. Видность по спектру. а) кружочки – $\delta\lambda = 0,05$ нм; треугольники – $\delta\lambda = 0,1$ нм; квадратики – $\delta\lambda = 0,2$ нм; ромбики – $\delta\lambda = 0,5$ нм; б) ромбики – $\delta\lambda = 1,0$ нм; в) ромбики – $\delta\lambda = 2,0$ нм

Литература

1. Мандель Л., Вольф Э., «Оптическая когерентность и квантовая оптика», М., Физматлит, (2000)
2. Mandel L., Wolf E., Proc. Phys. Soc., **80**, 894, (1962)
3. Моршнев С.К., Губин В.П. и др., Фотон-экспресс, № 6 (158), 38-39, (2019)
4. Моршнев С.К., Старостин Н.И. и др., Квантовая электроника, **59**, 904-909, (2020)

ОПТИЧЕСКИЕ ВИХРИ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СВЕТОВОДАХ

Прямиков А.Д.

Институт Общей Физики РАН, г. Москва

*E-mail: pryamikov@fo.gpi.ru

Исследования оптических свойств микроструктурированных световодов (МС) насчитывают уже свыше двух десятков лет. Уникальные свойства этих световодов позволили создать множество новых оптических устройств, исследовать новые явления нелинейной волоконной оптики, а также нашли широкое применение во многих смежных областях науки и технологии. В настоящее время считается, что локализация света в МС различных типов происходит за счет нескольких физических механизмов [1], которые отличаются от механизма локализации света в обычных световодах, передающих излучение за счет явления полного внутреннего отражения. Исключения составляют дырчатые твердотельные фотонно-кристаллические световоды, в которых механизм локализации излучения в сердцевине связан с модифицированным явлением полного внутреннего отражения [2]. В данном докладе предлагается осветить теоретические и экспериментальные исследования, посвященные оптическим свойствам мод с орбитальным угловым моментом (ОУМ), а также вихревые явления, возникающие в векторе Пойнтинга вытекающих собственных мод МС, изготовленных из кварцевого стекла. В качестве примера МС, позволяющего получать моды с ОУМ, можно привести твердотельный дырчатый световод с воздушным отверстием в сердцевине [3] и полый световод со специальной кольцевой структурой в сердцевине [4]. Другим важным направлением в изучении оптических вихрей в МС, являются сингулярности, возникающие в векторе Пойнтинга мод МС (Рис. 1) [5].

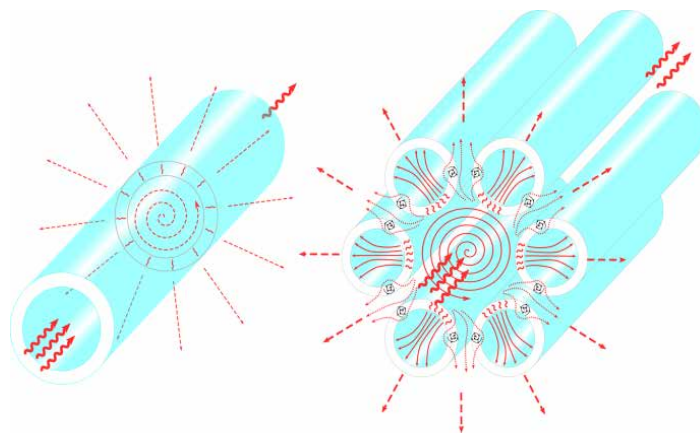


Рис. 1. Схематический рисунок, демонстрирующий вихревой механизм вытекания энергии мод поллой сердцевины двух типов световодов. (левый рисунок) Схема поведения вектора Пойнтинга моды поллой сердцевины в капилляре, волнистые стрелки обозначают направление движения энергии моды в аксиальном направлении. Потери моды поллой сердцевины определяются поведением поперечной компоненты вектора Пойнтинга, силовые линии которой показаны пунктирными красными линиями. Силовые линии поперечной компоненты вектора Пойнтинга моды поллой сердцевины раскручиваются в форме спирали из точки осевой сингулярности, образуя вихрь, и преломляются на границе капилляра, уходя в окружающее пространство. (правый рисунок) Схема поведения вектора Пойнтинга моды поллой сердцевины для полого МС, обозначения для компонент вектора Пойнтинга моды поллой сердцевины те же, что и для случая капилляра. В отличие от него, вихри в поперечной компоненте вектора Пойнтинга возникают не только на оси световода, но и в его оболочке, что приводит к значительному усложнению поведения этой компоненты и к понижению уровня потерь в световоде

Механизм локализации света в полном МС с оболочкой, состоящей из капилляров [6], до конца пока не понят до сих пор, некоторые научные группы, работающие в этой области, считают что локализация света в нем связана с антирезонансным режимом отражения света от стенок капилляров оболочки [7], есть также мнение, что эффективная локализация излучения в них связана с inhibited coupling mechanism [8], наша группа полагает, что эффективная локализация света в полых МС такого

типа, связана с вихревыми явлениями в полях мод и в векторе Пойнтинга мод поллой сердцевины [5]. По нашему мнению, вихревая структура полей мод поллой сердцевины позволяет моде сердцевины иметь минимальное значение интеграла перекрытия с модами оболочки (Рис. 1).

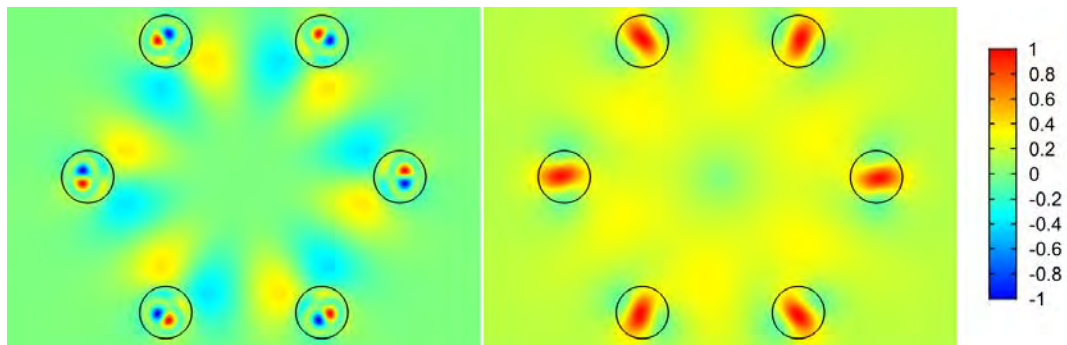


Рис. 2. Распределение радиальной компоненты поперечной составляющей вектора Пойнтинга основной моды сердцевины твердотельного МС на основе фотонных запрещенных зон (расстояние между центрами стержней 12 мкм, показатель преломления стержней на 0.05 выше показателя окружающей стеклянной матрицы, отношение диаметра стержней к расстоянию между их центрами 0.33) для двух длин волн $\lambda = 1$ мкм (левый рисунок) и $\lambda = 1.5$ мкм (правый рисунок). Как видно радиальная компонента вектора Пойнтинга может иметь противоположные знаки в областях образования вихрей, при этом потери для распределения на левом рисунке на 3 порядка ниже, чем для распределения на правом рисунке

Аналогичные вихревые явления в поперечной составляющей вектора Пойнтинга вытекающих мод сердцевины можно наблюдать и в случае твердотельных МС на основе фотонных запрещенных зон (Рис. 2). Образование оптических вихрей той или иной конфигурации в оболочке МС позволяет радикально снизить потери в определенном спектральном интервале при заданных геометрических параметрах световода или в определенном интервале геометрических параметров световода при фиксированной длине волны [5].

В случае полых МС проблема понижения потерь за счет нахождения определенной конфигурации оптических вихрей в поперечной составляющей вектора Пойнтинга мод поллой сердцевины имеет важнейшее практическое значение. На сегодняшний день в полых МС уже был продемонстрирован уровень потерь ниже 0,65 дБ/км [9] в области длин волн 1,55 мкм; в 2020 году уровень потерь достиг значения 0,28 дБ/км [10]. Таким образом, поиск геометрических структур полых МС на основе вихревого подхода, позволяющих кардинально снизить полные потери, является крайне востребованным направлением. Кроме этого, интересна проблема, связанная с распространением мод с ОУМ в поллой сердцевине и применения этих мод в телекоммуникациях [11]. Все вышеперечисленные факты, говорят о том, что изучение оптических вихрей в полях и потоках мод МС различных типов является перспективным направлением исследований в современной волоконной оптике.

Литература

1. Russell P. St., *J. Lightwave Technology* **24**, 4729 - 4749 (2006)
2. *Basics of photonic crystal fibers. In: Photonic Crystal Fibers. Materials Science*, **102**. Springer (2007)
3. Tandje A. et al, *Opt. Lett.* **44**, 1611-1614 (2019)
4. Tu J. et al, *Opt. Express* **27**, 20358 – 20372 (2019)
5. Pryamikov A., *Sci. Reports* **10:2507** (2020)
6. Pryamikov A. et al, *Opt. Express* **19**, 1441-1448 (2011)
7. Ni W., *Photonics* **8**, 128 (2021)
8. Benabid F., *Proc. SPIE 8994, Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures IV*, 89940A (2014)
9. *Laser Focus World*, November 19th (2019)
10. Jasion G.T., *OFC 2020, paper Th4B.4 (Optical Society of America, 2020)*
11. Willner A., *Optics&Photonics news*, 2021, *OAM Light for Communications* (2021)

ВИХРЕВЫЕ ПУЧКИ В ВОЛОКНАХ И СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Кундикова Н.Д.*

*Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург
Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск*

**E-mail: kundikovand@susu.ru*

Вихревые пучки, обладающие внутренним орбитальным угловым моментом, привлекают внимание исследователей своими свойствами, которые можно использовать как в прикладных целях, так и для понимания процессов распространения света и его взаимодействия с веществом [1]. Вихревые пучки используются для зондирования атмосферы [2], для манипулирования микрообъектами [3,4], для передачи информации [5].

Свет на входе в оптическое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления, в котором распространяется излучение, можно представить как совокупность четырех типов циркулярно поляризованных вихревых мод с разными топологическими зарядами m , две право циркулярно поляризованные с разными знаками топологического заряда m

$$\mathbf{e}_{m,N}(r, \varphi) = (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y) \exp(\pm im\varphi) F_{m,N}(r)$$

и две лево циркулярно поляризованные, также с разными знаками топологического заряда m

$$\mathbf{e}_{m,N}(r, \varphi) = (\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y) \exp(\pm im\varphi) F_{m,N}(r).$$

Моды с одинаковым топологическим зарядом имеют свои скорости распространения, одинаковые для мод с разным знаком топологического заряда. Единственное исключение составляют моды с единичным положительным и отрицательным топологическим зарядом – в процессе распространения происходит перераспределение интенсивности между этими модами, на определенных длинах волокна интенсивность одной из мод зануляется. Такое перераспределение интенсивности позволило из излучения, распространяющегося в многомодовом волокне, выделить одну единственную моду с переключаемым знаком топологического заряда [6].

На Рис. 1 представлено распределение интенсивности в поперечном сечении мод с $m = \pm 1$ и $N = 1, 2$.

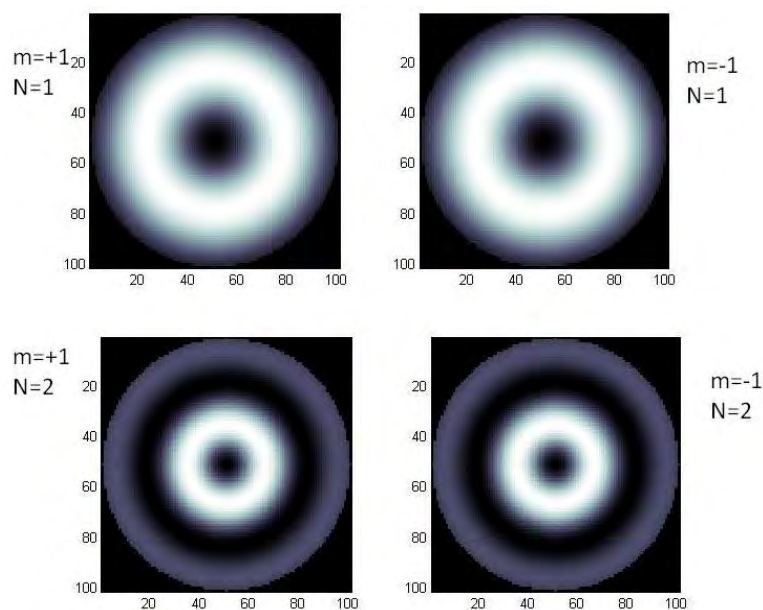


Рис.1. Распределение интенсивности в поперечном сечении мод с $m = \pm 1$ и $N = 1, 2$

Из Рис. 1 видно, что знак топологического заряда не влияет на распределение интенсивности в поперечном сечении моды, а увеличение радиального индекса $N = 1, 2$ приводит к уменьшению

радиуса первого кольца и появлению более слабого по интенсивности второго кольца. Определить знак топологического заряда можно по интерференционной картине вихревого пучка с пучком Гаусса. Если у интерферирующих пучков разная кривизна волнового фронта, то интерференционная картина имеет вид спирали, причем именно направление раскручивания спирали определяет знак топологического заряда.

При распространении в волокне все моды с $m \neq \pm 1$ сохраняют циркулярную поляризацию, а каждая из мод с $m = \pm 1$ имеет свою поляризацию. На Рис. 2 представлено распределение поляризации в поперечном распределении интенсивности мод с $m = \pm 1$ и $N = 1$.

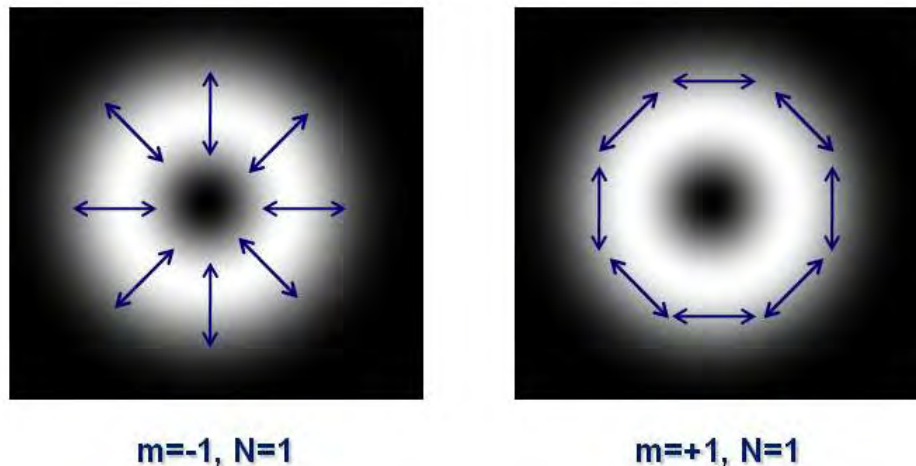


Рис. 2 Распределение поляризации в поперечном распределении интенсивности мод с $m = \pm 1$ и $N = 1$

Из Рис. 2 видно, что поляризация носит неоднородный характер, в одном случае вектор электрического поля направлен по радиусу, а в другом – перпендикулярно радиусу. Именно эти моды можно использовать для получения световых пучков с неоднородно распределенным состоянием поляризации в сечении пучка. Такие световые пучки были получены в интерференционной схеме, причем в плечах интерферометра свет распространялся через волокна со ступенчатым профилем показателя преломления.

Вихревые моды в оптическом многомодовом волокне можно использовать для передачи информации, для этого необходимо контролируемо возбуждать моды, а также разделять их на выходе из волокна [7,8].

Таким образом, вихревые моды в оптическом волокне можно использовать и в самом волокне, например, для передачи информации, и для генерации вихревых мод, распространяющихся в свободном пространстве.

Литература

1. Khonina S.N. et al, *Micromachines* **11**, 1–27 (2020)
2. Bao-Suan C. et al, *Chinese Phys. B*, **18**, 1033–1039 (2009)
3. Andrade U.M.S. et al, *Appl. Opt.*, **60**, 3422–3429 (2021)
4. Park J. et al, *Sci. Rep.*, **11**, 12690 (2021)
5. Yuan Y. et al, *Sci. Rep.*, **7**, 42276 (2017)
6. Дарим М.Я. и др., *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 107, 1464–1472 (1995)
7. Bolshakov M.V. et al, *Opt. Commun.*, vol. **365**, 1–6 (2016)
8. Manuylovich E.S. et al, *Nat. Commun.*, **11**, 5507 (2020)

ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С ПОЛОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ: ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Гладышев А.В.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

*E-mail: alexglad@fo.gpi.ru

Волоконные световоды, создаваемые на основе кварцевого стекла, стали неотъемлемой частью нашей жизни. Кварцевые световоды составляют основу современных линий связи, используются для создания волоконно-оптических датчиков и волоконных лазеров, нашедших многочисленные применения от обработки материалов до биомедицины.

Вместе с тем, кварцевое стекло как материал сердцевины световода накладывает фундаментальные ограничения на такие параметры световодов как минимально возможные оптические потери, рабочий спектральный диапазон, оптическая прочность и др.

Создание световодов с поллой сердцевинной (СПС) открыло новые возможности для обхода указанных ограничений [1, 2]. Исключительно сильная локализация излучения в поллой сердцевине стала возможной с появлением СПС с отрицательной кривизной поверхности сердцевина-оболочка [3-6], в которых доля оптической мощности в оболочке световода составляет менее 10^{-5} . Одним из наиболее перспективных типов таких световодов являются револьверные световоды (РС) (Рис.1) [7].

Минимальные оптические потери, полученные за последний год в кварцевых РС, составляют 0,22 [8] и 0,28 дБ/км [9] на длинах волн 1625 и 1550 нм, соответственно, что очень близко к пределу в современных телекоммуникационных световодах (~ 0.15 дБ/км, $\lambda = 1550$ нм). Однако, благодаря поллой сердцевине, в РС существенно подавлены такие фундаментальные механизмы оптических потерь как рэлеевское рассеяние, электронное и фононное поглощение, которые являются ограничивающими факторами в световодах с твердотельной сердцевинной. Таким образом, револьверные световоды допускают дальнейшее снижение оптических потерь и рассматриваются как перспективные для следующего поколения волоконно-оптических линий связи.

Высокая радиационная стойкость является еще одним важным преимуществом револьверных световодов. На сегодняшний день в кварцевых РС экспериментально продемонстрирована передача ультрафиолетового излучения [10, 11], при этом пропускание световода не деградирует со временем, несмотря на высокую энергию в импульсе излучения (до 160 мкДж, $\tau = 20$ пс, $\lambda = 355$ нм, [11]). В спектральной области около $\lambda = 1$ мкм, в которой имеются коммерчески доступные неодимовые и иттербиевые лазеры, в поллых световодах продемонстрирована передача фемтосекундных импульсов с энергией ~ 1 мДж и интенсивностью $\sim 10^{14}$ Вт/см² [12]. На сегодняшний день идет практическое внедрение СПС для доставки высокоинтенсивного излучения и обработки материалов.

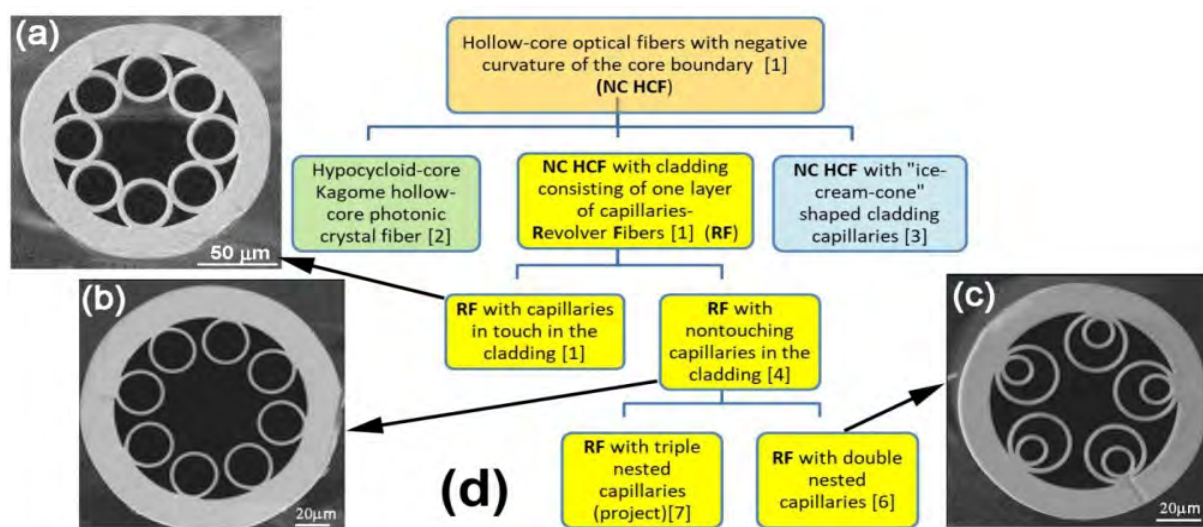


Рис.1. (a)-(c) Микрофотографии поперечного сечения револьверных световодов. (d) Семейство поллых световодов с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка (рисунок взят из статьи [7])



Рис.2. Типичная односторонняя схема газовых волоконных лазеров

Локализация высокоинтенсивного излучения в сердцевине малого диаметра на протяжении большой длины СПС делает такие световоды идеальным объектом исследований в нелинейной оптике. При этом роль активной среды играет газ, заполняющий полую сердцевину. При накачке РС, заполненных благородными газами, фемтосекундными импульсами на длине волны 1 мкм, продемонстрирована эффективная генерация УФ излучения в диапазоне 100–500 нм [13]. Кроме того, в режиме генерации высоких гармоник достигнута генерация в вакуумном УФ диапазоне вплоть до длины волны 20 нм [14].

Заполнение полых световодов дипольно-активными или комбинационно-активными газами привело к созданию газовых волоконных лазеров (ГВЛ). Даже в односторонней безрезонаторной схеме (рис. 2) ГВЛ эффективно генерируют излучение среднего ИК диапазона (до ~5 мкм). На сегодняшний день в среднем ИК продемонстрированы как непрерывные ГВЛ [15], так и импульсные ГВЛ, генерирующие наносекундные [16] и фемтосекундные импульсы [17, 18].

Благодаря уникальному сочетанию нелинейных и дисперсионных свойств, которые к тому же могут регулироваться путем изменения давления или состава газа в полую сердцевину, СПС оказались удобным и эффективным средством для нелинейного уширения спектра и сжатия длительности фемтосекундных импульсов. Показано [19], что импульсы длительностью ~300 фс, которая типична для коммерческих иттербиевых лазеров, могут быть сжаты до длительностей ~3,8 фс, что близко к одному периоду осцилляций электромагнитного поля на длине волны 1030 нм.

Таким образом, световоды с полую сердцевинной позволили существенно расширить область применения световодов, изготавливаемых на основе кварцевого стекла. Перспективные применения полых световодов охватывают такие направления как волоконно-оптическая связь, транспортировка высокоинтенсивного излучения, транспортировка и генерация излучения в широком спектральном диапазоне от ~100 до 5000 нм. Источники излучения на основе полых световодов, несомненно, найдут широкое применение в различных областях от обработки материалов до биомедицины.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №19-12-00361.

Литература

1. R.F. Cregan et al., *Science* **285**, 1537 (1999)
2. F.Benabid et al., *Science* **298**, 399 (2002)
3. Y.Y.Wang et al., *Opt. Lett.* **36**, 669 (2011)
4. A.D.Pryamikov et al., *Opt. Express* **19**, 1441 (2011)
5. F.Yu et al., *Opt. Express*, **20**, 11153 (2012)
6. A.N.Kolyadin et al., *Opt. Express* **21**, 9514 (2013)
7. I.A.Bufetov et al., *Fibers* **6**, 39 (2018)
8. F.Poletti et al., in *OFC (2021)*, postdeadline paper F3A.4
9. G.T.Jasion et al., in *OFC Conference (2020)*, p. Th4B.4
10. F.Yu et al., *Opt. Express* **26**, 10879 (2018)
11. S.-F.Gao et al., *Opt. Lett.* **43**, 1347 (2018)
12. B.Debord et al., *Opt. Express*, **22**, 10735 (2014)
13. F.Köttig et al., *Optica* **4**, 1272-1276 (2017)
14. F.Wiegandt et al., *Optica* **6**, 442-447 (2019)
15. M.Xu, et al., *IEEE JSTQE*, **24**(3), 0902308 (2018) (1W CW 3.1 μm)
16. M.Astapovich et al., *IEEE Photonic. Tech. Lett.*, **31**, 78 (2019)
17. S.Loranger et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **37**, 3550-3556 (2020)
18. A.Gladyshev et al., *Opt. Mater. Express*, **10**, 3081-3089 (2020)
19. F.Köttig et al., *Opt. Express* **28**, 9099 (2020)

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПОЛЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Буфетов И.А., Колядин А.Н., Яценко Ю.П., Косолапов А.Ф.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

*E-mail: iabuf@fo.gpi.ru

Волоконные световоды с поллой сердцевиной (ВСПС) наиболее устойчивы к воздействию высоких интенсивностей лазерного излучения по сравнению с другими типами световодов. Но при достаточно высоких интенсивностях излучения, передаваемого по волоконному световоду, в световоде любого типа (в том числе и в ВСПС [1]) может формироваться плазма (оптический разряд, ОР), что в результате приводит к потере световодом волноводных свойств. Более того, ОР имеет свойство после возникновения перемещаться в направлении источника излучения, что приводит в результате к разрушению световодов на больших длинах (т.н. fiber-fuse эффект [2]). Измерение спектров излучения плазмы ОР позволяет продвинуться в понимании вовлеченных в данное явление физических процессов.

Спектральные свойства излучения ОР изменяются в зависимости от условий его наблюдения. На Рис. 1 представлены спектры излучения ОР, наблюдавшихся в двух значительно отличающихся экспериментах. На Рис. 1а представлен спектр ОР в воздухе атмосферного давления в свободном пространстве (построен по данным работы [3]). На Рис. 1б – спектр свечения оптического разряда в стандартном одномодовом волоконном световоде на основе кварцевого стекла [4]. Справа на Рис.1 (с и d) представлены фотографии соответствующих плазменных образований.

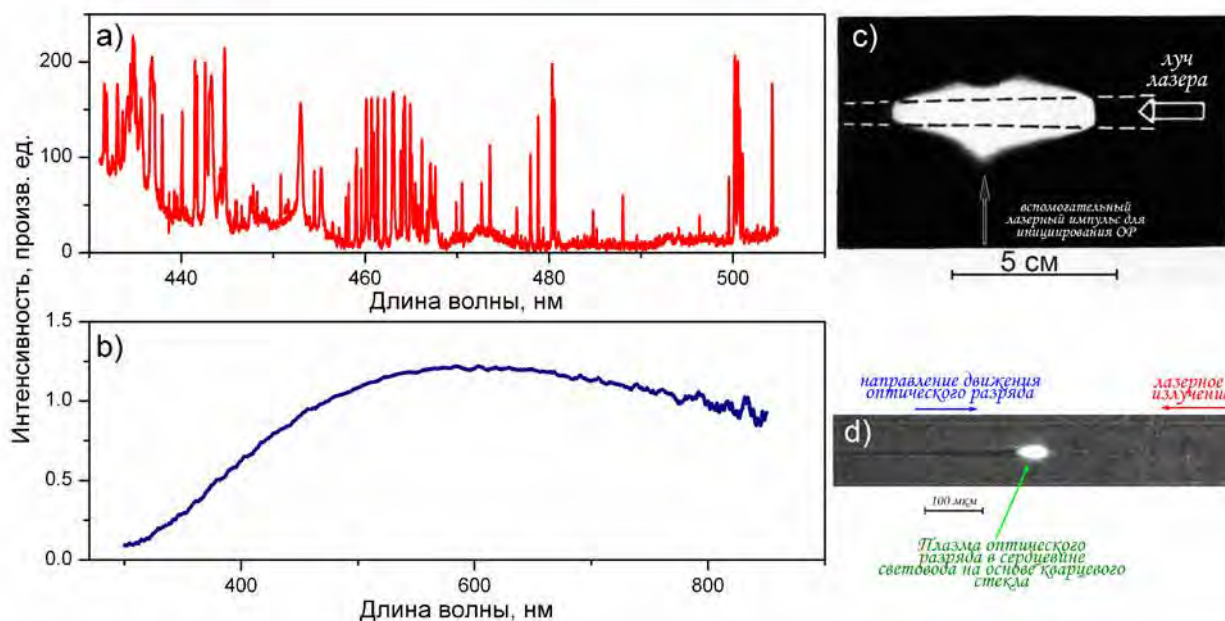


Рис.1. Спектры собственного свечения плазмы оптического разряда а) в воздухе атмосферного давления, разряд поддерживается излучением квазинепрерывного неодимового лазера мощностью в 5-мс импульсе около 1 МВт (с) - фотография ОР в этих условиях); б) в сердцевине волоконного световода на основе кварцевого стекла (d) - фотография ОР, распространяющегося по сердцевине волоконного световода

В настоящей работе впервые были выполнены измерения спектров собственного излучения ОР, распространяющегося по волоконному световоду с поллой сердцевиной (в качестве такового нами использовался револьверный световод (РС), см. Рис.2б). Кроме того, впервые наблюдалось распространение ОР по полым световодам при их заполнении отличным от воздуха газом при давлении, отличающемся от атмосферного. ОР возбуждался излучением импульсно-периодического

Nd:YAG лазера с длительностью импульсов 100 пс и максимальной мощностью в импульсе 2 МВт (более полное описание экспериментальной установки можно найти в [5]).

Спектры ОР в световодах с полой сердцевиной представляют собой континуум, на фоне которого в УФ области несколько ярко выделяющихся сравнительно узких линий (см. Рис. 2а). Линии в УФ области были идентифицированы как принадлежащие атомарному кремнию: а – $\lambda = 288.1$ нм, б – $\lambda = 251.6$ нм и с – $\lambda = 221.7$ нм. Для каждого спектра на Рис.2а выбран свой масштаб по амплитуде (для удобства сравнения). Время экспозиции каждого спектра превышало время, в течение которого ОР двигался по РС. Поэтому каждый из спектров представляет собой некоторую усредненную характеристику плазмы ОР, которая содержит информацию как о наиболее горячих, так и о более холодных областях ОР. Спектры на Рис.2а представлены без коррекции на пропускание и чувствительность канала регистрации, поскольку недостаточно высокая температура эталонной лампы позволяла производить калибровку для длин волн не короче 350 нм.

Обнаружено, что качественно спектры излучения ОР в воздухе и в аргоне не отличаются друг от друга (см. Рис. 2а). Спектры излучения ОР в сердцевине полого световода, заполненного воздухом или аргоном, являются непрерывными и близки к спектру излучения черного тела с температурой в диапазоне 13-17 кК. Они значительно отличаются по форме от, главным образом, линейчатого спектра ОР в неограниченном объеме газа при атмосферном давлении (Рис1.а), что свидетельствует о значительном повышении давления в сердцевине полого световода. Наблюдаемое же наложение на континуум нескольких линий Si(I) в УФ области спектра является, по-видимому, следствием сохранения яркости этих линий и при температурах, значительно ниже 13 кК. Но присутствие спектральных линий, принадлежащих Si(I) в излучении ОР однозначно свидетельствует о частичном испарении элементов отражающей оболочки световода при прохождении ОР.

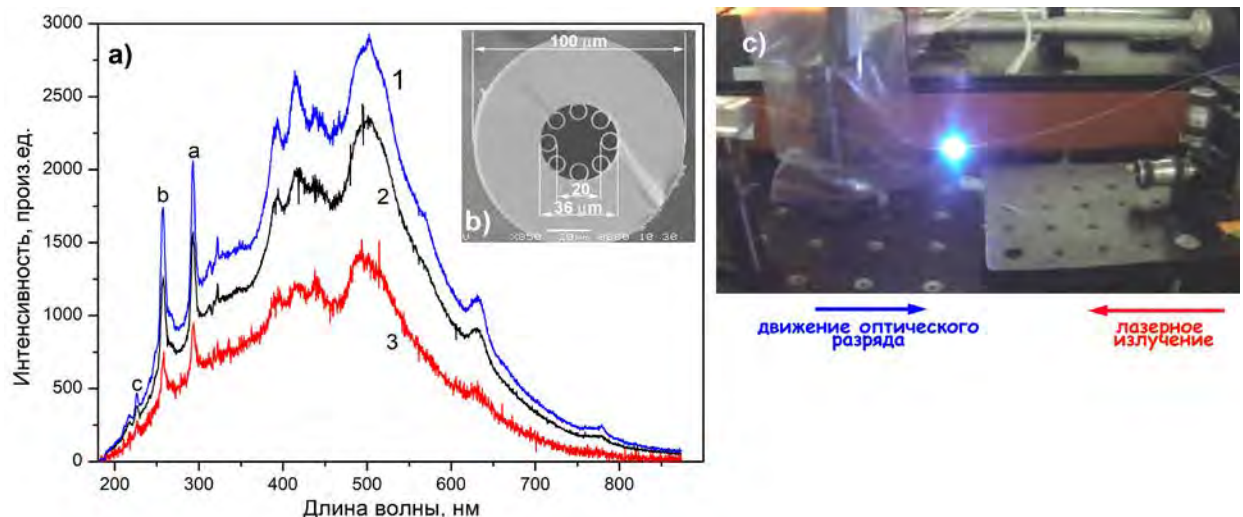


Рис.2. а) Спектры излучения плазмы оптического разряда, распространяющегося по РС с полой сердцевиной, заполненной воздухом (линии 1 и 2) и аргоном (линия 3); буквами а, б и с обозначены спектральные линии атомарного кремния. б) – поперечное сечение РС. в) – фотография револьверного световода в момент распространения по нему оптического разряда

Полученные результаты могут быть использованы при создании источников УФ излучения, а также при создании устройств для защиты волоконных систем на световодах с полой сердцевиной для доставки мощного лазерного излучения от разрушения при возникновении оптического разряда. Кроме того, поскольку при движении ОР по полым волоконным световодам реализуются скорости распространения светодетонационных волн и просто детонационных волн более 100 км/с [1], то результаты данной работы могут быть также использованы для моделирования экспериментов по исследованию движения тел с большими скоростями.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00361).

Литература

1. *Bufetov I.A., Kolyadin A.N., Kosolapov A.F., Efremov V.P., Fortov V.E. Optics Express* 27 18296 (2019)
2. *Kashyap R. Optics Express*, **21**, 6422 (2013)
3. *Буфетов И.А., Жердиченко В.В., Федоров В.Б., Фомин В.К. Квантовая электроника*, **13**, 1875-1884 (1986)
4. *Dianov E.M., Fortov V.E., Bufetov I.A., Efremov V.P., Rakitin A.E., Melkumov M.A., Kulish M.I., Frolov A.A. IEEE Photonics Technology Letters*, **18**, 752-754 (2006)
5. *Буфетов И.А., Колядин А.Н., Яценко Ю.П., Косолапов А.Ф. Квантовая электроника*, **51**, 232-239 (2021)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННОГО ОПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА НА ОСНОВЕ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Ефремов В.Д.^{1,2*}, Евменова Е.А.¹, Антропов А.А.¹, Харенко Д.С.^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

*E-mail: efremovvd@iae.nsk.su

Методы преобразования света в нелинейных оптических волокнах стали популярным способом для генерации излучения в определенных диапазонах длин волн или получения последовательности синхронных импульсов с различными несущими длинами волн. Одним из наиболее интересных и активно разрабатываемых приложений, требующих синхронизированные по времени оптические сигналы с большой разницей частот, является микроскопия когерентного антистоксового комбинационного рассеяния (coherent anti-Stokes Raman scattering, CARS). Она позволяет в режиме реального времени контролировать процессы, происходящие в биологических тканях и клетках, и имеет большой потенциал для широкого использования в медицинских клиниках, а не только в научных лабораториях. Так, недавно был проведен ряд исследований, направленных на создание надёжного лазерного источника на основе параметрического преобразования сигналов в оптических волокнах [1-3]. Однако численное моделирование в указанных работах играло лишь сопутствующую роль. Наша цель состоит в том, чтобы провести численное моделирование в широком диапазоне параметров и учесть влияние chirpa и нелинейного сдвига фазы, которые являются неотъемлемой частью импульса накачки в случае систем, содержащих множество волокон различного типа. В конечном счёте это позволит более детально изучить процессы преобразования частот в оптическом волокне и найти наиболее оптимальную конфигурацию генератора для каждой конкретной задачи.

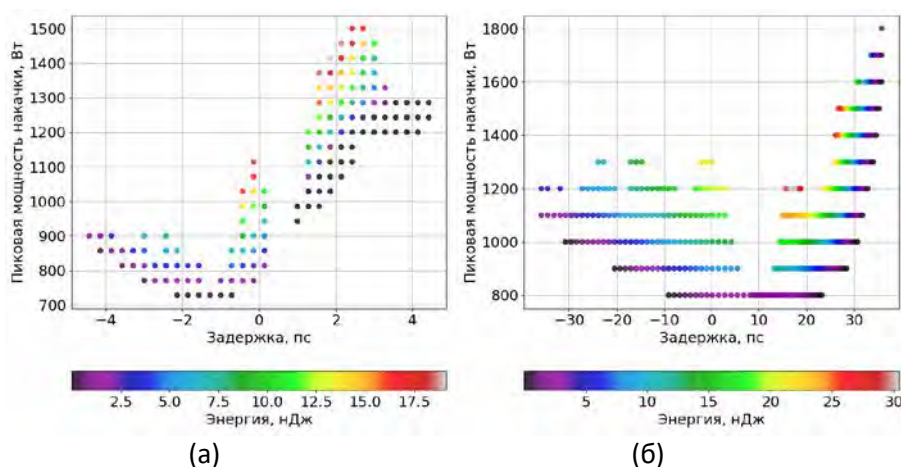


Рис. 1. Энергия генерируемых импульсов в зависимости от пиковой мощности накачки и задержки внутри резонатора: при 5 м (а) и 50 м (б) пассивного волокна

Волоконно-оптический параметрический генератор (ВОПГ) для CARS может быть построен с использованием фотонно-кристаллического волокна (ФКВ) с накачкой на длине волны 1030 нм от лазера с синхронизацией мод и с активным волокном, легированным иттербием. Узкополосный параметрический импульс с длиной волны около 800 нм генерируется при достижении достаточной пиковой мощности накачки. Численно такие системы чрезвычайно просты - необходимо учитывать только дисперсию (до четвертого порядка для ФКВ) и нелинейность. Но сочетание таких параметров, как длительность импульса накачки (80 пс), большой сдвиг частоты ($\sim 3000 \text{ см}^{-1}$) и спектральная ширина полосы накачки (20 пм) и параметрического импульса (200 пм и ниже), требует чрезвычайно большого окна расчёта как во временной (3,5 нс) так и в спектральной (от 433 нм до 3100 нм) областях, содержащих не менее 2 миллионов точек. Кроме того, в некоторых случаях необходимо более 2000 обходов резонатора, чтобы получить стабильное решение с относительными флуктуациями энергии и пиковой мощности менее 10^{-4} . В данной работе нам удалось реализовать

дополнительные элементы в библиотеке PyOFSS для моделирования сложной лазерной системы (см. часть с ВОПГ в [3]) и отладить её для работы на блоке графического процессора (GPU). Таким образом, скорость расчёта без потери точности увеличилась в пятьдесят раз.

В результате были определены области устойчивой генерации параметрических импульсов для различных длин стандартных пассивных и фотонно-кристаллических волокон, используемых во внешнем резонаторе. На Рис. 1 представлена область генерации с резонатором, содержащим 33 см ФКВ, а также 5 метров (а) и 50 метров (б) пассивного волокна. Было обнаружено, что участки имеют нестабильную центральную часть и значительно расширяются с увеличением длины пассивного волокна, что хорошо видно на Рис. 1. При этом энергия генерируемых импульсов достигает 17 и 30 нДж, соответственно.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта РФФИ (20-32-70093) и гранта РНФ (21-72-30024).

Литература

1. Lamb E. et al, *Opt. Lett* **38**, 4154 (2013)
2. Gottschall T., Limpert J., and Tünnermann A., *Opt. Lett.* **42**, 3423 (2017)
3. Evmenova E. et al, *SPIE/COS Photonics Asia, Optics in Health Care and Biomedical Optics IX*, 111900I (2019)

УСИЛЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,9 МКМ В ТУЛИЕВОМ СВЕТОВОДЕ С НОРМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

Воропаев В.С.^{1*}, Батов Д.Т.¹, Воронец А.И.¹, Власов Д.С.¹, Джафари Р.², Донодин А.И.³, Тарабрин М.К.^{1,2}, Требино Р.⁴, Лазарев В.А.¹

¹НОЦ «Фотоника и ИК-техника», МГТУ им. Н.Э.Баумана, ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1, г. Москва, 105005

²Технологический институт Джорджии, Атланта, Джорджия, США, GA 30332

³Институт Фотонных Технологий университета Астон, Бирмингем, B4 7ET, Великобритания

⁴Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д. 53

*E-mail: vasilii.s.voropaev@gmail.com

Тулиевые лазеры ультракоротких импульсов на длине волны 1,9 мкм являются перспективными источниками для генерации когерентного суперконтинуума [1] в ближнем и среднем ИК-диапазонах, который может применяться в спектроскопии [2], детектировании веществ, анализе дыхания [3]. Для генерации когерентного широкополосного суперконтинуума с помощью тулиевых лазеров в основном используют импульсы с длительностью менее 150 фс и пиковой мощностью более 10 кВт [4]. Хорошо известно, что усиление ультракоротких импульсов в волоконных световодах с нормальной дисперсией групповых скоростей (ДГС) приводит к значительному спектральному и временному уширению импульсов [5], а при дальнейшей компрессии усиленных импульсов их длительность значительно уменьшается, а пиковая мощность увеличивается по сравнению с импульсами, вошедшими в усилитель. Однако очень мало волоконных лазерных систем на основе световодов с нормальной дисперсией, легированных ионами тулия, было экспериментально реализовано [6,7]. Причём эти установки генерируют импульсы с длительностью более 600 фс, что менее перспективно для генерации когерентного суперконтинуума.

В этой работе мы представляем волоконный усилитель мощности задающего генератора ультракоротких импульсов (рис. 1), основанный на использовании активного германосиликатного тулиевого световода (0,9 мас.% Tm^{3+} , 36 мас.% GeO_2 , $\Delta n \approx 0,045$, диаметр сердцевины $d_c = 2,2$ мкм, длина 2,123 м) с ДГС $130,55$ пс²/км на длине волны 1,9 мкм.

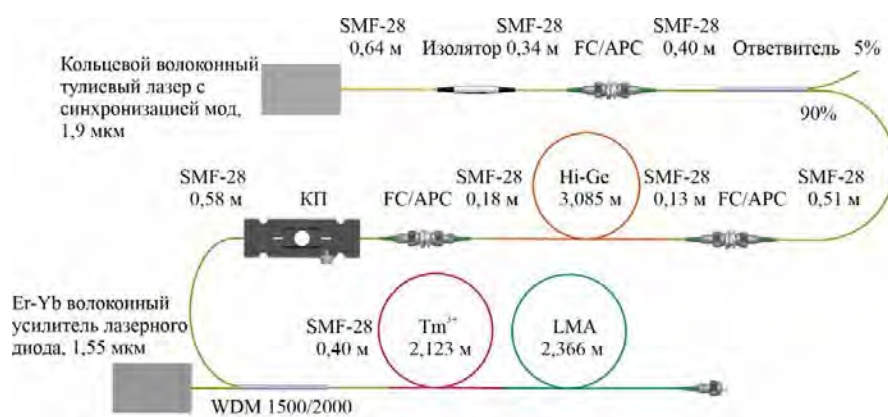


Рис. 1 Схема разработанного усилителя мощности задающего генератора. Hi-Ge – световод с высоким содержанием германия; КП – контроллер поляризации; WDM – спектральный мультиплексор; Tm^{3+} – активный тулиевый германосиликатный световод с нормальной дисперсией; LMA – кварцевый световод с большой площадью моды

В качестве задающего генератора используется кольцевой волоконный тулиевый лазер с синхронизацией мод, генерирующий растянутые импульсы со средней мощностью 6 мВт, частотой повторения импульсов 23,8 МГц, центральной длиной волны 1899,5 нм, шириной спектра на полувысоте 21,66 нм (рис.2, а), длительностью импульса на полувысоте 326,8 фс (рис.2, б) [8]. Изолятор используется для предотвращения попадания отражённого излучения обратно в лазер, ответвитель необходим для контроля режима синхронизации мод с помощью осциллографа. Далее импульс уширяется в германосиликатном световоде (Hi-Ge, $\Delta n \approx 0,0324$, 30 мас.% GeO_2 , диаметр

сердцевины $d_c = 2,2$ мкм, длина 3,084 м) с ДГС $\beta_2 = 108$ пс²/км на длине волны 1900 нм. После чего импульс попадает в активный германо-силикатный световод, легированный ионами тулия, при распространении в котором происходит значительное спектральное и временное уширение импульса. Накачка активного световода осуществляется на длине волны 1,55 мкм с максимальной мощностью 6 Вт, с помощью эрбий-иттербиевого усилителя мощности лазерного диода. Для сжатия импульсов используется световод с большой площадью моды (LMA, $\Delta n \approx 0,0022$, диаметр сердцевины $d_c = 20$ мкм, длина 2,366 м), т.к. по сравнению со стандартным одномодовым световодом (SMF-28) позволяет достичь большей пиковой мощности, световод имеет конфигурацию «панда», однако не работает в режиме сохранения поляризации. Контроллер поляризации расположен перед активным световодом из-за того, что динамика распространения импульсов в усилителе и компрессоре сильно зависит от состояния поляризации.

При мощности накачки 4 Вт и настройке контроллера поляризации удалось достичь режима, при котором средняя мощность составляет 600 мВт, длительность импульсов – 71 фс, ширина спектра на полувысоте – 83,4 нм, амплитудно-фазовые характеристики измерялись с помощью метода FROG для горизонтальной поляризации излучения (рис.2, в), мощность которой составляет 348 мВт. На рисунках 2,а,б представлены сравнения спектров излучения и автокорреляций импульсов на выходе задающего генератора и на выходе LMA световода. Синяя кривая (рис.2,б) показывает автокорреляцию для импульса при той же мощности на выходе LMA световода, но при другой настройке контроллера поляризации. На рисунке 2,в показано распределение интенсивности и фазы во времени для импульса с длительностью 71 фс, восстановленных с помощью алгоритма RANA по измеренной спектрограмме.

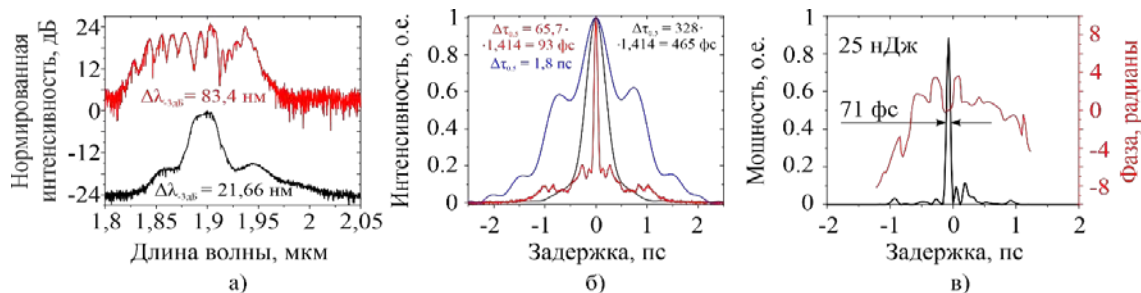


Рис. 2 Спектры (а), автокорреляционные функции интенсивности импульсов (б) и восстановленная временная форма импульса (в, чёрная кривая) и восстановленная временная фаза импульса (в, красная кривые); Чёрные кривые на рисунках а и б соответствуют задающему генератору; красные и синие кривые – выходу LMA световода. Синяя кривая на графике б - автокорреляционная функция интенсивности широкого импульса на выходе МОРА (достигается настройкой контроллера поляризации (КП))

В результате численного моделирования показано, что использование германо-силикатного световода для уширения импульса перед попаданием в усилитель позволяет увеличить пиковую мощность импульса в точке компрессии. Для горизонтальной поляризации импульса с длительностью 71 фс пиковая мощность может быть оценена как 127 кВт. Вертикальная поляризация имеет другое распределение поля и в настоящее время измеряется, что важно для оценки пиковой мощности неполяризованного излучения. Предполагается, что реализация предложенного подхода усиления и компрессии ультракоротких импульсов с использованием волокон сохраняющих поляризацию позволит значительно повысить устойчивость данной системы к внешним воздействиям и увеличить пиковую мощность импульсов.

Авторы благодарят М.Е. Лихачева и М.А. Мелькумова из Научного центра волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН за предоставление световодов для исследований. А.И. Воронец благодарит за помощь, оказанную фондом поддержки молодых ученых имени Геннадия Комиссарова.

Литература

1. Rudy C.W., Digonnet M.J.F., Byer R.L., *Opt. Fiber Technol.* **20**, 642-649 (2014)
2. Saini T.S. et al., *Sci. Rep* **10**, 1-9 (2020)
3. Wang C., Sahay P., *Sensors* **9**, 8230-8262 (2009)
4. Genty G., Coen S., Dudley J.M., *JOSA B* **24**, 1771-1785 (2007)
5. Fermann M.E. et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 6010-6013 (2000)
6. Chen Y. et al., *IEEE Photonics J.* **11**, 1-12 (2019)
7. Klimentov D., Dvoyrin V.V., Sorokina I.T., *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27**, 1609-1612 (2015)
8. Donodin A. et al., *Sci. Rep* **10**, 1-9 (2020)

ЧАСТИЧНОЕ УСИЛЕНИЕ СУПЕРКОНТИНУУМА В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ 1.5-2 МКМ

Жлуктова И.В.^{*}, Камынин В.А., Зверев А.Д., Сысолятин А.А., Цветков В.Б.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г.Москва

**E-mail: iv.zhuktova@gmail.ru*

Генераторы суперконтинуума (СК), излучающие в спектральном диапазоне до 2 мкм, используются как в научных исследованиях [1], так и на практике, например, в когерентной томографии [2], оптической связи [3] и многих других областях. Одним из методов получения генерации СК является использование полностью волоконных источников ультракоротких или субпикосекундных импульсов с последующим усилением излучения, которое обеспечивает высокую плотность мощности необходимую для наиболее эффективной генерации. В дальнейшем данное излучение вводится в сильно нелинейную среду, где уширение спектра происходит за счет комбинации различных нелинейных эффектов (вынужденное комбинационное рассеяние света, фазовая самомодуляция, четырехволновое смещение и др.).

В данной работе приведены результаты по частичному усилению излучения полученного СК за счет использования эрбиевого или тулиевого волоконных усилителей. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1, которая состояла из генератора СК и волоконного усилителя. В качестве задающего источника в генераторе СК использовался волоконный иттербиевый лазер работающий в режиме синхронизации мод, основанной на нелинейном вращении плоскости поляризации (НВП). Для обеспечения эффективной генерации СК использовался волоконный иттербиевый усилитель, излучение после которого уже вводилось в сильно нелинейную среду, в качестве которой выступало волокно с переменной по длине дисперсией (DDF). Длительность импульсов задающего источника составляла 260 пс с частотой повторения 1 МГц. После волоконного усилителя, средняя выходная мощность излучения достигала 800 мВт с пиковой мощностью 2.6 кВт.

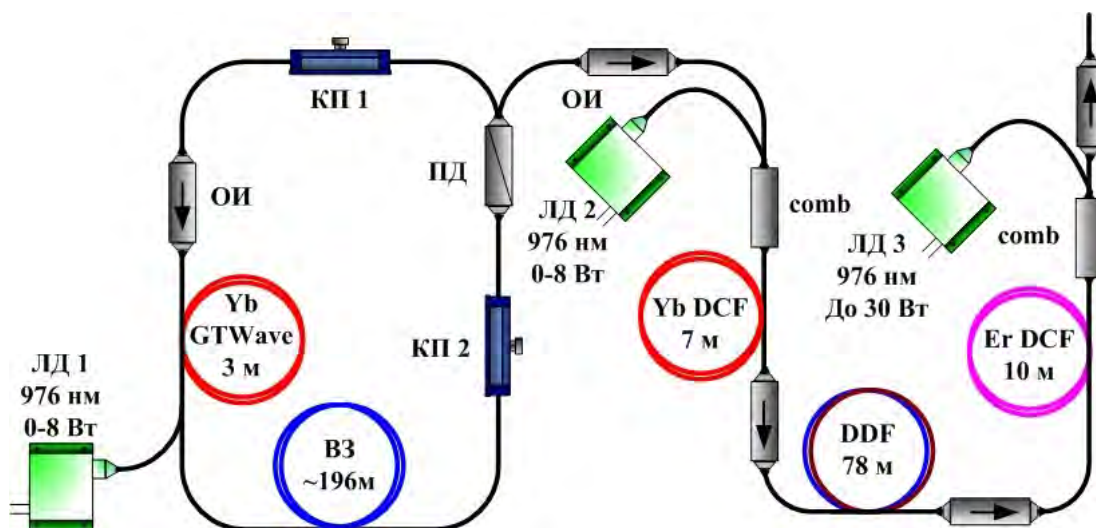


Рис. 1. Схема эксперимента: ЛД- лазерный диод накачки, ВЗ- волокно задержки, КП 1,2- контроллеры поляризации, ОИ- оптический изолятор, comb- объединитель накачки, DDF- волокно с переменной по длине дисперсией

После введения излучения в сильно нелинейную среду была получена генерация СК с максимально достигнутым уширением оптического спектра до 1420 нм по уровню сигнала - 30 дБ. Средняя максимальная выходная мощность составила 340 мВт (рис.2.а). Также за счет использования осциллографов смешанных частот (полоса пропускания 4 ГГц и 50 ГГц) в совокупности со сверхбыстрым фотодиодом (нарастание фронта импульса до 35 пс) были получены длительности огибающих импульсов, которые составили примерно до 1 нс.

В дальнейшем полученное излучение от СК вводилось в волоконные усилители (ВУ). Первоначально использовался эрбиевый ВУ и средняя выходная мощность излучения выросла до 445 мВт (рис.2.б).

Исходя из полученного оптического спектра, наибольшая доля энергии находится в спектральной области 1440-1820 нм и составляет в районе 90 %. Так же были получены огибающие импульсов и оценена их длительность, которая варьировалась от 300 до 350 пс

Дополнительно были получены результаты после использования тулиевого усилителя, который устанавливался на место эрбиевого ВУ. В этом случае усиление происходило в области 2 мкм (рис.2.в), как видно из представленного оптического спектра, начиная с 1800 нм и средняя выходная мощность составила 360 мВт.

В будущем за счет использования каскада усилителей, состоящих из эрбиевого и тулиевого, появится возможность при помощи варьирования мощности накачки изменять форму оптического спектра СК под требуемые задачи, так как такие уширенные спектры могут использоваться для метрологии оптических частот, где необходим суперконтинуум с шириной спектра не менее одной октавы, обладающий высокой стабильностью или для телекоммуникаций WDM-систем, для которых достаточно небольшой ширины спектра СК с однородной спектральной плотностью.

Работа выполнена на базе Научного центра мирового уровня «Фотоника» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 075-15-2020-912).

Литература

1. Granzow N. *Proceedings PE in MS*, 11144,1114408 (2019)
2. Hartl I. et al, *Opt. Lett.* **26**, 608-610 (2001)
3. Ohara T. et al. *J. Lightwave Technology*, **24**, 2311-2316 (2006)

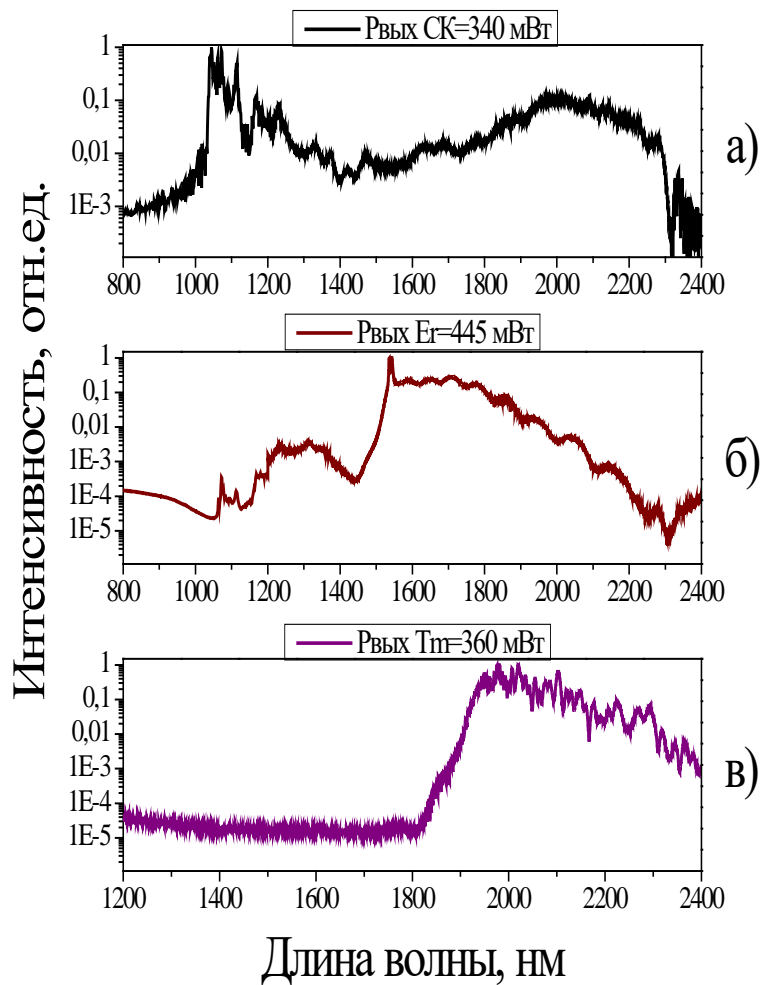


Рис. 2. Оптические спектры: а) исходный от СК, б) после эрбиевого усилителя при максимальной мощности накачки усилителя, в) после тулиевого усилителя при максимальной мощности накачки усилителя

ГОЛЬМИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ГАНТЕЛЕВИДНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

**Филатова С.А.^{1*}, Камынин В.А.¹, Гладуш Ю.Г.², Хабушев Э.М.², Красников Д.В.²,
Насибулин А.Г.^{2,3}, Цветков В.Б.¹**

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва

²Сколковский институт науки и технологий, г. Москва

³Университет Аальто, г. Эспоо, Финляндия

*E-mail: filmsim2910@gmail.com

Лазерные источники ультракоротких импульсов (УКИ) двухмикронного спектрального диапазона представляют интерес как для научных, так и для прикладных задач. Например, для использования в спектроскопии, газоанализе, атмосферной связи, обработке материалов, медицине, диагностике и т.д. [1]. Кварцевые волокна, легированные ионами гольмия (Ho^{3+}), обладают широкой полосой усиления в диапазоне 2000–2200 нм и позволяют получить генерацию с наибольшими длинами волн относительно кварцевых волокон, легированных другими редкоземельными элементами.

В последние 5 лет наблюдается значительный рост публикационной активности по исследованию различных схем гольмиевых волоконных лазеров, работающих в режиме синхронизации мод [2-5]. Однако практически каждая из представленных схем лазеров с кольцевым резонатором или резонатором в форме восьмерки содержит такие оптические элементы, как изоляторы, гибридные зеркала, поляризаторы, светоделители и т.д. Очевидно, что для дальнейшего использования лазеров УКИ в сложных системах необходимо упростить схему лазера и использовать меньшее количество элементов, которые могут выйти из строя и повлиять на генерацию лазера. Один из способов решения данной задачи – это использование гантелевидных лазеров, резонатор которых прост и состоит из волоконного усилителя, стандартных ответвителей, контроллеров поляризации и, при необходимости, насыщающихся поглотителей. Такие схемы реализованы для волоконных лазеров, легированных иттербием, эрбием и гольмием [6-8], хотя для последнего был реализован режим генерации шумоподобных импульсов. В данной работе мы демонстрируем гольмиевый волоконный лазер с резонатором в форме гантели, работающий в солитонном режиме.

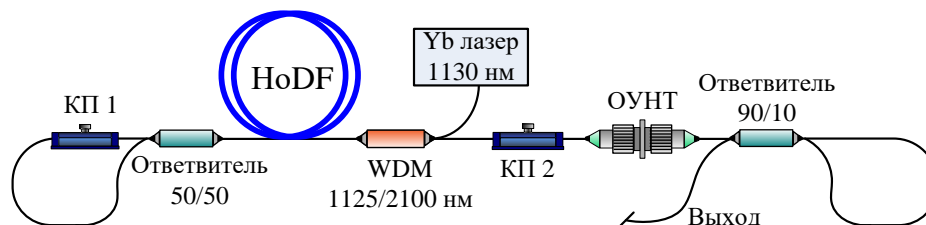


Рис. 1. Экспериментальная установка гольмиевого волоконного лазера с резонатором в форме гантели

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки гольмиевого волоконного лазера с резонатором в форме гантели, работающего в режиме синхронизации мод. Накачка гольмиевого лазера осуществлялась через мультиплексор иттербиевым (Yb^{3+}) волоконным лазером, работающим в непрерывном режиме на длине волны 1128 нм. Резонатор лазера состоял из 2 м гольмиевого волокна, двух ответвителей, контроллеров поляризации и двух разъемов FC/APC, между которыми был зафиксирован насыщающийся поглотитель. Волоконные ответвители 50/50 образовывали зеркала резонатора с высоким и низким коэффициентом отражения, соответственно. Общая длина резонатора составила около 8.6 м, а дисперсия групповых скоростей была оценена как -0.9 пс^2 . В качестве насыщающегося поглотителя были использованы безполимерные одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ), синтезированные аэрозольным методом [9]. Использование такого типа поглотителя для синхронизации мод является перспективным, поскольку может решить проблему деградации поглотителей, диспергированных в полимерные пленки. Помимо упрощения конструкции лазера, мы хотели добиться стабильности и повторяемости параметров излучения. Поэтому мы исследовали влияние количества слоев ОУНТ, используемых в резонаторе, на режимы генерации, стабильность и самозапуск лазера, а также нелинейно-оптическое пропускание каждого из используемых образцов ОУНТ.

Стабильная синхронизация мод с самозапуском наблюдалась на основной частоте следования импульсов около 12 МГц с использованием 3 слоев ОУНТ в резонаторе (рис. 2). Средняя выходная мощность при этом составила 7 мВт при мощности накачки 950 мВт, что соответствует энергии одиночного импульса 0.6 нДж. Центральная длина волны излучения (λ_c) составила 2076 нм, а ширина спектра на полувысоте 3.5 нм (FWHM).

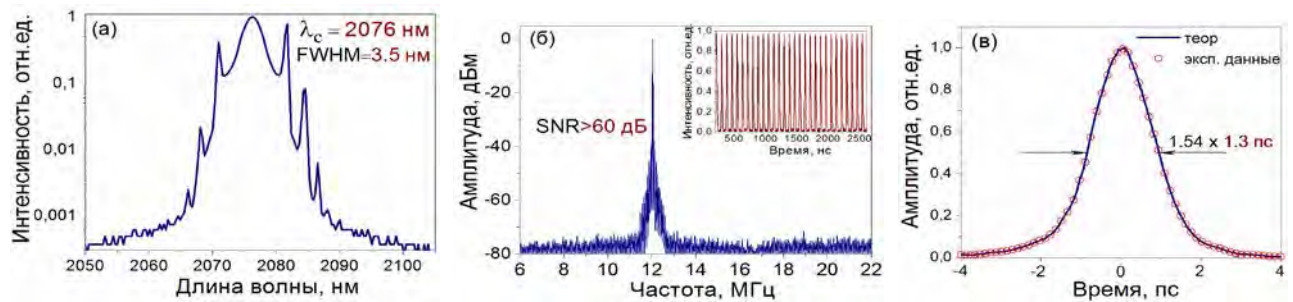


Рис. 2. Характеристики излучения гольмиевого волоконного лазера с использованием 3 слоев ОУНТ в резонаторе: а - оптический спектр; б - радиочастотный спектр и осциллограмма на вставке; (в) автокорреляционная функция

В Таблице 1 представлены полученные характеристики лазерного излучения в зависимости от различных образцов ОУНТ, используемых в резонаторе лазера.

Таблица 1. Полученные характеристики лазерного излучения в зависимости от количества слоев пленки ОУНТ, используемых в резонаторе лазера. α_0 – расчетная глубина модуляции, λ_c – центральная длина волны, FWHM – ширина оптического спектра на полувысоте, Freq – частота следования импульсов, Pp – мощность накачки, Pavg – средняя выходная мощность, τ – длительность импульса, E – энергия импульса

Образец	α_0 [%]	λ_c [нм]	FWHM [нм]	Freq [МГц]	Ppump [мВт]	Pavg [мВт]	τ [пс]	E [нДж]	Само-запуск
1	8	2086	3	12	830	10.5	CW+ML (1.6)	0.9	Нет
2	18	2083	3	11.5	900	9.4	1.55	0.8	Нет
3	32	2076	3.5	12.03	950	7	1.3	0.6	Да

Таким образом, мы продемонстрировали, что данная конфигурация резонатора гольмиевого волоконного лазера с минимальным набором оптических компонентов позволяет генерировать в двухмикронном спектральном диапазоне солитоны в режиме самозапуска и представляет альтернативу наиболее распространенным схемам лазеров, работающих в режиме синхронизации мод. В качестве насыщающегося поглотителя были использованы одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) без полимерной матрицы, синтезированные аэрозольным методом, и в ходе эксперимента было определено оптимальное количество слоев ОУНТ для получения стабильной генерации. Стоит отметить, что в данном случае нам удалось понизить порог генерации по сравнению с нашими предыдущими работами [10].

Работа выполнена на базе Научного центра мирового уровня «Фотоника» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№ 075-15-2020-912).

Литература

1. Ma J. et al., *Appl. Phys. Rev.*, **6(2)**, 021317 (2019)
2. Sotor J. et al., *Opt. Lett.*, **41(11)**, 2592-2595 (2016)
3. Hinkelmann M., *Opt. exp.*, **25(17)**, 20522-20529 (2017)
4. Filatova S.A. et al., *JOSA B*, **35(12)**, 3122-3125 (2018)
5. Pawliszewska M. et al., *Opt. express*, **27(8)**, 11361-11369 (2019)
6. Chen H. et al., *Opt. Lett.*, **41(18)**, 4210-4213 (2016)
7. Wang X.D. et al., *Opt. Eng.*, **58(5)**, 1-5 (2019)
8. Wang J. et al., *Opt. Lett.*, **44(18)**, 4491-4494 (2019)
9. Nasibulin A.G. et al., *ACS nano*, **5(4)**, 3214-3221 (2011)
10. Filatova S.A. et al., *Quantum Electronics*, **49(12)**, 1108 (2019)

УЗКОПОЛОСНЫЙ ОПТОВОЛОКОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С СОХРАНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

**Колегов А.А.^{1*}, Абакшин А.А.^{1,2}, Чумаченко А.В.^{1,2}, Горбачев А.В.^{1,2}, Фролов Д.А.^{1,2},
Игнатьев И.А.^{1,2}, Арсланов И.Р.^{1,2}**

¹ООО «Нордлэйз», г. Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург

*E-mail: a.kolegov@nordlase.ru

Увеличение мощности одномодовых оптоволоконных лазеров ограничено рядом физических факторов. К наиболее значимым ограничивающим факторам относятся нелинейные эффекты, такие как вынужденное рассеяние Манделштама – Бриллюэна (ВРМБ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), самофокусировка и др.

Увеличение мощности лазерного излучения с дифракционным качеством мощностью свыше 10 кВт возможно при сложении излучения нескольких одномодовых лазерных источников. Существуют некоторые методы, позволяющие при объединении лазерных пучков получать высокое качество результирующего излучения. Среди них можно отметить когерентное сложение [1-3] и спектральное сложение излучения [4-6].

Уровень выходной мощности излучения лазеров и усилителей, используемых для объединения, достигает 1-2 кВт в зависимости от ширины спектра и качества излучения [7-9]. Настоящая работа посвящена разработке и созданию одномодового оптоволоконного усилителя с качеством излучения M^2 не хуже 1.3 и мощностью излучения уровня 1 кВт.

Поскольку в усилитель входит излучение с достаточно узкой шириной спектра, то в первую очередь будет развиваться эффект ВРМБ. Пороговую мощность возникновения ВРМБ можно оценить по формуле [10]:

$$P_{th} \sim \frac{21}{L_{eff} \cdot g_{SBS}}, \quad (1)$$

где g_{SBS} – коэффициент усиления ВРМБ, L_{eff} – эффективная длина волокна,

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha \cdot L)], \quad (2)$$

α – коэффициент потерь, L – длина волокна.

Коэффициенты усиления ВРМБ зависят от структуры материала и ширины спектра сигнала. Выражение для пикового значения g_{SBS} можно записать в виде:

$$g_{SBS} = \frac{1}{A_{eff}} \cdot \frac{\Delta\Omega_{SBS}}{\Delta\Omega_p + \Delta\Omega_{SBS}} \cdot G_{SBS}, \quad (3)$$

где A_{eff} – эффективная площадь моды, $\Delta\Omega_{SBS}$ – ширина полосы ВРМБ усиления (10-50 МГц), $\Delta\Omega_p$ – ширина полосы излучения лазерной генерации (3-30 ГГц), G_{SBS} – коэффициент ВРМБ усиления в объеме кварцевого стекла, который определяется выражением [11]:

$$G_{SBS} = \frac{2 \cdot \pi \cdot n^7 \cdot p^2}{c \cdot \lambda_p^2 \cdot \rho \cdot V_a \cdot \Delta\Omega_{SBS}}, \quad (4)$$

где $n = 1.468$ – показатель преломления сердцевинки, $V_a = 5960$ м/с – скорость акустической волны, $p = 0.3$ – продольный акустооптический коэффициент, $\lambda_p = 1064$ нм – длина волны, $\rho = 2.2 \cdot 10^3$ кг/м³ – плотность материала, c – скорость света.

Для ширины полосы ВРМБ усиления (50 МГц), при типичном для кварцевого стекла коэффициенте потерь $\alpha \sim 0,005$ м⁻¹, получим представленные на рисунке 1 зависимости пороговой мощности ВРМБ в зависимости от длины волокна с диаметром сердцевинки 20 мкм и для значений ширины спектра 10 пм, 20 пм и 40 пм.

Как видно из рис. 1 мощность излучения на уровне 1 кВт при ширине спектра 10 пм можно получить при длине волокна не более 10 м, при 20 пм – не более 22 м, при 40 пм – не более 45 м.

Для получения контрастной интерференционной картины или эффективного когерентного сложения длина когерентности должна быть больше разности хода взаимодействующих волн. Это обеспечивается достаточно узкой шириной спектра, например, при ширине спектра 20 ГГц (80 пм) длина когерентности составляет примерно 10 см, что достаточно для эффективного когерентного сложения.

При сборке подобных усилителей необходимо обеспечить хорошую развязку между каскадами усиления, не допускать развития усиленного спонтанного излучения (УСИ), минимизировать паразитную обратную связь и принять меры по увеличению порогов возникновения ВРМБ.

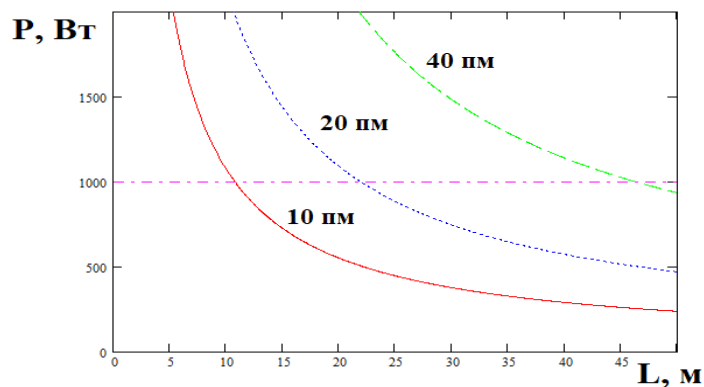


Рис. 1. Пороговая мощность ВРМБ

Таким образом, в зависимости от требований к ширине спектра излучения определяется тип используемой накачки – стабилизированная на длине волны 976 нм для минимизации длины волокна или более доступный вариант с длиной волны 915 нм. Следует отметить, что при использовании коротких участков активного волокна при достаточно высокой накачке, необходимо обеспечивать эффективный отвод тепла от волокна, например, для достижения выходной мощности уровня 1 кВт мощность излучения накачки должна составлять примерно 1.7 кВт, а при длине активного волокна 10 м тепловая нагрузка может составлять 170 Вт/м, что уже не является тривиальной задачей и может приводить к температурной модовой нестабильности (ТМН).

Структурная схема разработанного усилителя представлена на рисунке 2.

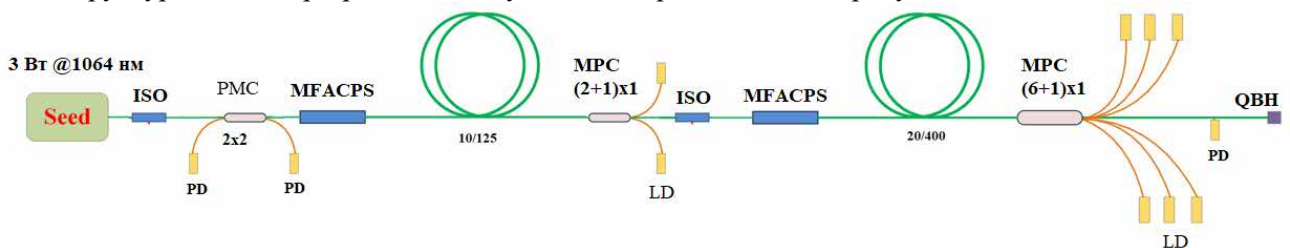


Рис. 2. Структурная схема усилителя

Нами разработана схема и изготовлен образец волоконного усилителя узкополосного сигнала со спектральной шириной 40-60 нм и мощностью 1-3 Вт для систем когерентного сложения. Разработанный усилитель с эффективностью свыше 60% имеет входное волокно с диаметром сердцевины 10 мкм и числовой апертурой 0.08. Повышение порогов ВРМБ и ТМН обеспечено путем организации обратной накачки, при этом максимальная мощность излучения достигается в конце каскада усиления, а также путем деформации и скручивания волокна в кольца малого диаметра для выведения мод высшего порядка [12]. Паразитная генерация минимизирована путем организации косых сколов на свободных торцах волокон. Развитие УСИ минимизировано обеспечением усиления менее 15 дБ. Для усиления сигнала с уровня ~ 10 мВт необходим предварительный усилитель до уровня единиц Вт.

Литература

1. Yu C.X. et al, *Opt. Lett.* **36**, 2686–2688 (2011)
2. McNaught S.J. et al, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, 174–181 (2014)
3. Flores A. et al, *Opt. Eng.* **55**, 096101 (2016)
4. Zhang Fan et al, *Opt. Express* **24**, 12063–12071 (2016)
5. Ma Y. et al, *Chinese J. Lasers* **43**, 0901009 (2016)
6. Chen F. et al, *Opt. Express* **25**, 32783–32791 (2017)
7. Samson B., Carter A., *The Review of Laser Engineering* **41**, 714-717, (2013)
8. Ma P. et al, *Opt. Express* **24**, 4187–4195 (2016)
9. Chang Z. et al, *Applied Optics.* **58**, 6419-6425, (2019)
10. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов.* Москва (1987)
11. Agrawal G.P. et al, *Nonlinear Fiber Optics.* Academic press, London, (1989)
12. Anderson B. et al, *Proc. SPIE* **11665**, 116650G (2021)

ТУЛИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ПЕРЕСТРОЙКОЙ ОБЛАСТИ САМОСКАНИРОВАНИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ

Бударных А.Е.^{*}, Лобач И.А., Каблуков С.И.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

**E-mail: budarnykh@iae.nsk.su*

Волоконные перестраиваемые лазеры в области 2 мкм обладают большим потенциалом для использования в сфере удалённой диагностики, анализа газовых сред, в системах LIDAR [1]. Для обеспечения генерации излучения в этом диапазоне используются тулиевые и гольмиевые волоконные лазеры. Перестройка лазерной частоты в них осуществляется при помощи дифракционных решеток, фильтров Фабри-Перо и других дорогостоящих элементов на объемной оптике [2,3]. В качестве альтернативы возможно использование тулиевого волоконного самосканирующего лазера, продемонстрированного ранее [4]. Эффект самосканирования обусловлен формированием в активной среде волоконного лазера динамических решёток показателя преломления, определяющих конкуренцию продольных мод. Таким образом, волоконные самосканирующие лазеры не требуют дополнительных элементов перестройки и являются простейшим типом перестраиваемых лазеров. Важным параметром для подобных источников является диапазон перестройки. Расширение диапазона увеличивает многообразие применений лазера и повышает эффективность его использования, например, в задаче газовой спектроскопии поглощения. Одним из способов увеличения диапазона перестройки и сохранения преимуществ самосканирующего лазера является применение волоконного спектрального фильтра Лио [5]. Мы представляем работу, посвященную исследованию управления областью перестройки тулиевого волоконного самосканирующего лазера с помощью волоконного фильтра Лио.

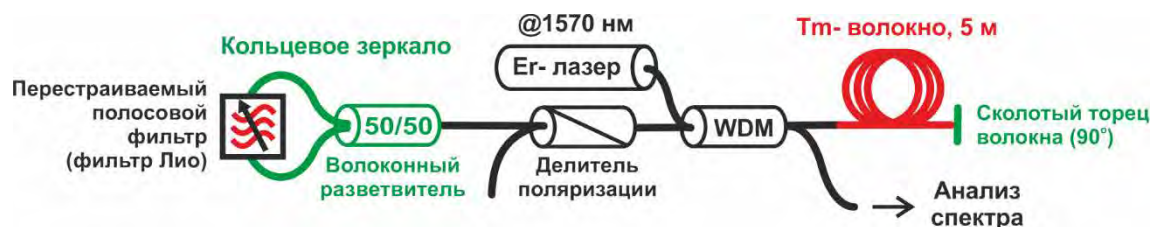


Рис. 2. Схема широкоперестраиваемого самосканирующего лазера с использованием фильтра Лио

Схема лазера представлена на Рис. 1. Все элементы лазера выполнены на основе РМ-волокна (Polarization Maintaining), сохраняющего поляризацию излучения. Отрезок тулиевого РМ волокна (PM TSF 9/125 Nufern) длиной 5 м использовался в качестве активной среды лазера. Поглощение в сердцевине составляло ~ 12 дБ м^{-1} на длине волны 1570 нм. В качестве лазера накачки использовался линейно-поляризованный эрбиевый волоконный лазер с генерацией излучения на длине волны 1570 нм и максимальной выходной мощностью до 1.3 Вт. Излучение заводилась в сердцевину активного волокна при помощи спектрально-селективного разветвителя WDM (Wavelength Division Multiplexer) 1550/1950. Низкодобротный резонатор лазера с одной стороны образован волоконным кольцевым зеркалом (ВКЗ) с коэффициентом отражения $R_1 \approx 100\%$ на основе волоконного разветвителя 50/50, а другой стороны сколотым под прямым углом концом волокна с отражением Френеля $R_2 \approx 3.5\%$. Для селекции одного типа поляризации в лазере в схеме использовался поляризатор на основе делителя поляризации. Измерение длины волны осуществлялось при помощи Фурье-спектроанализатора Thorlabs OSA 203B через свободный порт WDM.

В перестраиваемый фильтр Лио был выполнен внутри ВКЗ с помощью отрезка РМ-волокна длиной 10 см, приваренного под углом в 45° по отношению к осям поляризации ВКЗ. Ширина полосы фильтра составляла 30 нм @ -3 дБ. Фильтр Лио был помещён в термостат с возможностью управления температурой в пределах от комнатной до 100°C . Известно, что при нагревании РМ-волокна уменьшается его показатель двулучепреломления. В связи с этим, имелась возможность перестройки полосы пропускания фильтра и смещение области сканирования волоконного лазера.

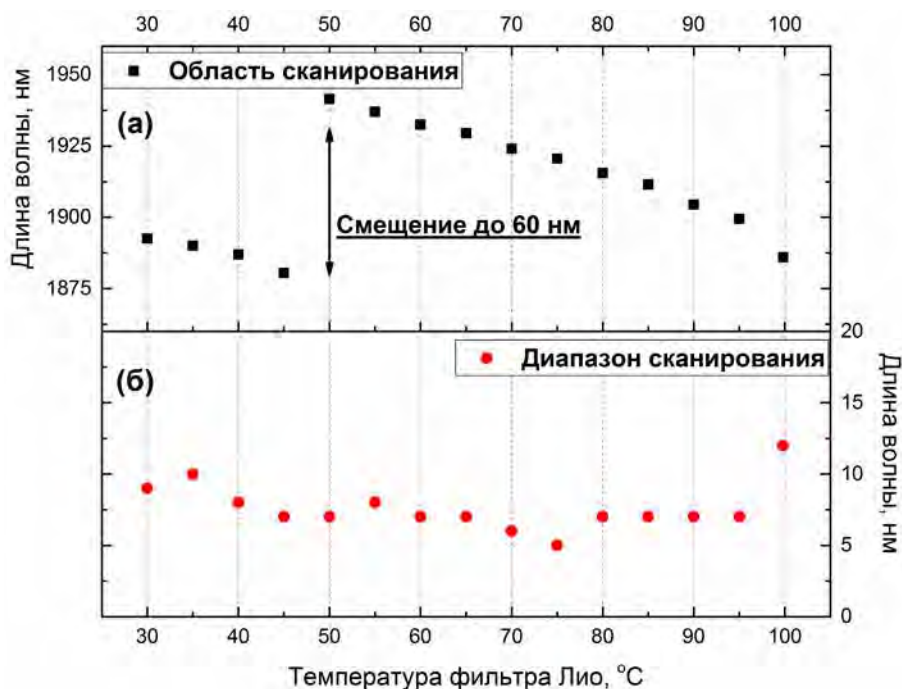


Рис. 3. (а) Центральная длина волны сканирования и (б) максимальный диапазон сканирования в зависимости от температуры фильтра Лию

В результате эксперимента была получена лазерная генерация с максимальной выходной мощностью 0.25 Вт. Лазер обладал разнообразной спектральной динамикой. Аналогично работе [4] было получено три режима самосканирования: сканирование «вперед» (с периодическим увеличением длины волны во времени), «назад» (с периодическим уменьшением длины волны во времени), остановка длины волны (частота лазера не перестраивалась). Переключение между режимами осуществлялось путём изменения мощности эрбиевого лазера накачки.

При нагревании фильтра до 100°C с шагом в 10 градусов было установлено следующее. Центральная длина волны области самосканирования смещается от 1880 до 1940 нм, что отображено на Рис. 2а. Максимальный диапазон сканирования при этом варьировался от 5 до 12 нм, Рис. 2б. Таким образом, была продемонстрирована возможность смещения области перестройки самосканирующего лазера до 60 нм. Также было установлено, что критическое значение мощности накачки, при которой происходит переход между сканированием «вперед» и другими режимами, в значительной степени зависит от области сканирования. Эти и другие результаты будут более подробно представлены в докладе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00243, <https://rscf.ru/project/18-12-00243/>.

Литература

1. Scholle K. et al, *IntechOpen, Frontiers in guided wave optics and optoelectronics* (2010)
2. Simakov N. et al, *Opt. Express* **21**, 28415-28422 (2013)
3. Geng J. et al, *Opt. Lett.* **36**, 3771-3773 (2011)
4. Budarnykh A., Lobach I., Kablukov S., *Laser Phys. Lett.* **16**, 025108 (2019)
5. Drobyshev R., Lobach I., Kablukov S., *Laser Phys.* **29**, 105104 (2019)

ДЛИННОВОЛНОВЫЙ ТУЛИЕВЫЙ САМОСКАНИРУЮЩИЙ ЛАЗЕР ДЛЯ ЗАДАЧ СПЕКТРОСКОПИИ ДИОКСИДА УГЛЕРОДА

Бударных А.Е.^{*}, Лобач И.А., Каблуков С.И.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

**E-mail: budarnykh@iae.nsk.su*

Перестраиваемые источники лазерного излучения в области более 2 мкм представляют особый интерес для задачи спектроскопии поглощения и удалённой диагностики [1]. Это связано с тем, что линии поглощения некоторых парниковых газов, например CO_2 , имеют сильные пики в этом спектральном диапазоне. Одним из простейших типов перестраиваемых лазерных источников являются самосканирующие лазеры. Эффект самоиндуцированного сканирования частоты, или самосканирования, проявляется в периодической динамике частоты лазерного излучения во времени. В связи с этим, самосканирующие лазеры не требуют дополнительных перестроечных элементов, таких как дифракционные решетки и электрические драйверы, и обеспечивают перестройку лазерного излучения в большом диапазоне [2]. До недавнего времени эффект самосканирования в области более 2 мкм было представлено только лазерами, на основе гольмиевых активных волокон [3,4]. Однако область перестройки вблизи 2100 нм, представленная в данных работах, не покрывает сильных пиков поглощения CO_2 . Для решения этой проблемы, в данной работе предлагается использовать длинноволновый волоконный самосканирующий лазер на основе тулиевого высоколегированного активного волокна с двойной оболочкой. Как было показано ранее, тулиевые самосканирующие лазеры обладают уникальными спектральными характеристиками, такими как возможность одночастотного сканирования, разнообразная спектральная динамика [5]. Самосканирование в новой спектральной области ~ 2020 нм делает применение подобных источников привлекательным инструментом для задач газовой спектроскопии.

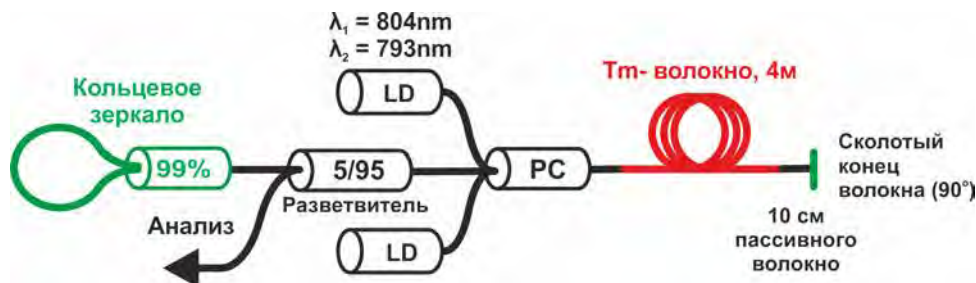


Рис. 4. Схема волоконного лазера на основе тулиевого высоколегированного волокна с двойной оболочкой; LD – laser diode, лазерный диод; PC – pump combiner, объединитель накачки

На Рис.1 представлена схема длинноволнового волоконного тулиевого лазера. Все оптические элементы схемы выполнены на основе пассивного волокна с сохранением поляризации (PM, Polarization-Maintaining). Отрезок тулиевого высоколегированного волокна с двойной оболочкой марки IXF 2CF Tm PM 10-130 длиной 4 м использовался в качестве активной среды. Поглощение волокна в сердцевине и оболочке на длине волны 790 нм составляло 1250 дБ м^{-1} и 8 дБ м^{-1} соответственно. В качестве лазера накачки использовались 2 лазерных диода с длиной волны генерации 804 нм и суммарной максимальной выходной мощностью 6.4 Вт. Также в эксперименте использовался другой лазерный диод на длине волны 793 нм и максимальной выходной мощностью 6.3 Вт. Излучение накачки заводилось в оболочку активного волокна при помощи объединителя накачки. Резонатор был образован плотным кольцевым зеркалом с коэффициентом отражения $R_1=99\%$ с одной стороны, и концом оптического волокна, сколотого под прямым углом, с коэффициентом отражения Френеля $R_2=4\%$ с другой стороны. Для фильтрации выходного излучения от накачки к активному волокну был приварен 10 см отрезок пассивного волокна с одинарной оболочкой. Для анализа характеристик лазера использовался оптический сигнал из 5% порта волоконного разветвителя, установленного в резонатор. Для измерения спектральных параметров лазера использовались измеритель длин волн HighFinesse WS5 и анализатор оптического спектра Thorlabs OSA 203B. Временная динамика

измерялась при помощи фотодетектора Thorlabs DET10DM и цифрового осциллографа LeCroy, WavePro 725Zi-A. Для измерения выходной мощности использовался термодатчик измеритель мощности.

В результате выходная мощность лазера составляла более 0.6 Вт. При различных конфигурациях лазера накачки было получено самосканирование в области от 2007 до 2036 нм, чего ранее не демонстрировалось в тулиевых самосканирующих лазерах. Диапазон сканирования при этом достигал 18 нм. Наблюдались три режима самосканирования: прямое сканирование, с периодическим увеличением длины волны, обратное сканирование, с периодическим уменьшением длины волны, и остановка сканирования. При использовании накачки на 804 нм были зафиксированы все 3 режима, а при накачке на 793 – только обратное сканирование. Скорость сканирования достигала 2.5 нм/с в случае обратного сканирования и 8 нм/с в случае прямого сканирования.

Динамика интенсивности характеризуется как импульсная. Для обратного сканирования была показана нерегулярная временная динамика и набор частот в радиочастотном спектре. Для прямого сканирования динамика была более регулярной. Наблюдался одночастотный режим.

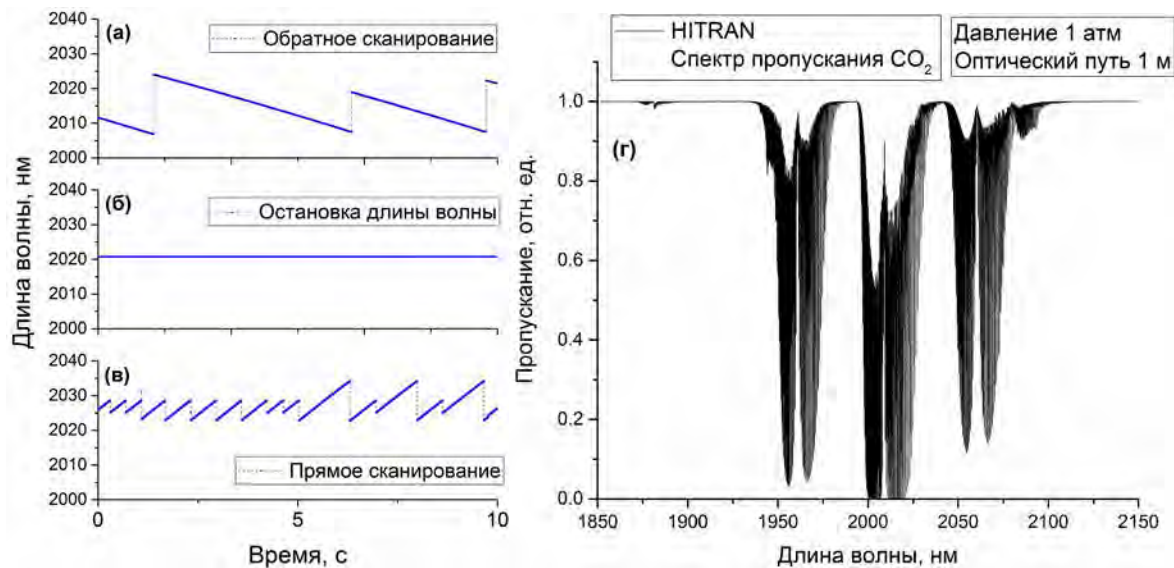


Рис. 5. Слева: пример спектральной динамики для разных режимов самосканирования, где (а) – обратное сканирование, (б) – остановка сканирования, (в) – прямое сканирование. Справа (г) представлен спектр пропускания диоксида углерода, полученный при помощи базы данных HITRAN

Также был исследован уровень поглощения накачки в активном волокне. Для этого анализировалась проходящая мощность без отрезка пассивного волокна с одинарной оболочкой на выходе. Было установлено, что в выходном излучении присутствует существенная часть накачки, чего не наблюдалось ранее для схем с накачкой в сердцевину на длине волны 1.5 мкм. Для накачки на 793 и 804 нм при мощности 4 Вт непоглощенная доля составляет 0.1 и 0.5 Вт соответственно. Этот факт указывает на то, что влияние динамических решеток поглощения на режимы самосканирования может быть не столь значимым, как это считалось ранее. Эти и другие результаты будут более подробно представлены в докладе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ по проекту № 20-32-70058 с использованием оборудования центра коллективного пользования «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред) ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, Российская Федерация.

Литература

1. Scholle K. et al, *IntechOpen, Frontiers in guided wave optics and optoelectronics* (2010)
2. Budarnykh A. et al, *Opt. Lett.* **43**, 5307-5310 (2018)
3. Aubrecht J. et al, *Opt. Express* **25**, 4120-4125 (2017)
4. Vladimirskaia A. et al, *Laser Phys. Lett.* **18**, 075101 (2021)
5. Budarnykh A., Lobach I., Kablukov S., *Laser Phys. Lett.* **16**, 025108 (2019)

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,9 МКМ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Власов Д.С.¹, Волков Д.В.¹, Воропаев В.С.^{1*}, Сельчук А.², Джафари Р.², Тарабрин М.К.^{1,3}, Требино Р.², Лазарев В.А.¹

¹НОЦ «Фотоника и ИК-техника», МГТУ им. Н. Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1, г. Москва, 105005

²Технологический институт Джорджии, Атланта, Джорджия, США, GA 30332

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 ГСП-1 Москва, Ленинский проспект, д. 53

*E-mail: vasilii.s.voropaev@gmail.com

Тулиевые лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) имеют большой ряд потенциальных применений: волоконная связь, медицина, прецизионная обработка материалов, генерация суперконтинуума и другие [1]. Как и любое устройство, лазер УКИ нуждается в контроле его характеристик, в частности длительности импульсов, их фазы, а также пиковой мощности. Измерение длительности импульсов путём измерения его автокорреляционной функции обладает рядом недостатков, в частности если автокорреляция обладает пьедесталом, то его природа может быть различной, например, это могут быть как небольшие импульсы сопровождающие основной, так и два флуктуирующих во времени импульса сопоставимой амплитуды, в тоже время одной автокорреляционной функции могут соответствовать различные временные формы импульсов, что не позволяет точно определить пиковую мощность импульса и его длительность [2].

Метод частотно-разрешённого оптического стробирования (FROG) позволяет измерить амплитудно-фазовые характеристики импульсов путём измерения спектрограммы импульсов, которая по сути является спектрально-разрешённой автокорреляционной функцией, и последующим математическим восстановлением амплитудно-фазовых характеристик [2]. При этом если последовательность импульсов имеет признаки нестабильности, в том числе флуктуации двух импульсов, то по большой ошибке, полученной в результате восстановления спектрограммы, можно будет судить о флуктуациях. К сожалению, коммерчески доступные системы измерения, основанные на методе FROG, для диапазона длин волн около 1,9 мкм трудно доступны. Поэтому целью данной работы является реализация метода FROG для измерения амплитудно-фазовых характеристик ультракоротких импульсов на длине волны 1,9 мкм в реальном времени.

В данной работе реализуется методика GRENOUILLE [3]. Достоинствами данной методики являются: отсутствие подвижных частей, простота конструкции, возможность регистрировать спектрограммы одиночных импульсов. Основным недостатком системы является ограничение минимальной измеряемой длительности импульсов. В работе [3] показано, что методика GRENOUILLE может быть реализована на длинах волн вплоть до 2 мкм с использованием в качестве нелинейной среды для генерации второй гармоники кристалла прустита (Ag_3AsS_3), однако экспериментальных работ по измерению ультракоротких импульсов в данном спектральном диапазоне нет.

Схема установки, реализующей методику GRENOUILLE, показана на рисунке 1. В качестве источника УКИ используется тулиевый полностью волоконный лазер с гибридной синхронизацией мод на длине волны 1,9 мкм [4] со средней мощностью около 6 мВт и частотой повторения импульсов 23,8 МГц. Диаметр коллимированного пучка лазера уширяется до значения 10 мм с помощью пары вогнутых зеркал с фокусными расстояниями 100 и 500 мм. Далее излучение попадает на цилиндрическую линзу с фокусным расстоянием 150 мм, которая фокусирует излучение в кристалл прустита (поперечные размеры кристалла 10x5 мм, толщина – 3,5 мм) для генерации второй гармоники. Выбранная толщина кристалла позволяет исследовать импульсы с длительностью в диапазоне от 70 фс до 3 пс на длине волны 1,9 мкм [3]. Бипризма Френеля используется для реализации в спектрограмме временной задержки, угол при вершине равен 160° и обеспечивает временную задержку в диапазоне $\approx \pm 1,5$ пс при диаметре пучка 10 мм. Две цилиндрические линзы с фокусными расстояниями 50 и 25 мм формируют изображение спектрограммы по оси длин волн и по оси задержке, соответственно. В фокусе второй линзы располагается диафрагма (не показана на

рисунке), отсекающая коллинеарную составляющую второй гармоники. Спектрограмма регистрируется с помощью кремниевой ПЗС-матрицы SONY ICX429ALL.

На рисунке 2,а представлена измеренная спектрограмма импульсов, на рисунке 2,б показана восстановленная спектрограмма методом RANA [5], разница между двумя спектрограммами показана на рис.2,в. Ошибка восстановленной спектрограммы является не значительной и может быть вызвана aberrациями оптической системы, флуктуациями импульса лазера, а также нелинейной чувствительностью матрицы. Временной профиль интенсивности и фазы импульса показаны на рисунке 2, г. Длительность импульса на полувысоте составляет 333 фс. На краях импульса находятся два небольших по амплитуде максимума. Сравнение спектра и автокорреляции измеренного импульса с помощью методики GRENOUILLE и с помощью спектрометра и автокоррелятора показано на рисунках 2, д,е.

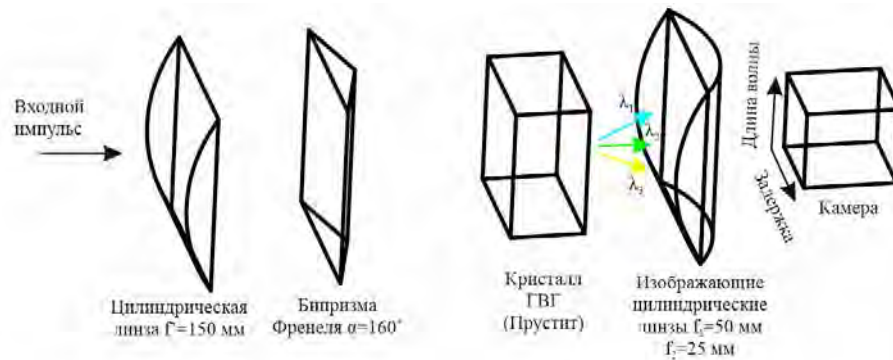


Рис. 3 Схема установки GRENOUILLE для измерения амплитудно-фазовых характеристик ультракоротких импульсов

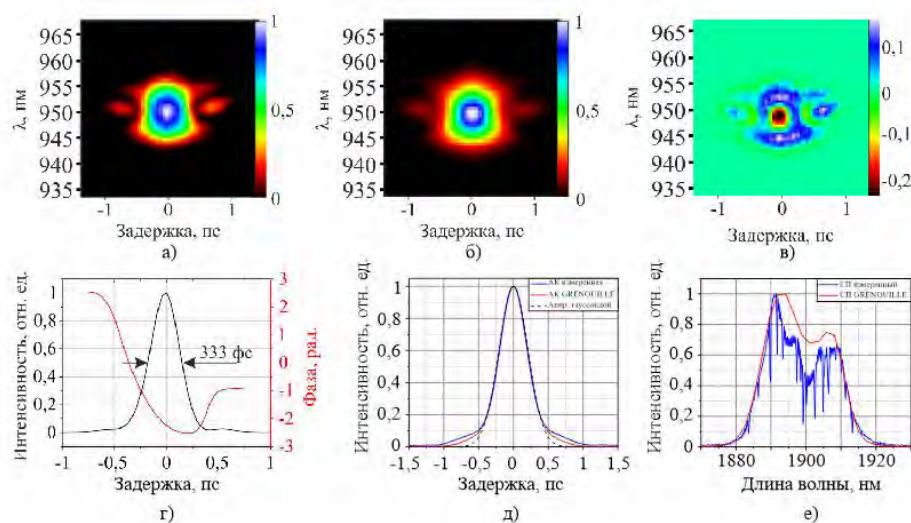


Рис. 4 Измеренная (а) и восстановленная (б) спектрограммы импульсов, разница между измеренной и восстановленной спектрограммами (в), временной профиль интенсивности и фазы импульса (г), сравнение спектров и автокорреляции восстановленного импульса с помощью методики GRENOUILLE (красные кривые), спектрометра и автокоррелятора (синие)

Разработанная система способна измерять импульсы в спектральном диапазоне от 1 до 2 мкм, но диапазон измеряемых длительностей будет отличаться [3].

Воронец А.И. благодарит за помощь, оказанную фондом поддержки молодых ученых имени Геннадия Комиссарова.

Литература

1. Rudy C.W., Digonnet M.J.F., Byer R.L., *Opt. Fiber Technol.* **20**, 642-649 (2014)
2. Trebino R. et al. *J Appl Phys* **128**, 171103 (2020)
3. Akturk S., Kimmel M., Trebino R., *Opt. Express* **12(19)**, 4483-4489 (2004)
4. Donodin A. et al., *Sci. Rep* **10**, 1-9 (2020)
5. Jafari R., Jones T., Trebino R., *Opt. Express* **27(3)**, 2112-2124 (2019)

ВИСМУТОВЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ МОЩНОСТИ ДЛЯ СИСТЕМ УДАЛЕННОГО ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ГАЗОВ

**Вахрушев А.С., Харахордин А.В., Алышев С.В., Фирстова Е.Г., Хегай А.М.,
Рюмкин К.Е., Мелькумов М.А., Фирстов С.В.***

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва*

** E-mail: fir@fo.gpi.ru*

Обнаружение следовых концентраций газа играет важную роль во многих приложениях, включая управление производственными процессами, мониторинг окружающей среды, безопасность и медицинскую диагностику. Оптическое зондирование (метод фотоакустической спектроскопии), основанное на принципах взаимодействия света и вещества, доказало превосходную чувствительность, избирательность и стабильность не только в лабораториях, но и в полевых условиях. В сочетании с оптическими волокнами сенсорные системы становятся еще более гибкими, надежными и невосприимчивыми к внешним воздействиям, например, оптические волокна позволяют упростить доставку луча от источника к чувствительной ячейке [1] или позволяют осуществлять многоточечное обнаружение газа [2]. Эти конфигурации особенно привлекательны в ближней инфракрасной области спектра, где могут использоваться компоненты, разработанные для телекоммуникационных систем, и где могут быть обнаружены многочисленные газы.

В этом отношении интерес вызывает диапазон от 1.64 до 1.75 мкм, где различные молекулы имеют вращательно-колебательные переходы, например, CH_4 (1651 нм [1], 1653 нм [2]), C_2H_6 (около 1684 нм) [3], $\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$ (около 1690 нм) [4], HCl (1742 нм) [5]. Важно подчеркнуть, что для использования фото-акустической спектроскопии газов в данной спектральной области требуются высокостабильные узко-полосные источники лазерного излучения. Однако основная проблема коммерчески доступных источников такого типа заключается в их низкой выходной мощности (5-10 мВт), что существенно снижает чувствительность систем детектирования. Возможным решением проблемы является создание волоконно-оптических усилителей в указанной области для повышения выходной мощности. Наиболее подходящей активной средой для решения данной

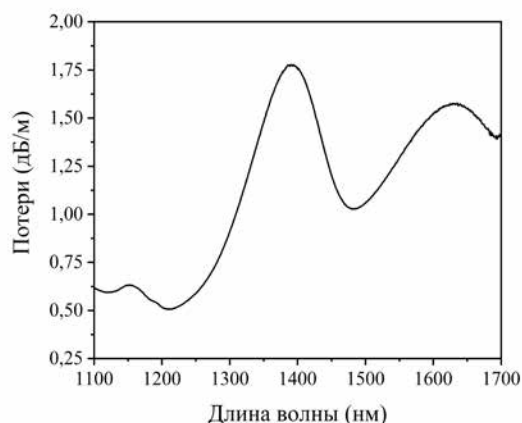


Рис. 1 Спектр поглощения исследуемого световода

задачи являются висмутовые волоконные световоды с сердцевиной из высокогерманатного стекла, поскольку они способны обеспечивать оптического усиления в диапазоне длин волн 1.6 – 1.8 мкм [6].

В данной работе проведены поисковые исследования определения оптимальных параметров волоконно-оптического усилителя на основе висмутового световода с целью его применения для увеличения выходной мощности узкополосных источников. В качестве активной среды усилителя выступал отрезок волоконного световода с сердцевиной, изготовленной из ~50 мол.% GeO_2 – ~50 мол.% SiO_2 с концентрацией висмута <0.02 ат.%. Диаметр сердцевины такого световода составлял около 2 мкм, отсечка второй моды – 1.15 мкм. Световод с внешним диаметром 125 мкм был вытянут со скоростью 60 м/мин из полученной методом MCVD (modified chemical vapor deposition)

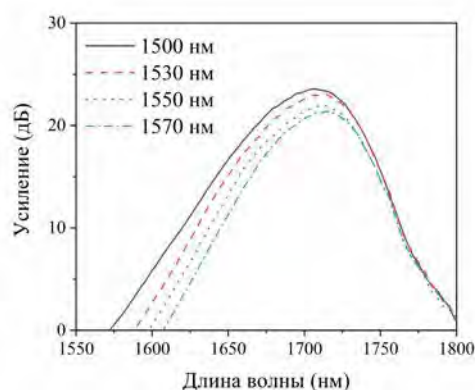


Рис. 2 Спектры оптического усиления для различных длин волн накачки

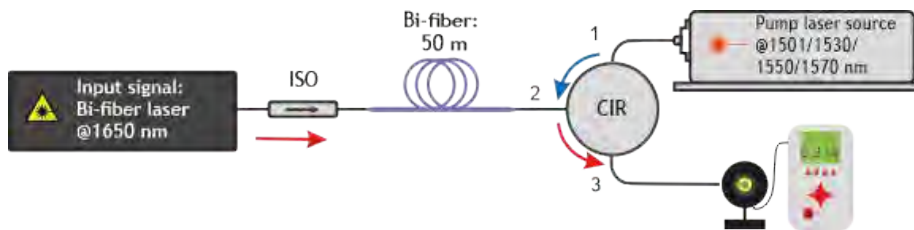


Рис.3 Схема висмутового усилителя

заготовки. Спектр поглощения такого световода представлен на Рис. 1. Обе наблюдаемые полосы поглощения на 1400 нм и 1650 нм принадлежат вис-мутовым активным цент-рам. При накачке в длин-новолновую полосу погло-щения можно получить оп-тическое усиление в спект-ральной области 1.6 – 1.8 мкм. Спектры оптического усиления слабого сигнала висмутового световода, измеренные при различных длинах волн накачки, показаны на Рис. 2. Видно, что уменьшение длины волны накачки, ожидаемо, приводит к увеличению ширины спектра усиления вплоть до 64 нм ($\lambda_p = 1500$ нм).

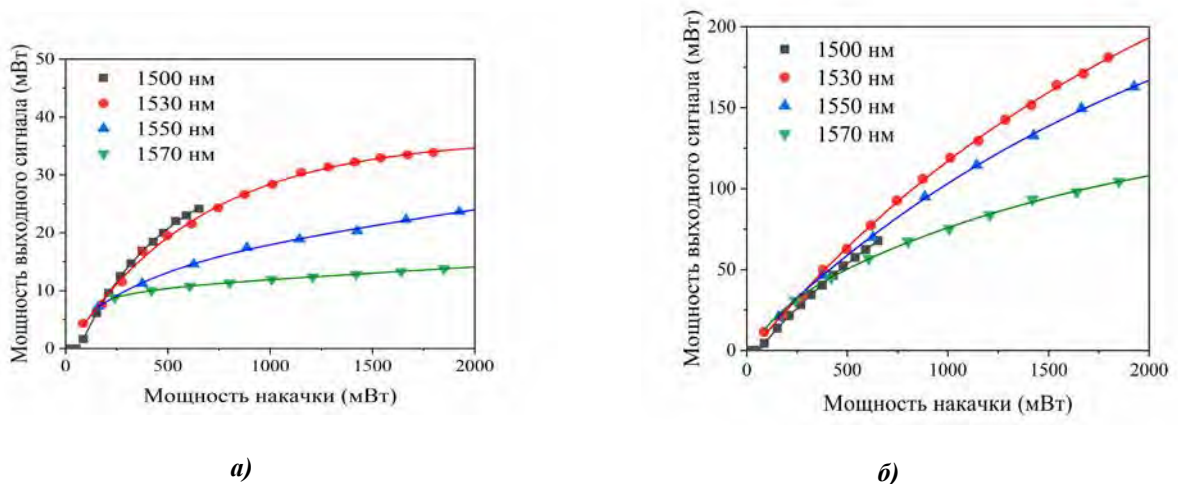


Рис. 4 Зависимости мощности выходного сигнала от мощности накачки для различных длин волн при входной мощности сигнала: 0,5 мВт (а) и 6 мВт (б)

На Рис. 3 показана схема висмутового усилителя, собранного с использованием 50-м отрезка висмутового световода, оптического циркулятора (CIR), изолятора (ISO). Источниками накачки служили висмутовые и Er-Yb волоконные лазеры с выходной мощностью более 500 мВт, генерирующие излучение на длинах волн 1500, 1530, 1550 и 1570 нм. В качестве источника сигнала использовался висмутовый лазер, работающий на длине волны 1650 нм. Также проводились исследования с коммерчески доступным лазерным диодом, излучающим на длине волны 1650 нм (ширина линии генерации $\Delta\nu = 2$ МГц) с мощностью 5 мВт. Измерение выходной мощности сигнала после усилителя осуществлялось с помощью измерителя мощности Ophir Nova II.

На Рис. 4 а,б показаны зависимости мощностей выходного сигнала на длине волны 1650 нм от введенной мощности накачки на различных длинах волн для мощностей сигнала 0,5 и 6 мВт. Видно, что оптимальная длина волны накачки соответствует 1500-1530 нм. В таком случае можно достичь около 30 мВт сигнала после усилителя при уровне входного сигнала 0.5 мВт и мощности накачки 1.5 Вт. Для большого сигнала выходная мощность составляла около 180 мВт (при прочих равных условиях). При увеличении длины волны накачки в обоих случаях происходит снижение эффективности работы усилителя, как и ожидалось (Рис. 2). Максимальная величина оптического усиления для обоих сигналов составляла около 16-18 дБ. Эффективность преобразования мощности накачки в сигнал висмутового усилителя для входного сигнала 6 мВт при мощности накачки 600 мВт достигала 11%.

Литература

1. Xia J. et al, *Infrared Phys. Technol.* **86**, 194–201 (2017)
2. Tian X. et al, *Sensors* **19**(4), 928 (2019)
3. Cheng G. et al, *J. Spectrosc.* **2018**, 9765806 (2018)
4. Hancock G. et al, *Anal. Chem.* **86**(12), 5838–5843 (2014)
5. Panu H. et al, *Meas. Sci. Technol.* **32**, 055206 (2021)
6. Firstov S.V. et al, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24**(5), 0902415 (2018)

САМОСКАНИРУЮЩИЙ ИТТЕРБИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ГЕНЕРАЦИЕЙ ОДНОЧАСТОТНЫХ МИЛЛИСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Дробышев Р.В.^{1*}, Поддубровский Н.Р.^{1,2}, Лобач И.А.¹, Каблуков С.И.¹

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

*E-mail: drobyshev@iae.nsk.su

На сегодняшний день волоконные лазеры пользуются большой популярностью ввиду своих преимуществ, таких как компактность, эффективное теплоотведение и простота использования. Волоконные лазеры обладают большим многообразием режимов работы: непрерывные и импульсные, узкополосные и широкополосные, с фиксированным спектром и возможностью перестройки оптической длины волны. Отдельное внимание заслуживают самосканирующие лазеры, в которых перестройка длины волны происходит без специальных перестраиваемых элементов [1]. В таких лазерах длина волны излучения меняется фиксированными скачками от одного микросекундного импульса к следующему. На большом временном интервале динамика длины волны представляет периодические линейные сканы. Данные лазеры нашли свое применение в качестве перестраиваемых источников для спектроскопии и анализа спектрально-селективных оптических элементов. Однако применение таких самосканирующих лазеров осложняется необходимостью сложной обработки сигналов, вследствие импульсного характера излучения.

В данной работе продемонстрирован самосканирующий лазер с Yb активной средой, генерирующий квазинепрерывное излучение. Лазер собран на основе кольцевой конфигурации, но с возможностью формировать бегущую и стоячую волну в разных секциях резонатора (Рис. 1). Ранее подобный эксперимент был проведен в работе [2], однако в данном исследовании было уделено внимание управлению параметрами временным динамикам интенсивности и длины волны сигнала в зависимости от конфигурации схемы, а также объяснению эффекта посредством динамических решеток.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Стоячая волна в резонаторе формировалась циркулятором и волоконной брэгговской решеткой (ВБР). В резонаторе было задействовано два куска активного волокна: первая среда с бегущей волной является усиливающей, вторая со стоячей волной необходима для формирования динамической решетки. В работе [3] обсуждается механизм самосканирования, и было установлено, что именно динамические решетки приводят к самосканированию частоты в лазере.

Было установлено, что лазер генерирует последовательность одночастотных (с шириной линии ~ 0.7 МГц) прямоугольных импульсов большой длительности (до ~ 1 мс). Оптическая частота лазера последовательно изменяется от импульса к импульсу на один межмодовый интервал (~ 10 МГц). Направление изменения частоты можно контролировать, изменяя положение динамической решетки в резонаторе, через варьирование длины пассивного волокна L_{pf} . Так как каждая новая мода-импульс рождается сразу же после затухания старой, наблюдается квазинепрерывный сигнал, у которого, интенсивность не падает до нуля (Рис. 2 а). Динамика интенсивности представляет собой постоянный

сигнал, прерываемый всплесками интенсивности с периодом T , за которыми идут релаксационные колебания с периодом τ (Рис. 2 б).

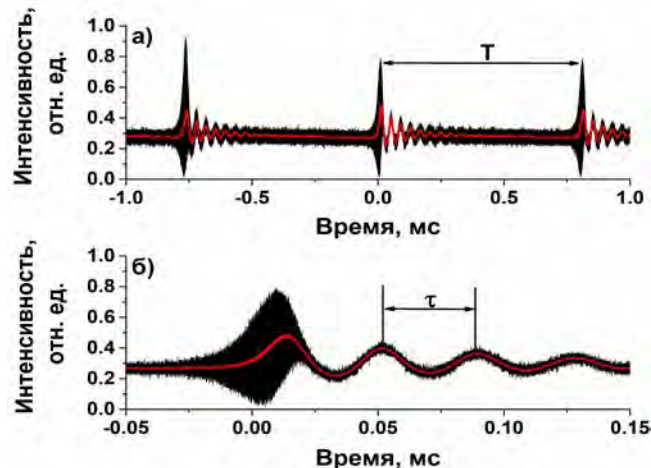


Рис. 2. а) Динамика интенсивности лазера; б) всплеск с последующими релаксационными колебаниями

Для демонстрации влияния положения динамической решетки на режим работы лазера были проведены эксперименты при разных конфигурациях секции со стоячей волной: длина L_{pf} пассивного волокна между ВБР и активным варьировалась от 0 до 3.8 м. Было установлено, что частота повторения импульсов меняется в зависимости от длины пассивного волокна L_{pf} . Частота повторения увеличивается при удлинении пассивного волокна от 0 до 2 метров, однако при дальнейшем увеличении L_{pf} , частота повторения приближается к самой короткой (Рис.3). В то же время частота релаксационных колебаний практически не зависит от длины волокна L_{pf} .

Ожидается, что полученные особенности генерации (например, квазинепрерывный характер излучения) могут быть полезны для долговременного усреднения при измерении слабых сигналов в различных прикладных задачах.

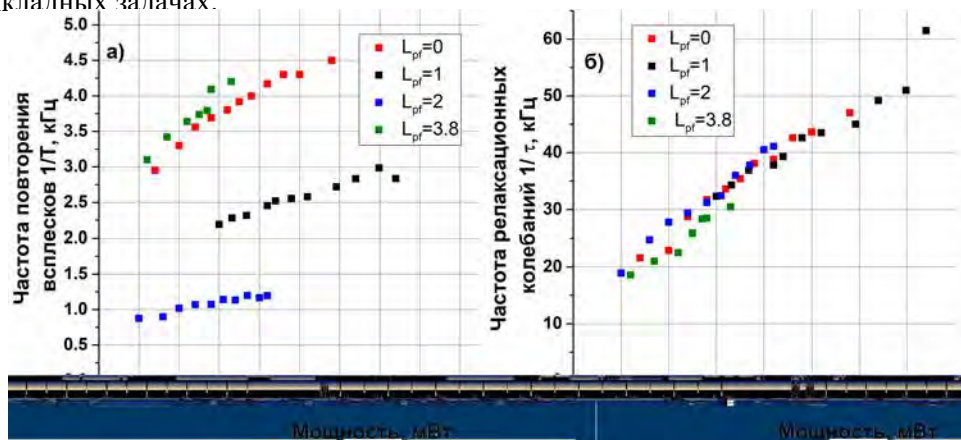


Рис. 3. (а) Зависимость частоты повторения всплесков и (б) релаксационных колебаний от выходной мощности лазера при различных длинах пассивного волокна L_{pf}

Более подробное описание будет представлено в докладе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00243. <https://rscf.ru/project/18-12-00243/> с использованием оборудования центра коллективного пользования «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, Российская Федерация.

Литература

1. Lobach I.A. et al, *Laser Phys. Lett.*, **11**, 045103-045109, (2014)
2. Wen Z. et al, *Applied Physics express*, **14**, 012005-1-5, (2021)
3. Drobyshev R.V. et al, *Optics express*, **27**, 21335-21346, (2019)

ВОЛОКОННЫЙ ЗАДАЮЩИЙ ГЕНЕРАТОР ОДИНОЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ С ВНЕШНИМ ЗАПУСКОМ

Трикшев А.И., Камынин В.А., Цветков В.Б.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, Вавилова, 38
E-mail: trikshvevpi@gmail.com*

Наносекундные лазерные системы высокой мощности с высокой энергией импульса широко применяются как в промышленности, так и в научных целях. Например, в космической связи, для лазерной резки или прецизионной лазерной обработки [1-3]. Однако, из-за эффектов насыщения форма импульсов может искажаться при прохождении усиливающей среды. Для компенсации искажения начальный импульс должен иметь форму с учетом последующего искажения. Восстановление формы импульса является интересной задачей, которая в последние годы привлекает большое внимание исследователей [4, 5]. В данной работе представлен импульсный иттербиевый волоконный лазер с возможностью формирования импульса заданной формы с временным разрешением в 2 нс, способный работать в режиме одиночного импульса.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.а. В качестве задающего генератора (ЗГ) использовался перестраиваемый по длине волны лазерный диод (DFB), работающий в непрерывном режиме с выходной мощностью до 20 мВт. В качестве первого усилителя использовалось активное иттербиевое волокно с накачкой в сердцевину (Yb-401, CorActive) (6/125 мкм, NA=0.11/0.45), длиной 2 м. Встречная накачка осуществлялась непрерывным одномодовым лазерным диодом, стабилизированным по температуре на длине волны 976 нм. После усиления выходная мощность составила около 400 мВт, которая ограничивалась оптической стойкостью акустооптического модулятора (АОМ). Для поддержания линейной поляризации на входе АОМ в систему был включен контроллер поляризации (РС).

После усиления излучение модулировалось связкой акусто- и электро-оптического модуляторов (ЕОМ). На АОМ подавался электрический сигнал прямоугольной формы. На ЕОМ подавался электрический сигнал заданного временного профиля. Связка двух модуляторов позволяла получить контраст сигнала на уровне 50 дБ.

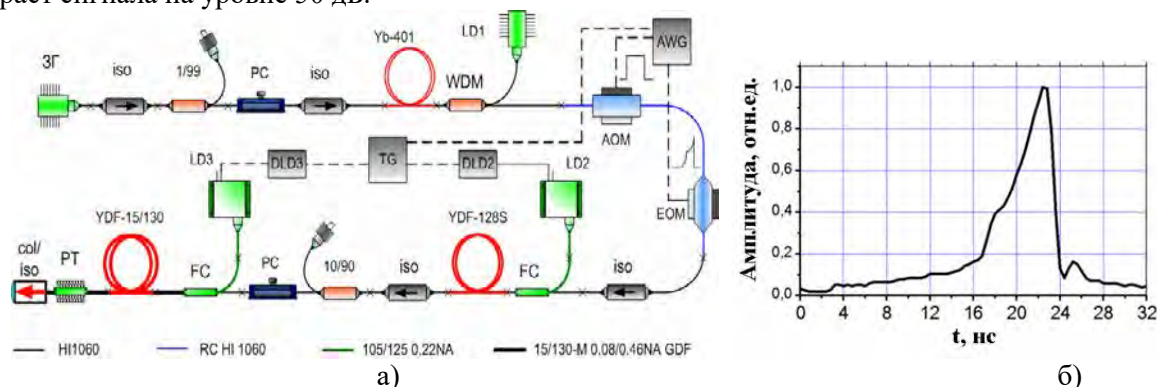


Рис. 1. а) Экспериментальная установка, б) оптический импульс

Далее излучение усиливалось в двухкаскадном волоконном усилителе. Второй каскад усилителя построен на активном иттербиевом волокне с двойной оболочкой YDF-128S фирмы Nufern, с диаметром активной сердцевины 6 мкм (NA=0.11), длиной 9 м. Третий каскад построен на активном иттербиевом волокне с двойной оболочкой YDF-15/130-M фирмы Nufern, с диаметром активной сердцевины 15 мкм (NA=0.08), длиной 3 м. Данное волокно с широким полем моды использовалось, чтобы повысить порог вынужденного рассеяния Манделъштама - Бриллюэна. Попутная накачка волокон осуществлялась через волоконные комбайнеры (FC) стабилизированными по длине волны многомодовыми диодами на 976 нм, работающими в импульсном режиме. Сигналы на платы управления диодами (DLD2, DLD3) были синхронизированы с сигналами на АОМ и ЕОМ с помощью тактового генератора задержек (TG). Для подстройки линейной поляризации на выходе волоконной системы в схему включен дополнительный контроллер поляризации. Для защиты системы от обратного отражения и дополнительной коллимации выходного излучения использовался выходной

коллиматор с изолятором (col/iso). Для защиты данного узла от излучения накачки использовался стриппер не поглощенной накачки (PT).

Осциллограмма профилированного импульса, состоящего из двух экспонент, на выходе системы представлена на рисунке 1б. Поскольку в работе для формирования импульсов использовался двухканальный генератор импульсов AWG Tektronix afg31000, 2 Gs/s то минимальное временное разрешение получаемых импульсов составляло не более 2 нс. Сам генератор тактировался по внешнему сигналу от генератора задержек, что позволило регулировать частоту следования импульсов от 1 Гц до 4 кГц. На выходе системы энергия в импульсе составила до 4 мкДж.

Литература

1. Nie M., Liu Q., Ji E., Cao X., Fu X., Gong M., «Active pulse shaping for end-pumped Nd: YVO 4 amplifier with high gain», *Optics letters*, **42**(6), 1051-1054 (2017)
2. W. Koechner, [Solid-state laser engineering] Springer, (2013)
3. Vu K.T., Malinowski A., Richardson D.J., Ghiringhelli F., Hickey L.M.B., Zervas M.N., «Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system», *Optics Express*, **14**(23), 10996-11001 (2006)
4. Guo J., Wang J., Lu X., Xia G., Wang X., Fan W., Lin, Z. «Performance of active pulse shaping of high power multi-pass ring laser amplifier» *Proc. SPIE 10964, Tenth International Conference on Information Optics and Photonics*, 1096403 (2018)
5. Meijer R.A., Stodolna A.S., Eikema K.S.E., Witte S. «High-energy Nd: YAG laser system with arbitrary sub-nanosecond pulse shaping capability» *Optics letters*, **42**(14), 2758-2761 (2017)

ОДНО- И ДВУХВОЛНОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЧАСТОТОЙ ПОВТОРЕНИЯ 9.5 ГГц В ВОЛНОВОДНОМ Nd:YAG ЛАЗЕРЕ

Понарина М.В.^{1*}, Охримчук А.Г.^{1,2}, Рыбин М.Г.¹, Образцова Е.Д.¹, Долматов Т.В.¹,
Букин В.В.¹, Образцов П.А.¹

¹Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

²Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева, г. Москва

*E-mail: ponarinamariya@gmail.com

Двухволновые лазеры представляют интерес для различных применений, таких как обеспечение оптической связи, лазерная локация, генерация ТГц излучения. Одним из методов получения генерации на двух длинах волн является использование кристаллов, которые имеют несколько близлежащих энергетических переходов в одном ионе, таких как Nd:YAG [1]. Помимо этого, кристалл Nd:YAG является наиболее широко используемой лазерной средой, благодаря своим превосходным оптическим и механическим свойствам.

Известны работы, в которых многоволновая генерация в Nd:YAG лазерах достигалась путем внедрения в конструкцию дополнительного устройства, например, охлаждающей системы, оптического фильтра, выходного зеркала резонатора с покрытием, отражающим в нескольких диапазонах длин волн [2-4]. Однако, обычно использование дополнительного элемента значительно усложняет оптическую схему и не позволяет сделать ее компактной.

В данной работе создан компактный Nd:YAG лазер, основанный на использовании графена, нанесенным на выходное зеркало резонатора, в качестве насыщающегося поглотителя и волноводной структуры [5]. Для накачки активного элемента используется излучение непрерывного одномодового диодного лазера с длиной волны 808 нм и средней мощностью 350 мВт. Излучение накачки фокусируется в новую волноводную структуру, созданную внутри кристалла Nd:YAG (1 ат.%) методом прямой записи пучком фемтосекундного лазера [6]. Волновод трубчатого типа с оболочкой пониженного показателя преломления и диаметром сердцевины 20 мкм записан с помощью лазера на длине волны 1030 нм и с длительностью импульса 180 фс, сфокусированного объективом с числовой апертурой NA=0,65. Оболочка волновода состоит из 32 треков, в каждом из которых показатель преломления понижен по сравнению с необлученной сердцевиной волновода на $5 \cdot 10^{-3}$.

Плоскопараллельный резонатор образован двумя зеркалами: дихроичным зеркалом, глухим в диапазоне 1060-1070 нм и прозрачным на длине волны накачки 808 нм, нанесенным на входной торец кристалла, и выходным зеркалом. Для прецизионного контроля длины резонатора выходное зеркало с графеном оснащено пьезоэлектрическим элементом.

В этой работе продемонстрирована возможность управляемого переключения между одно- и двухволновыми режимами в компактном твердотельном Nd:YAG лазере с диодной накачкой и новой волноводной архитектурой без увеличения размера системы. Контролируя параметры накачки, получены одно- и двухволновая генерации в режиме пассивной синхронизации мод. В частности, за счет точной настройки внутрирезонаторных потерь [7] и контроля поляризации накачки достигается стабильная непрерывная пассивная синхронизация мод на длине волны 1064 нм и двухволновая генерация в режиме синхронизации мод на длинах волн 1061 и 1064 нм с частотой повторения импульсов 9.5 ГГц [8]. Предлагаемый подход не ограничивается переходом ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ в Nd:YAG, но также применим для других уровней энергии и активных сред со сложным профилем усиления.

Литература

1. B.M, *Laser Phys.* **20**, 622–634 (2010)
2. Walsh Cho C Y. et al, *Laser Phys. Lett.* **10**, 045806 (2013)
3. Demurbas U., *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 2994-3003 (2018)
4. Wang X. et al, *Opt. Comm* **376**, 67-71, (2016)
5. Okhrimchuk A.G. and Obratsov P.A., *Sci. Rep* **5**, 11172 (2015)
6. Okhrimchuk A.G. et al, *Opt. Express* **20** (4), 3832–3843 (2012)
7. Ponarina M.V. et al, *Quantum Electron* **49** (4), 365–370 (2019)
8. Ponarina M. et al, *Appl. Phys. Express* **14**, 072001 (2021)

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ КЛАСТЕРОВ С РЕГУЛИРУЕМЫМ ЧИСЛОМ СВЯЗАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В Yb-ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ С КВАЗИСИНХРОННОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ НАКАЧКИ

Иваненко А.В.¹, Нюшков Б.Н.^{1,2}, Смирнов С.В.¹, Кобцев С.М.¹

¹Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

*E-mail: ivanenko.aleksey@gmail.com

Мы сообщаем о простом, энергоэффективном, управляемом электроникой методе устойчивой генерации кластеров высокоэнергетических лазерных импульсов с контролируемым количеством составляющих связанных импульсов в цельноволокном иттербиевом лазере с синхронизацией мод и с поддержкой линейно поляризации внутри резонатора и на выходе лазера. Такие лазерные источники с надежным контролем временной структуры и поляризации генерируемых кластеров высокоэнергетических импульсов могут значительно продвинуть вперед методы лидарных измерений, лазерной визуализации и зондирующей спектроскопии. Предлагаемый метод основан на квазисинхронной синусоидальной модуляции мощности накачки, вводимой в Yb-волоконный лазер, полностью состоящий из волокон и компонентов поддерживающих линейную поляризацию (PM элементы), что обеспечивает такие преимущества, как простота, энергоэффективность и надежность. Вызванная небольшая рассинхронизация между периодом модуляции накачки и собственной групповой задержкой в лазерном резонаторе приводит к дискриминации по усилению временного профиля лазерного импульса в активном волокне, тем самым обеспечивая уникальный энергосберегающий механизм формирования лазерного импульса [1]. В данной работе мы представляем его расширенные возможности: контролируемое количество связанных субимпульсов при сохранении интегральной энергии кластера. Такие пучки лазерных импульсов с контролируемым числом составляющих связанных импульсов и с высокой энергией (> 150 нДж) были впервые получены непосредственно из полностью сохраняющего поляризацию лазера без внешнего усиления.

Исследуемый полностью PM волоконный лазер имел конфигурацию кольцевого резонатора с встречным распространением волн накачки и генерации, как показано на рис. 1 (а). В нем использовалось активное волокно длиной 0,55 м, легированное ионами Yb, с накачкой в сердцевину, выходной ответвитель 30% и узкополосный фильтр с центром на длине волны ~ 1064 нм. Резонатор был удлинён PM-волоконном длиной 0,9 км. Длина резонатора соответствовала основной частоте следования импульсов 230,5 кГц. В качестве накачки использовалось излучение двух лазерных диодов на длине волны 980 нм с суммарной мощностью накачки не более 1.05 Вт. Мощность накачки регулировалась через входы модуляции драйверов тока лазерных диодов. Импульсная генерация запускалась подачей синусоидального модулирующего сигнала с частотой, немного превышающей частоту следования основных импульсов. На рисунках 1 (б) - 1 (ж) показаны измеренные осциллограммы модулированного излучения накачки и результирующие последовательности лазерных импульсов (пачки импульсов), полученные с частотой модуляции от 230,7 кГц до 230,52 кГц. На максимальной частоте лазер поддерживал режим одноимпульсной генерации (один импульс на период резонатора) с длительностью импульса 210 нс и энергией импульса 150 нДж. Постепенное снижение частоты модуляции переключало лазер на многоимпульсную генерацию, а затем последовательно увеличивало количество связанных импульсов в сгенерированных кластерах импульсов, как показано на рисунке 1 (h). Суммарно кластеры импульсов имели одинаковую энергию 150 нДж. Такое частотное регулирование количества импульсов было воспроизводимым и имело пренебрежимо малый гистерезис. Лазер мог поддерживать непрерывно выбранные многоимпульсные режимы генерации в течение нескольких часов.

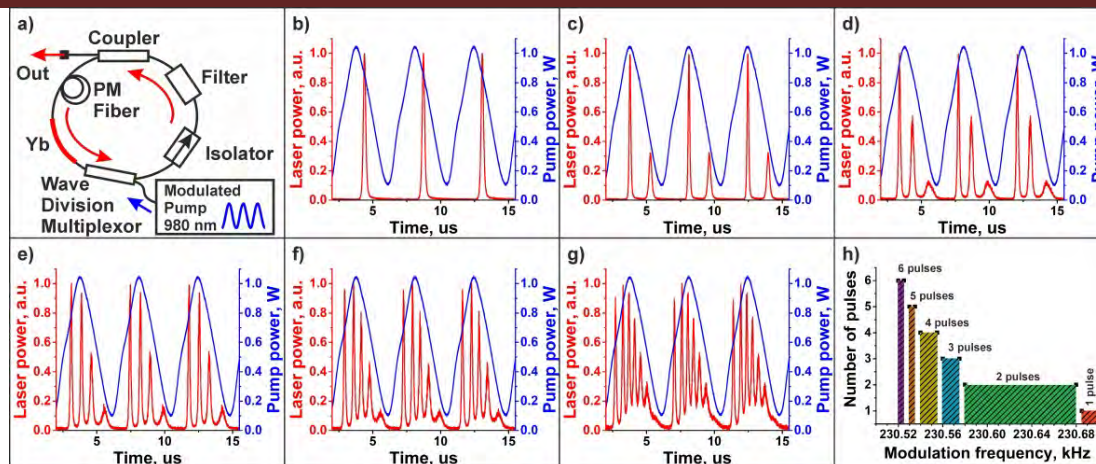


Рис. 1. (a) – схема лазера, (b-g) – осциллограмма промодулированной накачки (синяя кривая) и генерируемых кластеров импульсов (красная кривая) наблюдаемых при частотах модуляции в диапазоне от 230.7 до 230.52 кГц, (h) – гистограмма числа связанных импульсов в зависимости от частоты модуляции

Рассмотренный подход способствует развитию более совершенных методов управления различными импульсными режимами в волоконных лазерах [1, 2] и обеспечивает электронное управление временной структурой лазерных импульсов с высокой энергией. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 20-42-543007).

Литература

1. S.Smirnov et al *J. Opt. Soc. Am. B*, **37**, 3068 (2020)
2. A.Kokhanovskiy et al, *Opt. Laser Technol.* **131**,106422 (2020)

DOI 10.24412/2308-6920-2021-6-144

ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ С КОРОТКОЙ И УЛЬТРАКОРОТКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ИМПУЛЬСА

Саченко Д.В.

АО ЛЛС, г. Санкт-Петербург
*E-mail: d.sachenko@lenlasers.ru

В докладе представлены следующие темы: компактный лазер с генераторами гармоник, лазерные системы с высокой импульсной энергией, пикосекундные и фемтосекундные лазеры, источники суперконтинуума.

НЕПРЕРЫВНЫЙ ИТТЕРБИЕВЫЙ ОДНОМОДОВЫЙ ЛАЗЕР С МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ 1500 Вт

**Колегов А.А.^{1*}, Абакшин А.А.^{1,2}, Чумаченко А.В.^{1,2}, Горбачев А.В.^{1,2}, Фролов Д.А.^{1,2},
Козляков М.С.^{1,2}**

¹ООО «Нордлэйз», г. Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург

*E-mail: a.kolegov@nordlase.ru

В настоящее время одномодовые волоконные лазеры мощностью более 1 кВт стали очень востребованными во многих отраслях промышленности (металлообработка, аддитивные технологии, объединение излучения и др.). Во многом это стало возможным благодаря их преимуществам: компактность, высокий КПД и др. Одномодовые волоконные лазеры с качеством пучка $M^2 < 1.3$ мощностью более 500 Вт попадают под санкции и ввести их в Россию не представляется возможным, а производства таких лазеров в России нет. Поэтому разработка и производство отечественного одномодового волоконного лазера мощностью 1.5 кВт и более является актуальной задачей.

Настоящая работа посвящена разработке и созданию одномодового оптоволоконного лазера с высоким качеством излучения и мощностью 1500 Вт, который может использоваться как самостоятельно, так и в составе различных лазерных комплексов и систем.

Как известно, с наращиванием выходной мощности излучения в волокне могут проявляться нелинейные эффекты, пороги возникновения которых зависят от длины волокна и диаметра сердцевины [1]. Лучшее сочетание диаметра сердцевины волокна и его числовой апертуры, обеспечивающее параметр $M^2 < 1.3$ (можно считать близким к дифракционному), и выходную мощность 2-3 кВт [2-4] – 20 мкм с числовой апертурой $NA=0,06$.

Схема лазера представлена на рисунке 1, проста и не отличается от известных в мире [2-4].

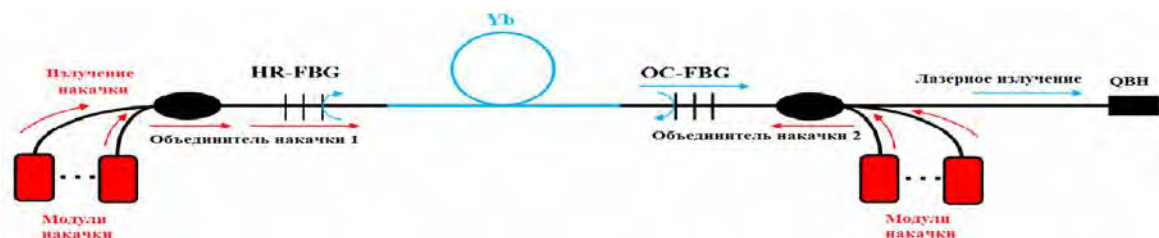


Рис. 1. Схема лазера

Специально подобранные компоненты с минимальными потерями обеспечивают высокую эффективность и надежность лазера. Накачка активного волокна осуществляется с двух сторон лазерными диодными модулями с длиной волны 915 нм. Вывод излучения обеспечивается оптическим разъемом типа QВН. В ходе работы была разработана высокоэффективная конструкция системы охлаждения, позволяющая снизить массо-габаритные характеристики лазера, по сравнению с аналогами, в свою очередь активное волокно укладывается в V-канавку с теплопроводящим материалом. Для предотвращения перегрева компонентов лазера был выполнен тепловой расчет, который хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Разработанная конструкция позволяет обеспечить мощность выходного излучения до 2 кВт добавлением модулей накачки с использованием той же компонентной базы. Применение специальных методик по фильтрации мод высшего порядка позволяет достичь мощности излучения до 5 кВт с M^2 не хуже 1.3 [5, 6], что является предметом следующей разработки.

Литература

1. Dawson J. et al, *Opt. Express*. **16**, 13240-13266 (2008)
2. Ikoma S. et al, *Proc. SPIE* **10083**, 100830Y (2017)
3. Zhang F., Zhang X., *Opto-Electronic Engineering*, **44**, 953-956 (2017)
4. Mashiko Y. et al, *Proc. of SPIE*. **9728**, 972805, (2016)
5. Beier F. et al, *OPTICS EXPRESS* **25**, 14892-14899, (2017)
6. Shima K. et al, *Proc. of SPIE*. **10512**, 105120C, (2018)

УСТРОЙСТВО УПРАВЛЕНИЯ СПЕКТРОМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОПТИКИ

Журавлев А.А.^{*}, Вобликов Е.Д.

Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

**E-mail: aaz@pnppk.ru*

Применение интегрально-оптических устройств для управления спектром оптического излучения, в частности для анализа сигналов различных оптических датчиков позволяет улучшить массо-габаритные параметры, снизить энергопотребление оптических систем мониторинга. Для этих целей обычно используются термооптические [1] или электрооптические [2] эффекты. Для изготовления этих устройств используют различные интегрально-оптические платформы, такие как SOI (кремний на изоляторе), InP, Si, LiNbO₃. С точки зрения анализа сигналов волоконно-оптических датчиков наиболее перспективными являются платформы InP, Si, LiNbO₃, т.к. позволяют существенно повысить скорость сканирования.

В рамках инициативной работы в ПАО «ПНППК» был разработан чувствительный элемент оптического датчика электрического потенциала на основе интегрально-оптической схемы на ниобате лития (LiNbO₃), его структурная схема приведена на Рис. 1, фотография приведена на Рис. 2.

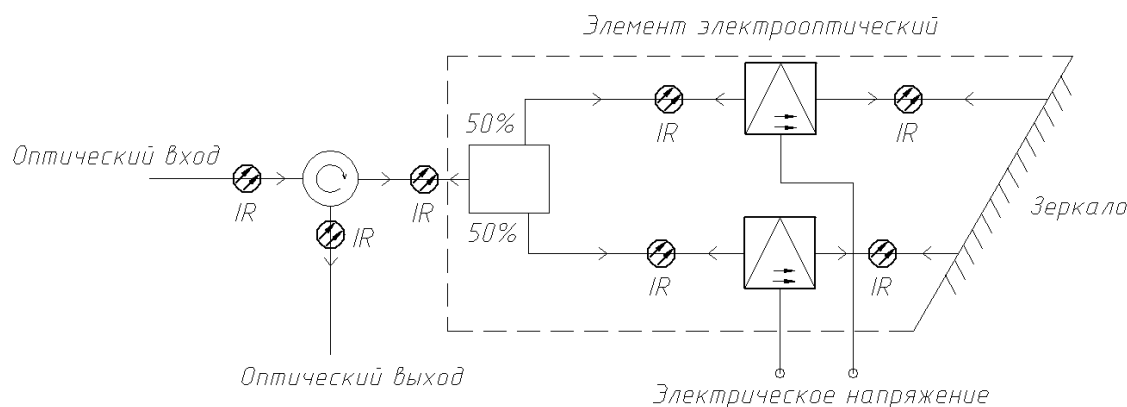


Рис. 1. Структурная схема чувствительного элемента оптического датчика электрического потенциала

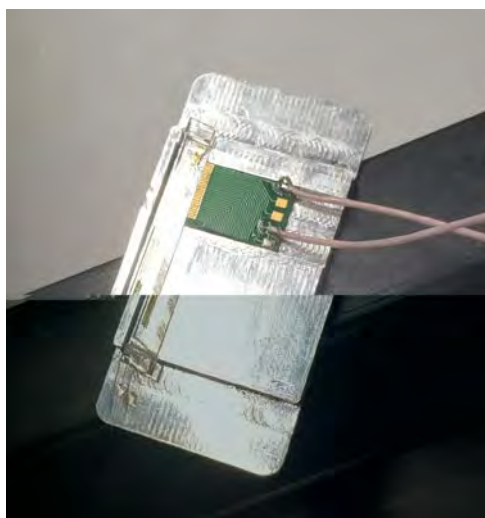


Рис. 2. Фотография чувствительного элемента оптического датчика электрического потенциала

Этот чувствительный элемент конструктивно представляет собой интегральный интерферометр Майкельсона с заложенной разницей оптических длин в плечах. Разница длин оптических путей

позволяет обеспечить спектральную селективность устройства. Спектр отражения такого интерферометра, согласно теории, имеет периодическую структуру с минимумами и максимумами интенсивности на заданных длинах волн. Период между максимумами обозначается как свободный спектральный диапазон (Free spectral range, FSR). Чем больше разница длин в плечах, тем плотнее периодическая структура и меньше FSR.

При подаче разности потенциалов на электроды изменяется показатель преломления в плечах интерферометра и их оптическая длина. Это приводит к сдвигу спектральной характеристики отражения датчика по оси λ .

Длина волны, на которой обеспечивается минимальное отражение сигнала датчика рассчитывается по формуле:

$$\lambda_0 = \frac{2(n_2 l_2 - n_1 l_1)}{2m+1}, \quad (1)$$

где $n_1, n_2 = 2,23$ – необыкновенные показатели преломления в плечах интерферометра для протонно-обменных каналов; l_1, l_2 – геометрические длины оптических каналных волноводов в плечах интерферометра; m – порядок интерференции (целое число). Экспериментально полученная зависимость λ_0 от прикладываемого напряжения приведена на Рис. 3.

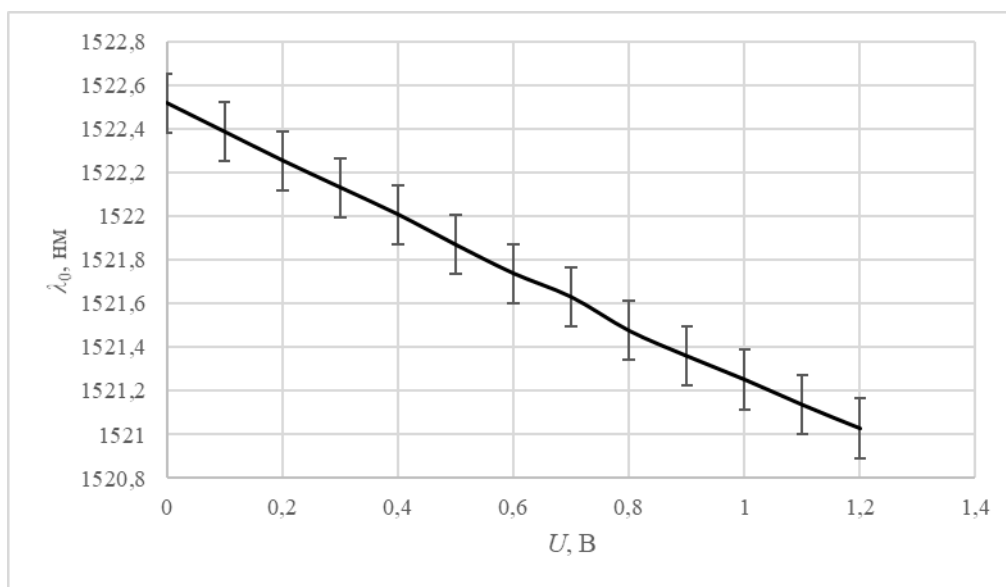


Рис. 3. Зависимость длины волны минимального отражения от прикладываемого напряжения

Видно, что изменение λ_0 в зависимости от прикладываемого напряжения составляет порядка 1,2 нм/В, что при диапазоне напряжения 15 В позволяет перестраивать спектральную характеристику на 18 нм. Электрическая емкость системы электродов чувствительного элемента составляет порядка 20 пФ, что позволяет говорить об ограничении частоты среза на уровне в несколько ГГц.

Таким образом, в результате работы получено устройство для управления оптическим спектром под действием электрического сигнала, обладающее высокой чувствительностью, широким диапазоном перестройки и большой скоростью перестройки.

Литература

1. Vittorio M.N. Passaro, Andrei V. Tsarev and Francesco De Leonardi, «Wavelength Interrogator for Optical Sensors Based on a Novel Thermo-Optic Tunable Filter in SOI», *J. Lightwave Technol.* 30, 2143-2150 (2012)
2. Hartl I., et al, *Opt. Lett.* 26, 608-610 (2001)
3. Felipe Grillo Peternella, Thomas Esselink, Bas Dorsman, Peter Harmsma, Roland C. Horsten, Thim Zuidwijk, H. Paul Urbach and Aurèle L C.Adam, «On-chip interrogator based on Fourier transform spectroscopy», *Opt. Express* 27, 15456-15473 (2019)

ГЕНЕРАЦИЯ ЗАПУТАННЫХ ФОТОНОВ В СКРУЧЕННОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Бакуров Д.Д.^{1,2*}, Иванов О.В.², Гафурова Л.И.^{1,2}

¹Ульяновский Государственный Технический Университет, г. Ульяновск

²Ульяновский Филиал Института Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Ульяновск

*E-mail: dynamite.98@mail.ru

Применение квантовой запутанности для защиты информации в квантовой коммуникации активно исследуется в настоящее время. Пары запутанных фотонов используются в квантовых системах распределения криптографических ключей. Необходимость использования квантовых систем коммуникаций возникает в связи с возможностью защиты коммуникаций на основе принципов квантовой физики. В отличие от традиционной криптографии, которая использует математические методы, квантовая криптография основана на переносе информации с помощью квантовых объектов. Процесс отправки и приёма информации реализуется при помощи генерации и регистрации фотонов, передаваемых по линиям волоконно-оптической связи.

Для создания устройств квантовой коммуникации необходимо иметь устройства генерации запутанных фотонов. Известны схемы генерации пар запутанных фотонов за счет спонтанного параметрического рассеяния в нелинейных кристаллах [1]. Такие схемы широко распространены в устройствах квантовой коммуникации, однако, генерируемые по такой схеме фотонные пары необходимо вводить в оптическое волокно, что вносит дополнительные потери. Генерация запутанных фотонов в оптоволокне решает это проблему.

В оптическом волокне квадратичная нелинейность близка к нулю, ввиду чего эффект спонтанного параметрического рассеяния отсутствует. Однако квадратичную нелинейность в оптоволокне можно создать при его термической поляризации. Для этого его нагревают и помещают в сильное электрическое поле, в результате чего в таком волокне появляется квадратичная нелинейность. Существуют схемы генерации запутанных фотонов в 17-сантиметровой вставке поляризованного волокна [2].

Другой способ генерации пар запутанных фотонов основан на четырехволновом взаимодействии, возникающем за счет нелинейности третьего порядка. Генерация запутанных фотонов может происходить за счет четырехволнового взаимодействия во вставках специального волокна. Такими вставками могут быть волокна с сохранением поляризации [3], тейперы с очень узким диаметром [4] и т.д.

Увеличение эффективности генерации при четырёхволновом смещении можно обеспечить увеличением длины взаимодействия в световодах [5]. Для обеспечения условия фазового согласования используются волокна с градиентным профилем показателя преломления, со сдвинутой дисперсией и многомодовые волокна.

В данной работе рассматривается схема генерации запутанных фотонов во вставке скрученного волокна. Генерация запутанной пары происходит за счет квадратичной нелинейности, возникающей в скрученном волокне благодаря появлению анизотропии диэлектрической проницаемости и снятию зеркальной симметрии структуры, а появление нелинейности второго порядка приводит к возможности генерации запутанных фотонов.

Анизотропное возмущение тензора диэлектрической проницаемости, вызванное механическим напряжением в скрученном волокне, имеет следующий вид в цилиндрических координатах:

$$\Delta\hat{\epsilon} = \tau p_{44} \epsilon^2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r \\ 0 & -r & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где r – радиальная координата, τ – степень скручивания на единицу длины и $p_{44} = (p_{11} - p_{12})/2$, p_{11} и p_{12} – фотоупругие константы, ϵ – диэлектрическая проницаемость кварца. Собственными волнами скрученной среды являются мод с ортогональными циркулярными поляризациями – право- и левополяризованные, имеющие различные постоянные распространения:

$$\beta_{\pm} = \beta^{(0)} \pm \tau p_{44} \sqrt{\varepsilon} / 2, \quad (2)$$

где $\beta^{(0)}$ – постоянная распространения моды невозмущенного световода.

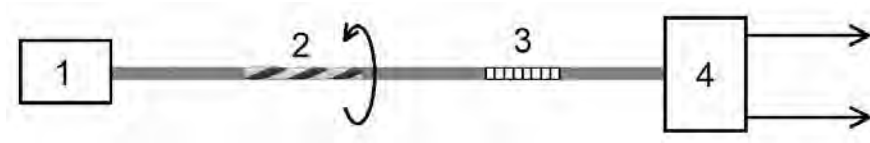


Рис. 1. Схема установки для генерации запутанных фотонов во вставке скрученного волокна: 1 – лазер с волоконным выходом, 2 – вставка скрученного волокна, 3 – волоконная брэгговская решетка, 4 – дифракционная решетка на массиве волноводов

На рисунке 1 показана схема установки для генерации запутанных фотонов во вставке скрученного волокна. Лазерное излучение выходит из волоконно-оптического лазера и поступает по стандартному волокну до вставки из специального скрученного волокна. Во вставке в результате трехволнового взаимодействия происходит генерация излучения на комбинационных длинах волн и образуются пары запутанных фотонов. Эти фотоны вместе с излучением накачки попадают в волоконную брэгговскую решетку, которая отфильтровывает излучение накачки, отражая его в обратном направлении. Затем пара фотонов, прошедших через брэгговскую решетку, поступает на дифракционную решетку на массиве волноводов, где разделяется по длине волны на сигнальный и холостой фотоны.

Литература

1. Kwiat P.G. et al., *Phys. Rev. A* **60**, R773-776 (1999)
2. Zhu E.Y. et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 213902 (2012)
3. Meyer-Scott E. et al., *Opt Express*. **21** 6205-6212 (2013)
4. Cavanna A. et al., *Phys. Rev. A* **101**, 033840 (2020)
5. Weng Y. et al., *Opt. Comm.* **348**, 7-12 (2015)
6. Nazemosadat E. et al., *JOSA B* **33**, 144-150 (2016)

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ СЕЛЕКТИРОВАНИЕ МОД В ЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ МНОГОСЕРДЦЕВИННЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ

Вольф А.А.^{1,2*}, Скворцов М.И.^{1,2}, Достовалов А.В.^{1,2}, Лабунцов В.И.^{1,2}, Егорова О.Н.³, Семёнов С.Л.⁴, Бабин С.А.^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

*E-mail: wolf@iae.nsk.su

Многосердцевинные волоконные световоды (МВС) являются перспективной платформой для создания волоконно-оптических датчиков, а также мощных лазеров и усилителей. МВС позволяют реализовать пространственное уплотнение датчиков и тем самым создать компактные трехмерные датчики формы [1], а также распределенные датчики с разделением параметров [2]. В случае волоконных лазеров, за счет увеличения эффективной площади мод, МВС позволяют значительно повысить пороги нелинейных эффектов: вынужденное рассеяние Мендельштама-Бриллюэна (ВРМБ), вынужденное комбинационное рассеяние света (ВКР), фазовая само- и кросс модуляция, модуляционная неустойчивость. Кроме этого, МВС с близко расположенными (связанными) сердцевинами используются для реализации фазовой синхронизации в лазерах [3]. В таком случае излучение распространяется по световоду в виде единой супермоды, состоящей из когерентных мод сердцевины с постоянным фазовым соотношением. Нелинейная пространственно-временная динамика мощных лазерных импульсов в МВС со связанными сердцевинами позволяет производить сжатие импульсов [4].

В докладе будут обсуждаться экспериментальные результаты полученные для ВКР-лазера на основе пассивного 7-сердцевинного волоконного световода со связанными сердцевинами, а также иттербиевого лазера на основе активного 4-сердцевинного световода с управляемыми коэффициентами связи (за счет намотки на катушки разного диаметра). Будет рассказано о технологии записи волоконных брэгговских решеток (ВБР) в выбранных сердцевинах МВС с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. Будет показано, что селектирование поперечных мод (разных сердцевины) может производиться как за счет заданного расположения брэгговских зеркал на входе и выходе резонатора, так и за счет изменения коэффициента связи между сердцевинами МВС. Для созданного 7-сердцевинного ВКР-лазера, в котором резонатор был образован набором сильноотражающих ВБР, записанных в боковых сердцевинах световода, была получена генерация стоксовой компоненты исключительно из центральной сердцевины (Рис. 1).

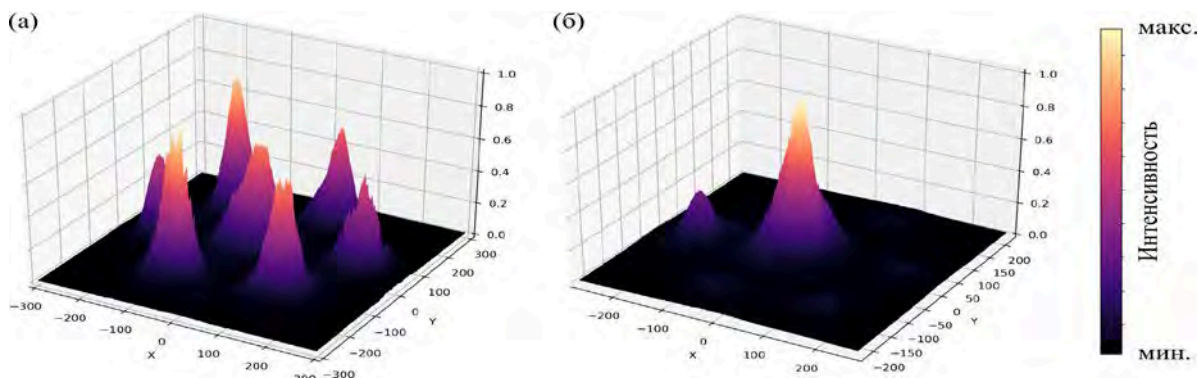


Рис. 1. Выходные пучки ВКР-лазера на основе 7-сердцевинного волоконного световода, измеренные при входной мощности накачки 17.5 Вт: (а) непоглощенная накачка и (б) прямая стоксова волна мощностью 2.5 Вт

В случае иттербиевого лазера, резонатор которого образован набором сильно-отражающих брэгговских решеток с одной стороны и широкополосным отражателем (сколом) с другой стороны, набор мод на выходе в значительной степени зависит от коэффициента связи между сердцевинами.

Полученные результаты открывают перспективы для создания волоконных лазеров на основе МВС с управляемым набором поперечных мод.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (21-72-30024).

Литература

1. Bronnikov K. et al. *Opt. Express* **27**, 38421 (2019)
2. Zhao Z. et al. *J. Light. Technol.* **36**, 5707–5713 (2018)
3. Ji J. et al. *Opt. Lett.* **43**, 3369 (2018)
4. Andrianov A.V. et al. *Opt. Lett.* **44**, 303 (2019)

КОГЕРЕНТНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В СВЕТОВОДЕ С 25 СВЯЗАННЫМИ СЕРДЦЕВИНАМИ

Калинин Н.А.^{1*}, Андрианов А.В.¹, Анашкина Е.А.¹, Ким А.В.¹, Литвак А.Г.¹, Лойхс Г.^{1,2}

¹*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород*

²*Институт физики света Общества Макса Планка, г. Эрланген, Германия*

*E-mail: nkalinin@ipfran.ru

Многосердцевинные световоды со связанными сердцевинами являются одним из перспективных путей увеличения пиковой мощности волоконных лазерных систем. Пиковая мощность излучения, которое может распространяться в односердцевинных световодах, сильно ограничена нелинейными эффектами, в частности, эффектом самофокусировки. Этот порог, в принципе, можно обойти, используя многосердцевинные волокна (МСВ), в этом случае пиковая мощность излучения увеличивается в N раз по сравнению с одномодовыми волокнами, где N – количество сердцевин в световоде. Усиленное в нескольких сердцевинах излучение затем необходимо когерентно сложить вне световодов для получения одного лазерного пучка с высокой мощностью.

В МСВ с независимыми сердцевинами присутствуют флуктуации фазы в различных сердцевинах из-за механических и тепловых изменений, и для дальнейшего когерентного суммирования излучения необходима высокоскоростная активная система стабилизации фаз во всех сердцевинах. Кроме того, известные оптические схемы для когерентного суммирования излучения обычно используют специальные оптические элементы, например, массивы линз, и сложность таких систем возрастает с увеличением количества складываемых каналов.

В отличие от МСВ с независимыми сердцевинами, в МСВ со связанными сердцевинами сердцевинны расположены близко друг к другу, и поэтому излучение распространяется в виде супермод с фиксированными фазами в различных сердцевинах. В таком режиме сохраняется когерентность излучения в различных сердцевинах, что позволяет отказаться от использования активной системы стабилизации фаз. Кроме того, из-за высокого фактора заполнения излучение на выходе из такого МСВ можно эффективно суммировать методом мозаично заполненной апертуры с помощью небольшого числа стандартных оптических элементов, что дополнительно упрощает оптическую схему суммирования. В общем случае в МСВ с N сердцевинами существуют N различных супермод. Основная супермода, синфазная, к сожалению подвержена дискретной самофокусировке при высоких мощностях [1], порог которой сравним с порогом самофокусировки в односердцевинном световоде. Недавно было показано [2], что в некоторых типах МСВ так называемые противофазные супермоды, фаза излучения в которых в соседних сердцевинах отличается на π , являются устойчивыми к дискретной самофокусировке и могут устойчиво и когерентно распространяться вплоть до общей мощности, в N раз превышающей порог самофокусировки в односердцевинном световоде. Распространение излучения в виде таких супермод является перспективным направлением увеличения пиковой мощности волоконных лазерных систем.

В данной работе было впервые экспериментально исследовано распространение излучения в МСВ с 25 связанными сердцевинами, расположенными в узлах квадратной решетки 5×5 (рис. 1), в виде отдельных супермод. Была разработана и реализована оптическая схема на основе пространственного фазового модулятора света (SLM) для селективного возбуждения супермод в данном МСВ. Схема позволяла разделять исходный гауссов пучок на 25 отдельных пучков, направляя каждый из них в соответствующую сердцевину световода. Система позволяла управлять интенсивностью и фазой излучения в каждом пучке, что позволило регулировать содержание различных супермод.

Для анализа супермод, возбужденных в данном МСВ, была реализована интерференционная схема, складывающая опорный пучок от того же источника с пучком, перенесенным с выходного торца МСВ. В линию опорного пучка была встроена регулируемая задержка. Так как групповые скорости различных супермод в общем случае различны, а время когерентности нашего источника ультракоротких лазерных импульсов достаточно малое, то интерференция опорного пучка происходит одновременно лишь с одной супермодой. Регулируя задержку и обрабатывая полученные интерференционные изображения, можно восстановить амплитудно-фазовые профили различных супермод, а также определить распределение энергии в импульсе по супермодам.

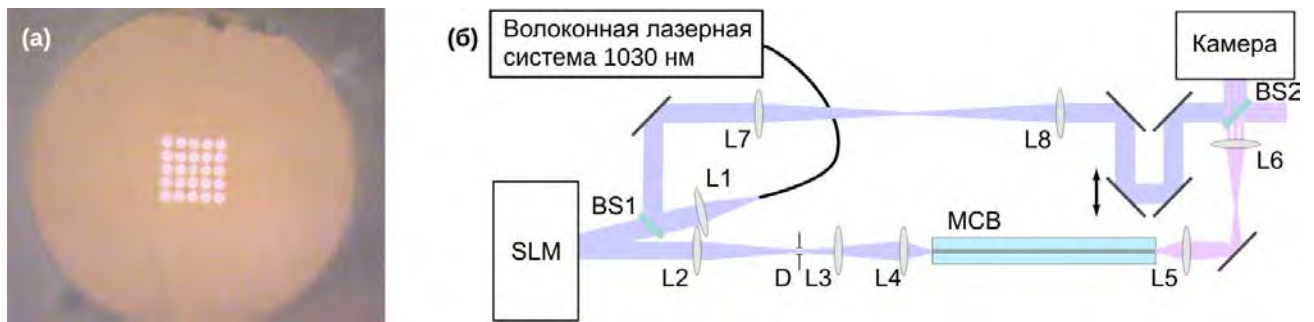


Рис. 1. Микрофотография торца используемого 25-сердцевинного МСВ (а), схема эксперимента (б)

Измеренные распределения интенсивности и фазы показаны на рис. 2 в сравнении с распределениями интенсивности и фазы, рассчитанными численно с использованием изображения многосердцевинного световода, показанного на рис. 1. Измеренные в эксперименте супермоды хорошо совпадают с расчетными.

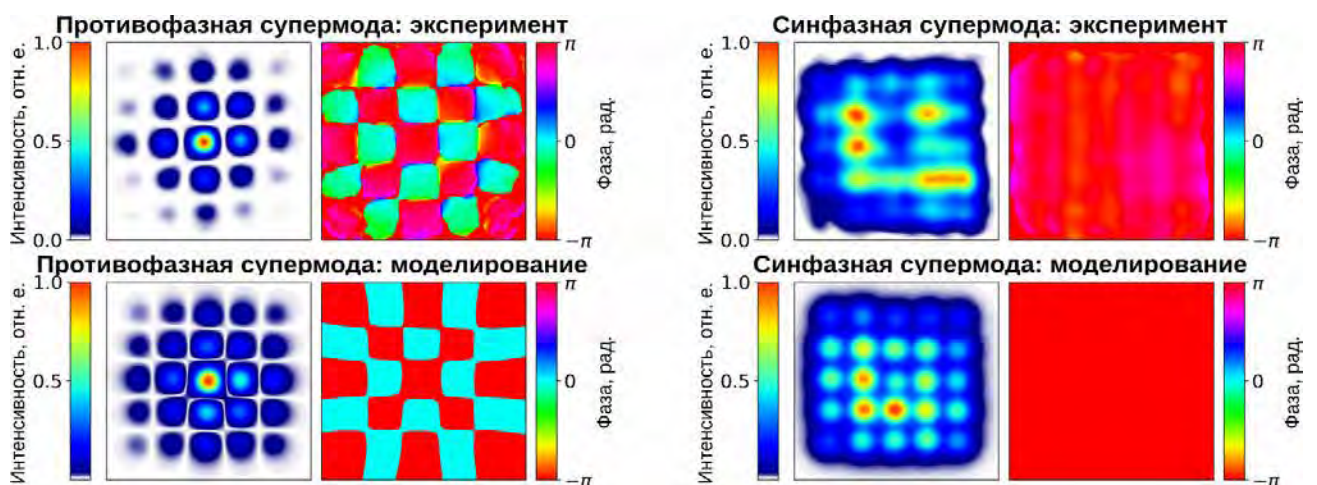


Рис. 2. Распределение интенсивности и фазы противофазной и синфазной супермод в эксперименте и моделировании

Используя систему анализа супермод как источник обратной связи, с помощью алгоритма на основе стохастического градиентного спуска была произведена максимизация содержания противофазной супермоды в импульсе. Содержание противофазной супермоды составило 90%. Далее было проведено когерентное суммирование излучения в виде противофазной супермоды на выходе из МСВ в один пучок хорошего качества. Излучение с поперечной структурой в виде противофазной супермоды можно эффективно суммировать с помощью противофазного режима в оптической схеме когерентного суммирования пучков с мозаично заполненной апертурой [3]. Так как сердцевинки в данном МСВ расположены близко друг к другу, то массив линз и фазовый корректор не требовались, и в дальней зоне образовались четыре максимума интенсивности. Эти четыре пучка были просуммированы в два этапа с помощью двух делителей пучков 50/50. В эксперименте эффективность когерентного суммирования противофазной супермоды составила 74%, качество пучка составило $M^2=1.3$. Система не требовала никакой активной системы стабилизации фаз суммируемого излучения и сохраняла эффективность суммирования на протяжении долгого времени. В моделировании эффективность суммирования составила 93%, качество пучка $M^2=1.1$.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства Российской Федерации для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых (Мегагрант), № договора 14.W03.31.0032.

Литература

1. Christodoulides D.N., Joseph R I., *Opt. Lett.*, **13**, 794-796 (1988)
2. Balakin A.A. et al., *Opt. Lett.*, **46**, 246-249 (2021)
3. Andrianov A.A. et al., *Opt. Lett.*, **45**, 4774-4777 (2020)

УЗКОПОЛОСНЫЙ ОПТОВОЛОКОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С СОХРАНЕНИЕМ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ

**Колегов А.А.^{1*}, Абакшин А.А.^{1,2}, Чумаченко А.В.^{1,2}, Горбачев А.В.^{1,2}, Фролов Д.А.^{1,2},
Игнатьев И.А.^{1,2}, Арсланов И.Р.^{1,2}**

¹ООО «Нордлэйз», г. Санкт-Петербург

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург

*E-mail: a.kolegov@nordlase.ru

Увеличение мощности одномодовых оптоволоконных лазеров ограничено рядом физических факторов. К наиболее значимым ограничивающим факторам относятся нелинейные эффекты, такие как вынужденное рассеяние Манделштама – Бриллюэна (ВРМБ), вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), самофокусировка и др.

Увеличение мощности лазерного излучения с дифракционным качеством мощностью свыше 10 кВт возможно при сложении излучения нескольких одномодовых лазерных источников. Существуют некоторые методы, позволяющие при объединении лазерных пучков получать высокое качество результирующего излучения. Среди них можно отметить когерентное сложение [1-3] и спектральное сложение излучения [4-6].

Уровень выходной мощности излучения лазеров и усилителей, используемых для объединения, достигает 1-2 кВт в зависимости от ширины спектра и качества излучения [7-9]. Настоящая работа посвящена разработке и созданию одномодового оптоволоконного усилителя с качеством излучения M^2 не хуже 1.3 и мощностью излучения уровня 1 кВт.

Поскольку в усилитель входит излучение с достаточно узкой шириной спектра, то в первую очередь будет развиваться эффект ВРМБ. Пороговую мощность возникновения ВРМБ можно оценить по формуле [10]:

$$P_{th} \sim \frac{21}{L_{eff} \cdot g_{SBS}}, \quad (1)$$

где g_{SBS} – коэффициент усиления ВРМБ, L_{eff} – эффективная длина волокна,

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha \cdot L)], \quad (2)$$

α – коэффициент потерь, L – длина волокна.

Коэффициенты усиления ВРМБ зависят от структуры материала и ширины спектра сигнала. Выражение для пикового значения g_{SBS} можно записать в виде:

$$g_{SBS} = \frac{1}{A_{eff}} \cdot \frac{\Delta\Omega_{SBS}}{\Delta\Omega_p + \Delta\Omega_{SBS}} \cdot G_{SBS}, \quad (3)$$

где A_{eff} – эффективная площадь моды, $\Delta\Omega_{SBS}$ – ширина полосы ВРМБ усиления (10-50 МГц), $\Delta\Omega_p$ – ширина полосы излучения лазерной генерации (3-30 ГГц), G_{SBS} – коэффициент ВРМБ усиления в объеме кварцевого стекле, который определяется выражением [11]:

$$G_{SBS} = \frac{2 \cdot \pi \cdot n^7 \cdot p^2}{c \cdot \lambda_p^2 \cdot \rho \cdot V_a \cdot \Delta\Omega_{SBS}}, \quad (4)$$

где $n = 1.468$ – показатель преломления сердцевинки, $V_a = 5960$ м/с – скорость акустической волны, $p = 0.3$ – продольный акустооптический коэффициент, $\lambda_p = 1064$ нм – длина волны, $\rho = 2.2 \cdot 10^3$ кг/м³ – плотность материала, c – скорость света.

Для ширины полосы ВРМБ усиления (50 МГц), при типичном для кварцевого стекла коэффициенте потерь $\alpha \sim 0,005$ м⁻¹, получим представленные на рисунке 1 зависимости пороговой мощности ВРМБ в зависимости от длины волокна с диаметром сердцевинки 20 мкм и для значений ширины спектра 10 пм, 20 пм и 40 пм.

Как видно из рис. 1 мощность излучения на уровне 1 кВт при ширине спектра 10 пм можно получить при длине волокна не более 10 м, при 20 пм – не более 22 м, при 40 пм – не более 45 м.

Для получения контрастной интерференционной картины или эффективного когерентного сложения длина когерентности должна быть больше разности хода взаимодействующих волн. Это обеспечивается достаточно узкой шириной спектра, например, при ширине спектра 20 ГГц (80 пм) длина когерентности составляет примерно 10 см, что достаточно для эффективного когерентного сложения.

При сборке подобных усилителей необходимо обеспечить хорошую развязку между каскадами усиления, не допускать развития усиленного спонтанного излучения (УСИ), минимизировать паразитную обратную связь и принять меры по увеличению порогов возникновения ВРМБ.

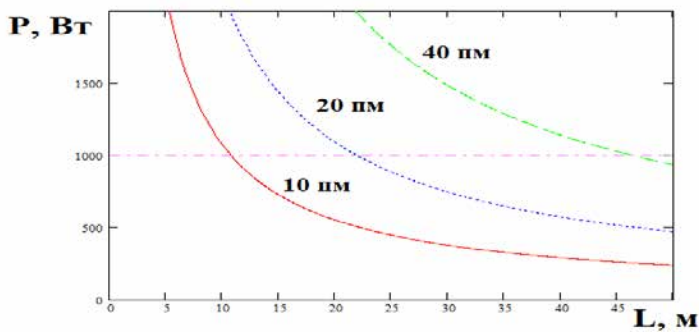


Рис. 1. Пороговая мощность ВРМБ

Таким образом, в зависимости от требований к ширине спектра излучения определяется тип используемой накачки – стабилизированная на длине волны 976 нм для минимизации длины волокна или более доступный вариант с длиной волны 915 нм. Следует отметить, что при использовании коротких участков активного волокна при достаточно высокой накачке, необходимо обеспечивать эффективный отвод тепла от волокна, например, для достижения выходной мощности уровня 1 кВт мощность излучения накачки должна составлять примерно 1.7 кВт, а при длине активного волокна 10 м тепловая нагрузка может составлять 170 Вт/м, что уже не является тривиальной задачей и может приводить к температурной модовой нестабильности (ТМН).

Структурная схема разработанного усилителя представлена на рисунке 2.

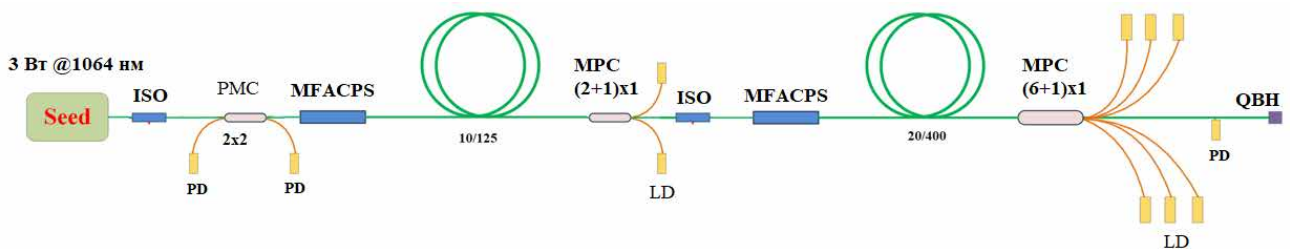


Рис. 2. Структурная схема усилителя

Нами разработана схема и изготовлен образец волоконного усилителя узкополосного сигнала со спектральной шириной 40-60 нм и мощностью 1-3 Вт для систем когерентного сложения. Разработанный усилитель с эффективностью свыше 60% имеет входное волокно с диаметром сердцевины 10 мкм и числовой апертурой 0.08. Повышение порогов ВРМБ и ТМН обеспечено путем организации обратной накачки, при этом максимальная мощность излучения достигается в конце каскада усиления, а также путем деформации и скручивания волокна в кольца малого диаметра для выведения мод высшего порядка [12]. Паразитная генерация минимизирована путем организации косых сколов на свободных торцах волокон. Развитие УСИ минимизировано обеспечением усиления менее 15 дБ. Для усиления сигнала с уровня ~ 10 мВт необходим предварительный усилитель до уровня единиц Вт.

Литература

1. Yu C.X. et al, *Opt. Lett.* **36**, 2686–2688 (2011)
2. McNaught S.J. et al, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, 174–181 (2014)
3. Flores A. et al, *Opt. Eng.* **55**, 096101 (2016)
4. Zhang Fan et al, *Opt. Express* **24**, 12063–12071 (2016).
5. Ma Y. et al, *Chinese J. Lasers* **43**, 0901009 (2016)
6. Chen F. et al, *Opt. Express* **25**, 32783–32791 (2017)
7. Samson B., Carter A., *The Review of Laser Engineering* **41**, 714-717, (2013)
8. Ma P. et al, *Opt. Express* **24**, 4187–4195 (2016)
9. Chang Z. et al, *Applied Optics.* **58**, 6419-6425, (2019)
10. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов.* Москва (1987)
11. Agrawal G.P. et al, *Nonlinear Fiber Optics.* Academic press, London, (1989)
12. Anderson B. et al, *Proc. SPIE* **11665**, 116650G (2021)

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ОДНОЧАСТОТНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Дураев В.П., Медведев С.В., Воронченко С.А., Молодцов И.С.

АО «НОЛАТЕХ», Россия, Москва

*E-mail: nolatech@mail.ru

Представлены результаты работ по созданию перестраиваемых одночастотных полупроводниковых лазеров с внешним резонатором на основе волоконной брэгговской решетки (ВБР), сформированной в одномодовом световоде с сохранением поляризации. Рассмотрены способы перестройки длины с помощью пьезокерамики, температуры и тока инжекции. Проведены исследования по стабилизации длины волны и ширины линии излучения в зависимости от расположения ВБР и лазерного диода (ЛД) на едином элементе Пельтье. Представленные перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры способны работать в динамически стабильном одночастотном режиме генерации с узкой шириной линии и могут быть изготовлены в диапазоне длин волн от 630 нм до 1650 нм [1].

В работе использовались эпитаксиальные структуры на основе арсенида галлия или фосфида индия с квантово-размерными слоями, изготовленными методом МОС-гидридной эпитаксии (в зависимости от длины волны). Структуры были изготовлены АО «НИИ «Полус» им. М.Ф.Стедьмаха». Активный элемент изготовлен на базе гребешкового волновода. Волоконные брэгговские решетки были изготовлены методом фазовой маски компанией ООО «ЛИКоптика». Элемент Пельтье был изготовлен компанией СмарТТЭК. Пьезокерамический элемент был изготовлен АО «НИИ «Элпа».

Основными элементами конструкции являются: активный элемент и брэгговская решетка. На заднюю грань резонатора активного элемента наносятся отражающие покрытия 90%, а на переднюю грань просветляющее покрытие 0,01% [2]. Коэффициент отражения ВБР составляет 10-20%, спектральная ширина по уровню 0,5 – 0,08...0,15 нм. Для лучшей эффективности согласования лазерного диода с волоконным световодом на торце последнего формируется цилиндрическая микролинза, увеличивающая процент ввода излучения в волокно до 80%. Крепление волокна осуществляется на микронагреватель с помощью стеклоприпоя. Такая конструкция позволяет разместить в стандартном корпусе Butterfly пьезокерамику, с помощью которой производится сжатие/растяжение ВБР [3]. Термостабилизация осуществляется с помощью элемента Пельтье и термосопротивления. Плавная перестройка длины волны может быть осуществлена в пределах спектральной ширины ВБР за счет изменения тока инжекции или температуры ЛД [4]. Перестройка в более широком диапазоне возможна за счет подачи растяжения на пьезокерамику (до 150В).

Представленные лазеры, изображенные на рисунке 1, имеют следующие основные характеристики: диапазон перестройки длины волны с помощью пьезокерамики – до 1,5 нм; скорость токовой перестройки – 0,001 нм/мА; скорость температурной перестройки – 0,08 нм/°С; мощность непрерывного излучения – до 150 мВт (до 1 Вт в импульсе); ширина линии генерации – менее 100 кГц.



Рисунок 1. Внешний вид выпускаемых лазеров и сопутствующей продукции

Литература

1. Дураев В.П. Перестраиваемые одночастотные полупроводниковые лазеры / В. П. Дураев // Фотоника. – 2011. - № 5. – С. 34-37
2. Дураев В.П. одночастотные полупроводниковые лазеры на основе двухпроходных усилителей / В. П. Медведев, С. В. Медведев // Фотоника. – 2015. - № 6. – С. 54
3. Buric Michael et al. «Piezo-electric tunable fiber Bragg grating diode laser for chemical sensing using wavelength modulation spectroscopy» *Optics express* 14.6 (2006): 2178-2183
4. Одночастотный перестраиваемый полупроводниковый лазер: пат. 135193 Рос. Федерация: МПК H01S 5/022

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОДОВОЙ ДЕКОМПОЗИЦИИ К ИЗЛУЧЕНИЮ ВКР-ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ ГРАДИЕНТНОГО СВЕТОВОДА С ПРЯМОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Харенко Д.С.^{1,2,*}, Гервазиев М.Д.^{1,2}, Волоси В.М.^{1,2}, Кузнецов А.Г.¹, Подивилов Е.В.^{1,2}, Вабниц С.^{2,3}, Бабин С.А.^{1,2}

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

³DIET, Sapienza University of Rome, Italy

*E-mail: kharenko@iae.nsk.su

Многомодовые волокна долгое время оставались невостребованными из-за плохого качества пучка, которое обратно пропорционально количеству возбужденных мод. Однако интенсивное исследование нелинейных эффектов при распространении мощного лазерного излучения во многомодовых волокнах с градиентным профилем показателя преломления привело к открытию ряда неожиданных явлений, таких как керровская [1] и рамановская [2] чистка пучка, генерация суперконтинуума с импульсами высокой пиковой мощности и пр.

Так недавно было показано, что ВКР-лазер с прямой диодной накачкой на основе волокна с градиентным профилем показателя преломления (GRIN) демонстрирует эффективное преобразование многомодового (параметр $M2$ около 30) пучка непрерывной накачки в высококачественный стоксов пучок со значительным увеличением яркости. Однако, несмотря на почти гауссову форму генерируемого стоксова пучка, его параметр качества $M2$ составляет около 2, что указывает на значительный вклад мод высокого порядка. Кроме того, анализ остаточного профиля пучка накачки показывает наличие сложной динамики продольных мод волокна. Для детального анализа выходной мощности лазера мы применяем методы модовой декомпозиции на основе цифровой голографии, разработанные ранее для анализа керровской самоочистки субнаносекундных многомодовых пучков в GRIN-волокнах [3,4].

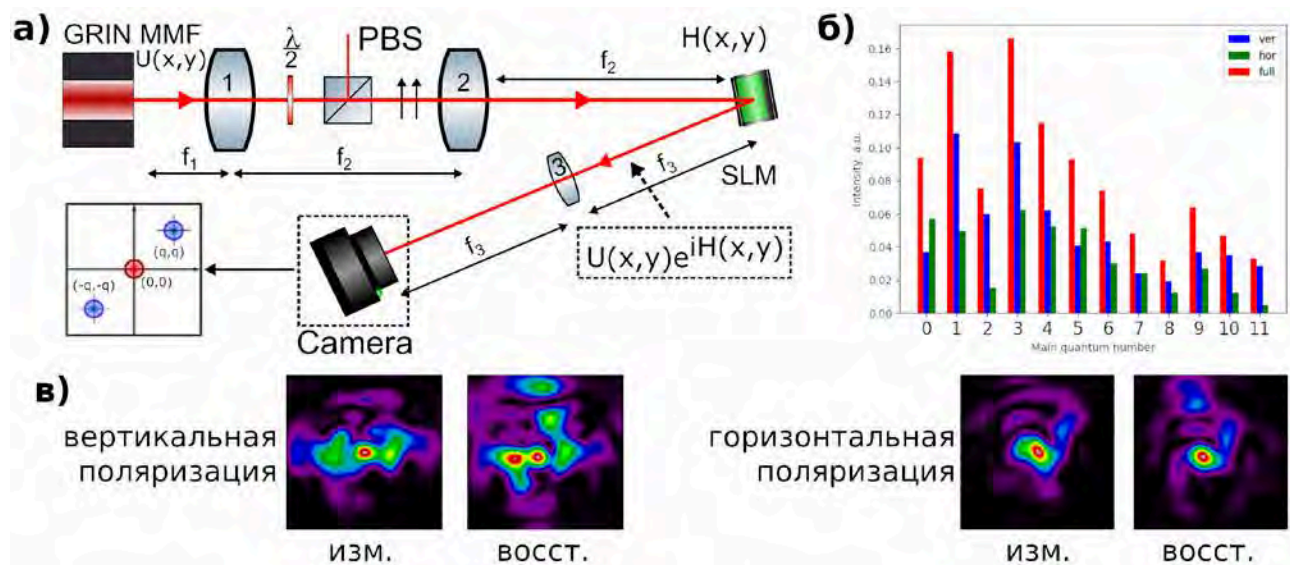


Рисунок 6. а) Схема установки для проведения модовой декомпозиции излучения, б) пример распределения энергии по модам волокна в спекл-пучке, усредненное по главным квантовым числам в) измеренное и восстановленное распределение интенсивности для каждой из поляризаций

Модовая декомпозиция – это метод анализа излучения, заключающийся в измерении амплитуд и относительных фаз мод, входящих в состав пучка. Такой метод позволяет анализировать выходное распределение интенсивности в виде спекла с точки зрения распределения амплитуды и фазы большого количества возбужденных мод. Принципиальная схема установки приведена на рисунке 1а.

Используя свойство ортонормированности волоконных мод, разложение Якоби-Ангера и теоремы о преобразовании Фурье, фазовые маски на пространственном модуляторе света формируются таким образом, чтобы центр первого порядка дифракции содержал информацию об амплитуде моды или её относительной фазе. Пример распределения энергии по модам в двух поляризациях представлен на рисунке 1б, при этом измеренное и восстановленное распределение интенсивности в ближней зоне приведено на рисунке 1в. Здесь видно, что достаточно сложное распределение интенсивности хорошо воспроизводится в каждой из поляризаций несмотря на то, что большая часть энергии находится в модах высокого порядка.

На примере модовой динамики при керровской самоочистки для данного метода были опробованы различные технические решения по поиску наиболее корректной точки для измерений и оценены влияния погрешностей различных параметров [3]. В данной работе мы исследуем возможность его применения для измерения модового состава гладких (не пятнистых) пучков накачки и стоксова излучения в квазинепрерывном волоконном ВКР-лазере. Таким образом, появляется возможность исследовать нелинейную связь мод на новом уровне с количественным анализом содержания поперечных мод, который намного информативнее интегрального параметра M_2 . На конференции мы представим описание модифицированной методики разложения мод и результаты экспериментов для градиентного волоконного рамановского лазера с прямой диодной накачкой. Вместе с частичным вкладом возбужденных поперечных мод в результирующий лазерный луч ожидается выявить фазовые отношения между ними, которые помогут разработать всеобъемлющую модель, рассматривающую внутрирезонаторную динамику отдельных мод в продольном и поперечном направлениях и их взаимодействие.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ (21-42-00019) и гранта Минобрнауки РФ (14.Y26.31.0017). Работа Г.М. также поддержана грантом РФФИ (20-32-90132).

Литература

1. K.Krupa, A.Tonello et al. *Nat. Photonics* 11, 237-241 (2017)
2. E.A. Zlobina et al, *Opt. Express* 25, 12581 (2017)
3. M.D. Gervaziev et al., *Laser Phys. Lett.*, 18, 015101 (2020)
4. D.S. Kharenko et al, in *Real-time Measurements, Rogue Phenomena, and Single-Shot Applications VI*, 1167105 (2021)

НЕЛИНЕЙНОСТЬ И ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ НАСЫЩАЮЩИХСЯ ПОГЛОТИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Гладуш Ю.Г., Мкртчян А.А., Давлетханов А., Галияхметова Д., Красников Д.В., Лагудакис П., Насибулин А.Г.

*Сколковский институт науки и технологий, г. Москва
E-mail: y.gladush@skoltech.ru*

С момента первой демонстрации работы углеродных нанотрубок в волоконном лазере в 2003 году, данный материал считается перспективным насыщающимся поглотителем для генерации ультракоротких импульсов. За прошедшее время была продемонстрирована суб-пикосекундная генерация как для различных способов внедрения нанотрубок в резонатор, так и для различных активных лазерных сред в диапазоне от 900 нм до 2 мкм [1]. Тем не менее, применение углеродных нанотрубок в лазерной технике имеет до сих пор ограниченный характер. Это связано, в частности, большой вариативностью методов синтеза и сбора пленок и, как следствие, большим разбросе в характеристиках образцов, а также их термической стабильности. В данной работе мы проводим систематическое исследование нелинейного отклика безполимерных пленок углеродных нанотрубок, а также их термической стабильности.

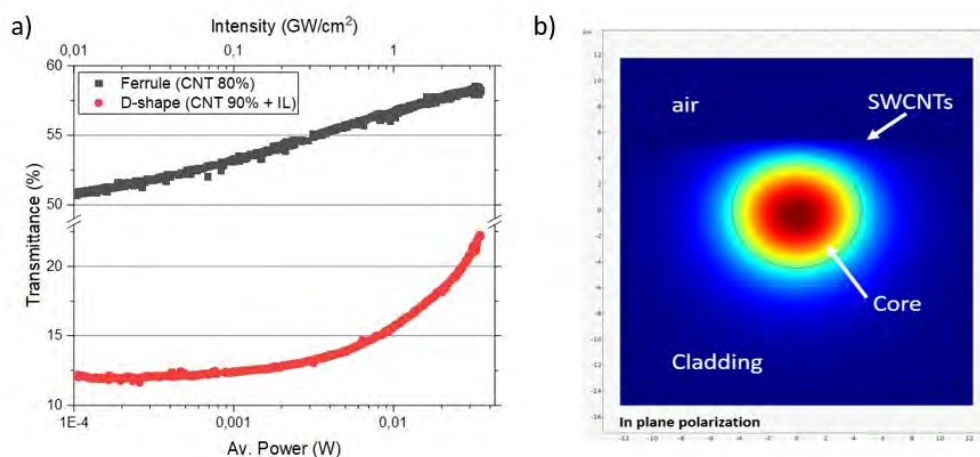


Рис. 1. а) Нелинейное поглощение углеродных нанотрубок, нанесенных на ферулу и на волокно с боковой полировкой; б) распределение поля в волокне с боковой полировкой и нанесенными нанотрубками

В работе мы используем однослойные углеродные нанотрубки, синтезированные методом аэрозольной CVD в газовой фазе. Данный метод позволяет собрать тонкую пленку нанотрубок на фильтре и не требует дополнительной очистки материала. Диаметр трубок подобран во время синтеза таким образом, чтобы резонанс первого межзонного перехода соответствовал 1.55 мкм. Нелинейность нанотрубок измерялась методом балансных детекторов с длительностью импульса 100 фс и пиковой мощностью до 9 ГВт/см² на длине волны 1.56 мкм. Сравнение нелинейного отклика для нанотрубок, нанесенных на коннектор и на сполитрованное волокно. На рисунке видно, что глубина модуляции на сполитрованном волокне выше, чем на коннекторе. Однако, кривая нелинейного просветления для сполитрованного волокна имеет более пологую зависимость при низких мощностях, что негативно сказывается на возможностях самостарта лазерной генерации. Эти отличия в нелинейном пропускании связаны с существенной зависимостью пропускания от формы моды в световоде и интеграла перекрытия моды световода и покрытия из нелинейного материала. С помощью численных расчетов мы показываем, что нанотрубки также оказывают влияние на форму моды, что может существенно влиять на форму кривой просветления. Это делает просветление зависимым от геометрических параметров пленки поглотителя, таких как длина и толщина, и даже приводит к нелинейному затемнению образца.

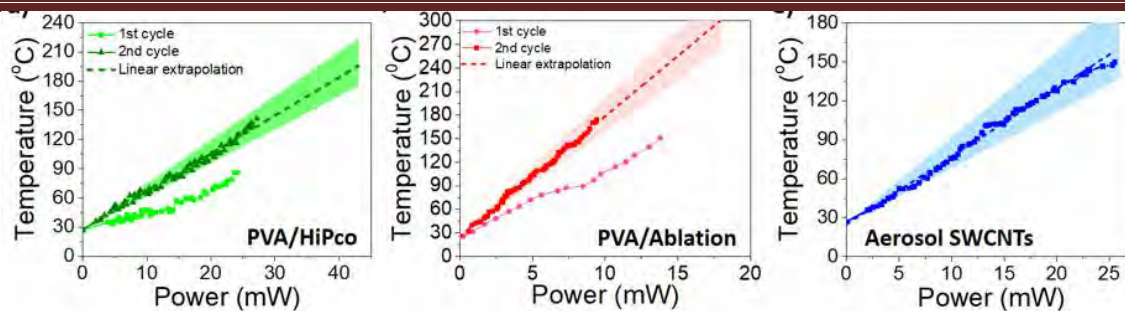


Рис. 2. Температура на насыщающемся поглотителе в зависимости от падающей средней мощности излучения для нанотрубок HiPco и Ablation в полимерной матрице и безполимерной пленки нанотрубок

Нанесение нанотрубок на поверхность сполитованного волокна обладает существенными преимуществами с точки зрения термической стабильности поглотителя. Однако, как показано выше, при такой конфигурации поглотитель имеет менее выраженный нелинейный отклик при малых плотностях мощности. Это заставляет вернуться к вопросу о термической стабильности углеродных нанотрубок на коннекторах. Ранее различными группами изучались разные механизмы деградации насыщающихся поглотителей на основе нанотрубок. Среди них образование кратеров в полимерном композите [2], разложение полимера [3], горение безполимерных пленок нанотрубок [4]. Отсюда следует, что механизм деградации может сильно зависеть от способа изготовления образца. Однако остается открытым вопрос, какие именно механизмы ответственны за деградацию и чем они определяются: нагревом образца излучением или оптическим пробоем под действием высокой пиковой мощности, достигаемой при импульсной генерации. Чтобы ответить на эти вопросы, было бы полезно узнать температуру, до которой нагревается образец в резонаторе. Для этого мы разработали подход, основанный на измерении рамановского сигнала от углеродных нанотрубок, нанесенных на коннекторы. В работе сравнивались образцы безполимерных нанотрубок (пропускание 70%) и нанотрубок в матрице полимера PVA (пропускание 70% для HiPco и 10% для Ablation). Положение рамановского G-пика углеродных нанотрубок зависит от температуры, поэтому в волокно был заведен дополнительный маломощный лазерный сигнал на 532 нм, а на выходе, помимо импульсной генерации, снимался рамановский сдвиг зеленого лазера. Зависимость температуры для трех типов образцов показано на рисунке 2. На рисунке мы видим, что PVA композиты деградируют при мощности 45 мВт для более светлого образца и 17 мВт для более темного и при температуре более 200 °C, которая соответствует деградации полимера. При этом сгоранию образца предшествует медленное изменение свойств, о чем свидетельствует изменение рамановского спектра и оптических свойств образца. Безполимерные нанотрубки, напротив, не претерпевают изменений перед сгоранием, которое происходит при падающей средней мощности 27 мВт и температуре около 160 °C, что существенно ниже их температуры горения. Отсюда мы можем сделать вывод, что сгорание происходит в результате воздействия короткого импульса. Данный вывод подтвержден измерениями при непрерывном излучении, при котором образец выдерживал 90 мВт падающей мощности. Таким образом, мы показали, что механизмы деградации могут существенно отличаться в зависимости от способа интеграции нанотрубок в резонатор.

Литература

1. Chernysheva M. et al. *Nanophotonics*. 6 (2017)
2. Chernysheva M. et al, *Sci. Rep.* 8 1-9 (2018)
3. Ryu S.Y. et al., *Opt. Express*. 20 12966–12974 (2012)
4. Martinez A. et al., *Opt. Express*. 21 4665–4670, (2013)

НОВЫЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУР

Лавриненко А.В.^{1*}, Einstom Engay¹, Dewang Huo^{1,2}, Radu Malureanu¹,
Ada-Ioana Bunea³, Clayton De Vault⁴, Eric Mazur⁴

¹*DTU Fotonik, Technical University of Denmark, Kgs. Lyngby, 2800, Denmark*

²*Institute of Modern Optics, Department of Physics, Harbin Institute of Technology, Harbin 15000, China*

³*DTU Nanolab, Technical University of Denmark, Kgs. Lyngby 2800, Denmark*

⁴*Department of Physics and School of Engineering and Applied Sciences, Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA*

**E-mail: alav@fotonik.dtu.dk*

В докладе будет рассказано о двух новых перспективных направлениях применения диэлектрических структур специального дизайна для управления световыми пучками и создания волноведущих структур с квази-постоянной фазой распространяющихся мод.

В качестве первого примера мы использовали метаповерхность для фазовой микроскопии слаборассеивающих объектов. Стандартные оптические камеры не чувствительны к фазе регистрируемой волны, поэтому количественный фазовый портрет микрообъектов получается либо в интерференционных схемах, либо при регистрации по крайней мере двух изображений объектов. Последний подход категорически не может быть использован в случае биологических, то есть движущихся слаборассеивающих объектов. Мы предложили использовать метаповерхность, создающую два разделенных изображения, в одно из которых вносится фиксированный фазовый сдвиг [1]. Эффективность данного подхода подтверждена в ряде экспериментов на прозрачных объектах различного поперечного профиля. При известном однородном материале объекта, по результатам эксперимента может быть восстановлен его поперечный профиль.

Во втором примере, связанном со специфическим распространением света, происходящим практически без набега фазы, мы использовали тройную дираковскую точку дисперсионной диаграммы фотонного кристалла. Такие структуры получили название «Near-zero index», ввиду близости показателя преломления к нулевому значению. Интерес к таким структурам связан с возможностью заметного усиления эффективности структур в задачах нелинейной оптики. Весьма перспективным представляется тот факт, что в противовес фазовой скорости, которая стремится к бесконечности (как в квазистатическом приближении), групповая скорость распространения остается в пределах значений соответствующим диэлектрикам. Мы показали, что эффективный показатель преломления в нашей структуре достигает значения 0,02 [2]. При этом, для уменьшения радиационных потерь такой моды при распространении, был использован принцип связанных состояний в континууме мод (bound states in the continuum – BIC).

Литература

1. Engay E. et al, *Nano Letters*, **21**, 3820-3826 (2021)
2. Vertchenko L. et al, *Laser & Photonics Reviews*, 2000559 (2021)

ДВУХЧАСТОТНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В ЗАДАЧАХ РАДИОФОТОНИКИ

Спирин В.В.¹, Фотиади А.А.²⁻⁴

¹Scientific Research and Advanced Studies Center of Ensenada (CICESE), 22860 Ensenada, B.C., México

²Ульяновский государственный университет, ул. Льва Толстого, Ульяновск, 432970

³University of Mons, Electromagnetism and Telecommunication Department, B-7000 Mons, Belgium

⁴Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул. 26, Санкт-Петербург, 194021

E-mail: Andrei.Fotiadi@gmail.com

Простые, но эффективные методы сужения линии генерации полупроводникового лазера представляют большой исследовательский интерес, обусловленный огромным спросом на недорогие компактные узкополосные лазерные источники, востребованные для многих практических приложений. Хотя в большинстве приложений узкополосных лазеров используются такие их качества как компактность, надежность, простота конструкции и низкий уровень фазового шума, для приложений, связанных с задачами радиофотоники [1], в частности, для целей генерации радиочастотных сигналов, важна также возможность работы лазера одновременно на двух строго привязанных друг к другу частотах. Смещение выходных излучений такого лазера на одном быстром фотодиоде позволяет получать спектрально чистый радиочастотный сигнал на частоте равной разности частот лазера. В 2012 году мы продемонстрировали простой лазерный источник с шириной линии генерации в несколько кГц, лишь соединив в одной волоконной конфигурации лазерный диод и несколько стандартных телекоммуникационных компонентов [2]. За последние годы развитие этого направления привело к созданию семейства простых двухчастотных узкополосных волоконных лазерных источников, пригодных для применений в радиофотонике [3-5].

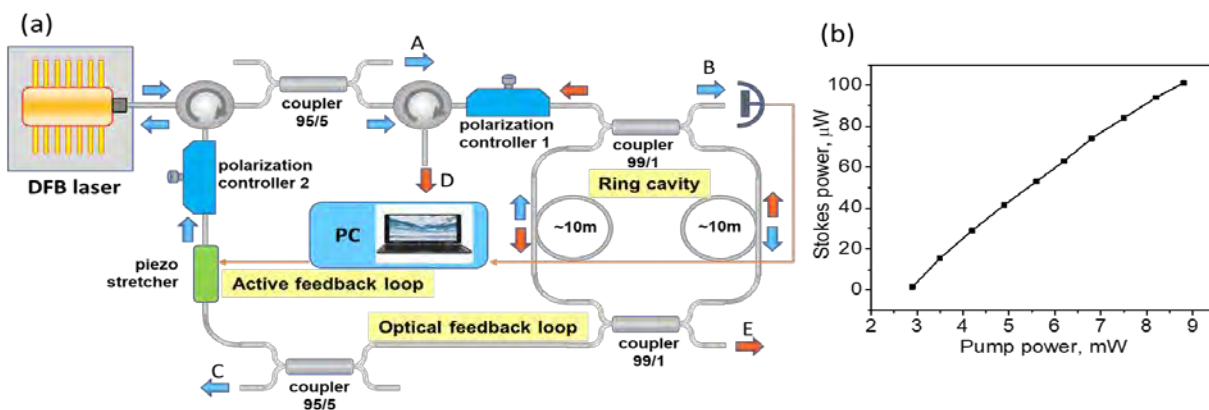


Рис. 1. (а) Экспериментальная конфигурация двухчастотного лазера; (б) Зависимость выходной мощности на Бриллюэновской частоте от выходной мощности на основной частоте (выходы D и A, соответственно)

На Рис.1, в качестве примера, показана конфигурация двухчастотного лазера [4], производящего узкополосное излучение на двух фиксированных частотах в непрерывном режиме. Разница частот ~ 11 ГГц соответствует частоте Бриллюэновского сдвига в оптическом волокне. Принцип работы основан на механизмах захвата полупроводниковым DFB-лазером собственной частоты внешнего волоконного резонатора и генерации вынужденного Бриллюэновского рассеяния в самом резонаторе. Для реализации эффекта самозахвата частоты излучение полупроводникового лазера пропускается через внешний высокочастотный кольцевой резонатор, а затем через волокно обратной связи попадает обратно в резонатор полупроводникового лазера, навязывая ему генерацию на собственной частоте внешнего резонатора. Это приводит к сужению ширины линии генерации полупроводникового лазера на несколько порядков (с десятков МГц до суб кГц значений). Особенностью применения механизма захвата частоты в данном случае является высокая чувствительность эффекта к изменениям параметров конфигурации под действием внешних условий (например, температуры), приводящая к перескакиванию мод. Для подавления этой нестабильности в наших конфигурациях используется

активная обратная связь через управляемую фазовую задержку в волокне обратной связи. Работа цепи обратной связи контролируется недорогой USB-DAQ картой через пьезоактиватор, прикрепленный к волокну. Таким образом, сужение ширины линии полупроводникового лазера обеспечивается механизмом самозахвата частоты при помощи пассивной оптической обратной связи, в то время как активная оптоэлектронная связь обеспечивает устойчивую работу лазера в режиме узкополосной генерации. Для достижения узкополосной генерации на Бриллюэновской частоте тот же кольцевой резонатор используется в качестве нелинейной среды. При этом механизм самозахвата частоты поддерживает постоянный резонанс между полупроводниковым лазером и внешним резонатором, обеспечивая идеальную накачку для генерации Бриллюэновского излучения.

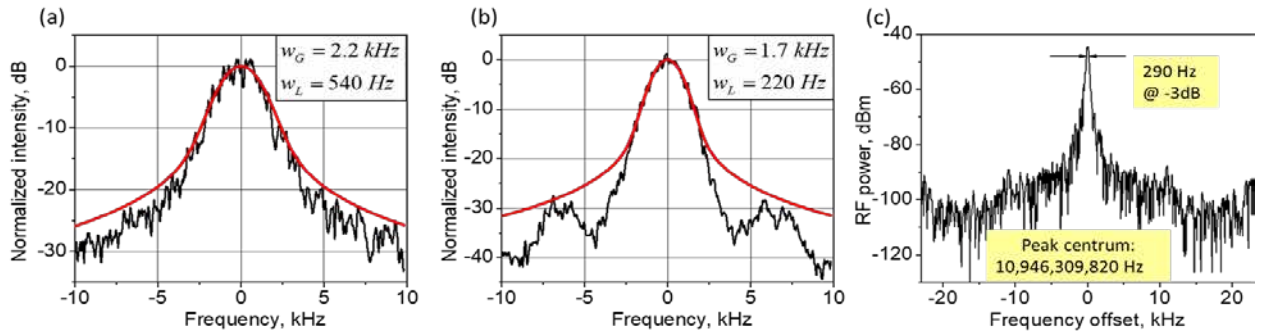


Рис. 2. Самогетеродинные лазерные спектры, измеренные для двух лазерных выходов на основной (выход А, а) и Бриллюэновской (выход D, б) частоте (черная линия) и их аппроксимация функциями Фойгта (красная линия) для определения Гауссовой w_G и Лоренцевской w_L ширины линии. (с) Спектр радиочастотного сигнала, полученного путем смешения излучения с двух лазерных выходов на быстром фотодетекторе

На Рис.2 представлены характеристики двухчастотного лазера. Выходная мощность лазера составляет ~ 9 мВт и ~ 100 мкВт для генерации на основной и Бриллюэновской частоте, соответственно. Дальнейшее масштабирование мощности возможно с внешними усилителями. При этом мощность на основной частоте может быть увеличена с помощью волоконного эрбиевого усилителя (EDFA), в то время как использование внешнего Бриллюэновского усилителя (построенного из того же волокна, что и кольцевой резонатор, и накачиваемого через EDFA самим же лазером), предпочтительней для эффективного узкополосного усиления на Бриллюэновской частоте. Обе рабочие частоты лазера строго привязаны к собственным частотам внешнего кольцевого резонатора, и их температурный дрейф, измеренный в эксперименте, составляет ~ 8.8 МГц/мин. На Рис. 2 а, б показаны самогетеродинные спектры излучений лазера, измеренные при помощи волоконного интерферометра Маха – Цендера с разностью плеч 55 км и фазового электрооптического модулятора ~ 25 МГц. Разложение этих спектров на Гауссовские и Лоренцевские компоненты (через функцию Фойгта) позволило оценить естественную (Лоренцевскую) ширину линии генерации как ~ 270 Гц для основного и ~ 110 Гц для Бриллюэновского излучения. Эти результаты хорошо согласуются с прямыми измерениями радиочастотного (RF) спектра, характеризующего биения между двумя лазерными выходами, показанными на Рис. 2, с. Спектр имеет выраженный пик с центром в ~ 10.9 ГГц и шириной ~ 290 Гц. Пиковая частота соответствует Бриллюэновскому частотному сдвигу (~ 1535 нм).

Также в докладе будут рассмотрены другие конфигурации двухчастотных лазеров, обладающие еще более узкими линиями генерации (< 70 Гц) [5] и возможностью перестройки разницы частот в широком диапазоне (~ 60 ГГц). Все они являются хорошими кандидатами для применений в устройствах радиофотоники, в частности, для генерации спектрально чистых радиочастотных сигналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования (проект № 075-15-2021-581) и Российского научного фонда (проект № 18-12-00457).

Литература

1. D.Marpaung et al, «Nature Photonics» 13, 80-90 (2019)
2. Spirin V.V. et al, Laser Physics Letters 9, 377 (2012)
3. Spirin V.V. et al, Opt. Express 28, 478 (2020)
4. Spirin V.V. et al, Opt. Express 28, 37322 (2020)
5. Spirin V.V. et al, Optics and Laser Technology 141, 107156 (2021)

МНОГОМОДОВЫЙ РЕЖИМ В ОПТОЭЛЕКТРОННОМ ОСЦИЛЛЯТОРЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ГРЕБЕНКИ ЧАСТОТ

**Кулагин В.В.^{1,2,3*}, Валуев В.В.^{3,4}, Конторов С.М.⁵, Корниенко В.Н.², Прохоров Д.А.³,
Черепенин В.А.²**

¹Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

²Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, г. Москва

³Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва

⁴ЗАО НТЦ «Модуль», г. Москва

⁵Сколковский институт науки и технологий, Московская обл.

*E-mail: victorvkulagin@yandex.ru

Радиофотонная генерация оптических гребенок частот интенсивно исследуется в последнее время. Такие гребенки позволяют формировать набор одномодовых СВЧ колебаний с низкими фазовыми шумами и могут использоваться во многих устройствах, например, в радиофотонных аналого-цифровых преобразователях [1,2], в генераторах задающих частот для многочастотных зондирующих комплексов [3], в устройствах формирования широкополосных СВЧ сигналов [4] и др. Обычно в радиофотонных устройствах для генерации оптической гребенки частот используется расширение спектра оптической волны при ее модуляции СВЧ колебаниями, поэтому требуется одна или несколько стабильных задающих СВЧ частот, воздействующих на ряд амплитудных или фазовых модуляторов, при помощи которых и формируется вся гребенка (см., например, [5]). Для этого используется ультрастабильный генератор СВЧ колебаний, так как фазовые шумы получаемой оптической гребенки частот определяются в большей степени стабильностью задающего генератора СВЧ. В то же время все более широкое применение находит оптоэлектронный осциллятор, который также базируется на применении радиофотонных технологий, может перестраиваться в широком диапазоне частот и имеет рекордно низкие шумы [6] благодаря использованию оптического энергоаккумулирующего элемента на основе длинной волоконной линии с высокой эффективной добротностью. В литературе исследуются различные схемы синхронизации частотных мод импульсных лазеров по выходному сигналу оптоэлектронного осциллятора (см., например, [7]), что приводит к улучшению стабильности оптической гребенки частот, формируемой лазером. При этом объединение оптоэлектронного осциллятора и импульсного лазера существенно усложняет установку, формирующую оптическую гребенку. Кроме того, в такой объединенной системе нет возможности полностью контролировать параметры гребенки, в частности, расстояние между линиями, количество линий в спектре и др. В то же время, оптоэлектронный осциллятор уже включает устройство, способное формировать оптическую гребенку при определенных условиях, - амплитудный модулятор. Поэтому исследование возможности использования оптоэлектронного осциллятора в качестве генератора оптической гребенки частот представляет несомненный интерес.

Для модуляционного расширения линии лазера и генерации оптической гребенки в одноконтурном оптоэлектронном осцилляторе в работе предложено использовать простейшую схему, в которой вместо обычного амплитудного модулятора использован модулятор Маха-Цандера с двумя СВЧ входами [5], а для вывода модулированного оптического излучения к схеме после амплитудного модулятора добавлен оптический выход. В этом случае при высоких индексах модуляции оптическая гребенка генерируется за счет образования большого количества боковых линий в спектре сигнала. В такой схеме частоты модулирующих колебаний в плечах должны быть одинаковыми, а разность амплитуд и постоянный сдвиг фаз между плечами связаны определенным соотношением для обеспечения малой неравномерности амплитуд линий [5]: $\Delta\alpha \pm \Delta\theta = n\pi + \pi/2$, где $\Delta\alpha$ - полуразность индексов модуляции плечей, а $\Delta\theta$ - полуразность постоянных сдвигов фаз в плечах. При этом неравномерность амплитуды гребенки, формируемой в одном плече, компенсируется противоположной неравномерностью в другом плече. Достоинством схемы является возможность контролировать все параметры оптической гребенки, изменяя частоту лазера, среднюю частоту полосы пропускания фильтра СВЧ, а также амплитуды сигналов, подаваемых на плечи модулятора.

Исследование характеристик схемы, а также определение параметров формируемой оптической гребенки частот и СВЧ колебания проводилось с помощью численного моделирования, что позволило изучить сильно нелинейные и многомодовые режимы работы. Математическая модель схемы основана

на динамических уравнениях для элементов, используемых в схеме (лазер, модулятор, фотодетектор, фильтры, делители и т.д.), источники шумов включают частотный и амплитудный шум лазера, дробовой шум фотодетектирования, тепловые и другие шумы (см., например, [8]). В численных моделированиях длина последовательности данных (длительность сигнала, циркулирующего в контуре оптоэлектронного осциллятора) определялась длиной линии задержки. После прохождения каждого замкнутого цикла сигнал в контуре изменялся, часть его выводилась и пристыковывалась к выходному сигналу, полученному в результате прохождения предыдущих циклов, что приводило к увеличению длины последовательности выходного сигнала после прохождения каждого цикла. Таким образом, выходной сигнал в моделированиях является объединением во времени сигналов, полученных в контуре оптоэлектронного осциллятора в результате прохождения всех циклов. В линии задержки оптоэлектронного осциллятора не происходит накопления сигнала как в оптическом резонаторе, в ней в каждый момент времени существует только одна бегущая оптическая волна, принадлежащая выполняемому циклу, причем волны, соответствующие разным циклам, не смешиваются. Это позволяет проводить численное моделирование схемы по каждому циклу независимо. Для разработки численного кода использовался программный комплекс МАТЛАБ.

Проведен ряд численных моделирований, показавших работоспособность схемы. В качестве примера на рис. 1 представлены спектральные плотности оптического и СВЧ сигналов на выходах оптоэлектронного осциллятора для индексов модуляции 8 и 9.6 (чем больше эти индексы, тем больше линий в оптической гребенке). В оптической гребенке формируется 19 линий с неравномерностью амплитуд менее 7 дБ, среди них 11 линий имеют неравномерность амплитуд менее 4 дБ (время задержки сигнала в волоконной линии составляет 10 нс). Разность частот соседних линий оптической гребенки равна частоте генерируемого СВЧ колебания, которая определяется СВЧ фильтром и в данном случае составляет 11.5 ГГц, в результате общая ширина гребенки оказывается порядка 220 ГГц. Высота центральной линии в спектре колебания СВЧ на 100 дБ превышает высоту соседних линий, которые связаны с волоконной линией, т.е. дополнительная селекция мод не требуется.

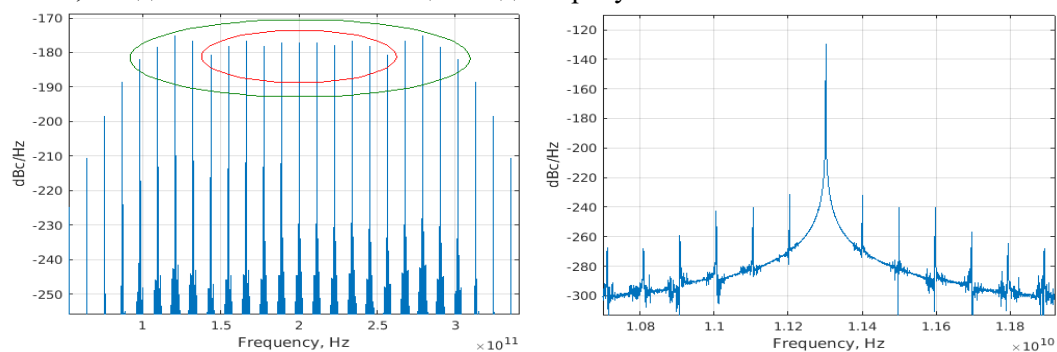


Рис. 1. Спектральные плотности выходного оптического поля модулятора (слева) и СВЧ колебания (справа) для индексов модуляции 8 и 9.6 в плечах модулятора Маха-Цандера с двумя входами СВЧ

Таким образом, предложенный метод формирования оптической гребенки частот в оптоэлектронном генераторе позволяет полностью контролировать все ее параметры: средняя частота оптического спектра определяется частотой лазера, расстояние между линиями гребенки – средней частотой полосы пропускания фильтра СВЧ, а количество линий – амплитудами сигналов, подаваемых на плечи модулятора, при этом все характеристики оптической гребенки можно легко перестраивать в процессе работы.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований в рамках проектов № 19-29-06108 и 20-07-00768.

Литература

1. Cherepenin V.A. et al, *IEEE Conference Publications: 48th European Microwave Conference (EuMC)* 796 (2018)
2. Кулагин В.В. и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **84**, 67-72 (2020)
3. Ellinger J. et al, *Radar Sonar & Navigation IET*, **11**, 444-452 (2017)
4. Кулагин В.В. и др., *Изв. РАН. Сер. физ.* **85**, 91-97 (2021)
5. Sakamoto T., Kawanishi T., Izutsu M, *Opt. Lett.* **32**, 1515-1517 (2007)
6. Yao X.S., Maleki L, *Electron. Lett.* **30**, 1525-1527 (1994)
7. Yao X.S., Davis L., Maleki L, *J. Lightwave Technology* **18**, 73-78 (2000)
8. Валуев В.В. и др., *Радиотехника и электроника.* **63**, 1020-1028 (2018)

ТРЕХКОМПОНЕНТНЫЕ АДРЕСНЫЕ ВОЛОКОННЫЕ БРЭГГОВСКИЕ СТРУКТУРЫ – НОВЫЙ ЭЛЕМЕНТ РАДИОФОТОННЫХ МНОГОСЕНСОРНЫХ СЕТЕЙ

Морозов О.Г.¹, Сахабутдинов А.Ж.^{1*}, Нуреев И.И.¹, Мисбахов Р.Ш.², Кузнецов А.А.¹

¹Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, г. Казань

²Казанский государственный энергетический университет, г. Казань

*E-mail: azhsakhabutdinov@kai.ru

Трехкомпонентная адресная волоконная брэгговская структура (ТАВБС) – это квазипериодическая структура, сформированная в сердцевине оптического волокна, спектральный отклик от которой в оптическом диапазоне представляет собой трехчастотный сигнал, локализованный в «узкой» части спектра, разностные частоты между составляющими которого много меньше (на пять и более порядков) несущих оптических частот и соответствуют радиочастотной области спектра. Характерной особенностью ТАВБС, как и двухкомпонентных АВБС (ДАВБС) [1], является инвариантность указанных разностных частот при наложении на структуру деформационных или температурных полей, что позволяет использовать их в качестве чувствительных элементов измерительных систем с обеспечением адресных свойств, при этом разностные частоты называются адресными.

Существует как минимум два подхода к формированию ТАВБС – это внесение в периодическую структуру ВБР трех фазовых π -сдвигов (3π -ВБР, рис. 1) [2] и формирование ВБС из набора трех сверхузкополосных ВБР (3λ -ВБР, рис. 2) [1], что и является первой классификацией ТАВБС.



Рис. 1. ТАВБС, работающие на пропускание 3π -ВБР:

а – ДАВБС, одноадресная (A1); б – СТАВБС, двухадресная (A1, A2); в – НТАВБС, трехадресная (A1, A2, A3)

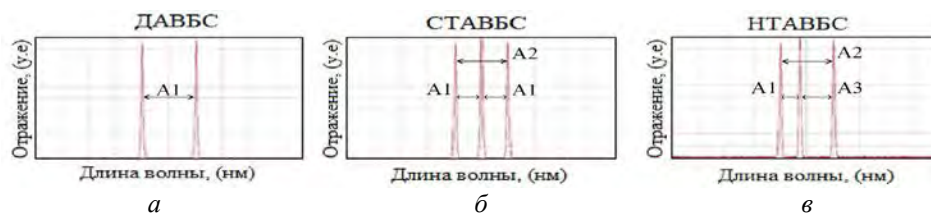


Рис. 2. ТАВБС, работающие на отражение 3λ -ВБР:

а – ДАВБС, одноадресная (A1); б – СТАВБС, двухадресная (A1, A2); в – НТАВБС, трехадресная (A1, A2, A3)

Второй классификацией ТАВБС может быть классификация по количеству формируемых адресов:

ПТАВБС – ТАВБС с подавленной центральной адресной компонентной, фактически представляющая собой ДАВБС – одноадресная ТАВБС (рис. 1,а, рис. 2,а);

СТАВБС – симметричная ТАВБС с боковыми адресными компонентами, разнесенными на одинаковую адресную частоту от центральной адресной составляющей – двухадресная ТАВБС (рис. 1,б, рис. 2,б).

НТАВБС – несимметричная ТАВБС с боковыми адресными компонентами, разнесенными на неодинаковые адресные частоты от центральной адресной составляющей – трехадресная ТАВБС (рис. 1,в, рис. 2,в).

Третьей классификацией является классификация по совпадению частоты центральной адресной компоненты (ЧЦАК) или частоты боковых адресных компонент (ЧБАК) и брэгговской частоты (БЧ) всей БВС в целом (рис. 3 и рис. 4).

В этом случае можно говорить о решении задач измерений при различных вариантах расположения БЧ. На рис. 3 приведены варианты 3π -ВБР ТАВБС: БЧ находится в середине между ЧБАК (рис. 3,а); БЧ совпадает с ЧЦАК (рис. 3,б); БЧ не совпадает с ЧЦАК (рис. 3,в).



Рис. 3. ТАВБС, работающие на пропускание 3π -ВБР (варианты):
 а – БЧ в середине между ЧБАК; б – БЧ совпадает с ЧЦАК; в – БЧ не совпадает с ЧЦАК

В случае 3π -ВБР ТАВБС БЧ находится строго в середине БВС и относительно нее ведется отсчет частотных расстояния ее адресных компонент.

Возможность говорить о произвольном положении БЧ всей структуры в целом вытекает из инвариантности положения адресных компонент при приложении к структуре физических полей и характерно только для 3λ -ВБР ТАВБС.

На рис. 4 приведены варианты 3λ -ВБР ТАВБС: БЧ совпадает с левой ЧБАК (рис. 4,а); БЧ совпадает с правой ЧБАК (рис. 4,б); БЧ совпадает с ЧЦАК (рис. 4,в).

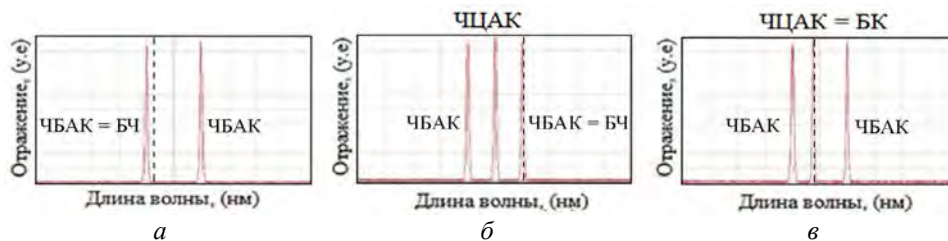


Рис. 4. ТАВБС, работающие на отражение 3λ -ВБР (варианты):
 а – БЧ совпадает с левой ЧБАК; б – БЧ совпадает с правой ЧБАК; в – БЧ совпадает с ЧЦАК

Таким образом, в случае 3λ -ВБР ТАВБС БЧ может находиться в произвольном положении, в том числе и между адресными компонентами. Несмотря на это, относительно нее ведется отсчет частотных расстояний для ее адресных компонент. По ней же определяется и общий сдвиг центральной длины волны ТАВБС. Следует отметить, что приведенная классификация ТАВБС органично включила в себя ДАВБС [1] как ТАВБС с исключенной центральной адресной компонентой (аналогично амплитудно-модулированному колебанию с подавленной несущей).

Конкретные применения ТАВБС налагают определенные требования на форму их спектра отражения/пропускания, которая определяется профилем показателя преломления входящих в их структуру брэгговских решеток. Общими требованиями к указанным структурам является ширина полосы пропускания адресных элементов в $0,0005/0,01$ нм и частотный разнос между ними в $10-100$ ГГц, обеспечивающие высокую разрешающую способность измерений различных физических величин при высокой вероятности физической реализуемости и ее невысокой стоимости.

Развитие методов обработки информации, полученной с ТАВБС, позволили снизить требования к ширине полосы пропускания/отражения адресных элементов [3]. А новые сплит-адресные ВБС, которые впервые будут представлены в докладе, позволят снизить требования и к полосе пропускания фотодетекторов системы.

Литература

1. Морозов О.Г., Сахабутдинов А.Ж., Компьютерная оптика **43**, 535-543 (2019)
2. Morozov O.G. et al, Sensors **20**, 2693 (2020)
3. Аглюллин Т.А. и др., Вестник ПГТУ №4(48), 72-81 (2020)

РАДИОФОТОННЫЙ ВЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗАТОР НА ОСНОВЕ N-МЕРНОГО КОМПРЕССИРОВАННОГО ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Кузнецов А.А.

КНИТУ-КАИ, г. Казань
*E-mail: aakuznetsov@kai.ru

Одним из ключевых элементов любого фотонного устройства являются оптические фильтры. Современные технологии позволяют формировать как сверхузкополосные (с шириной в фемтометры), так и сверхширокополосные (десятки нанометров). Актуальной становится задача измерения АЧХ и ФЧХ таких структур. Для таких измерений применяются векторные анализаторы, способные, в отличие от классических анализаторов спектра, измерять дополнительно фазовые и поляризационные характеристики оптических устройств.

Одним из факторов, ограничивающих улучшение метрологических характеристик, является работа фотоприёмных устройств анализаторов в режиме измерения постоянного или квазипостоянного (сверхширокополосного) сигнала и, как следствие, высоким уровнем собственных шумов. Это связано с тем, что для зондирования тестируемого устройства (ТУ) используется перестраиваемый по длине волны высококогерентный одночастотный лазерный источник. Решение данной проблемы – переход к детектированию сигналов биений нескольких зондирующих оптических составляющих на радиочастоте, что сужает рабочую полосу фотоприемника и увеличивает отношение сигнал шум. Такие векторные анализаторы принято называть радиофотонными (РФ ОВА).

Простейшими РФ ОВА являются двухчастотные симметричные. В качестве источника зондирующих сигналов применяют либо модуляторы Маха-Цандера (ММЦ), работающие в нулевой рабочей точке, либо фазовые модуляторы и режекторные фильтры, подавляющие несущую. Основным недостатком таких источников зондирующих излучений является наличие неподавленных составляющих высокого порядка, дающих биения на той же частоте, что и информационные составляющие, непосредственно зондирующие контур (см. рис).

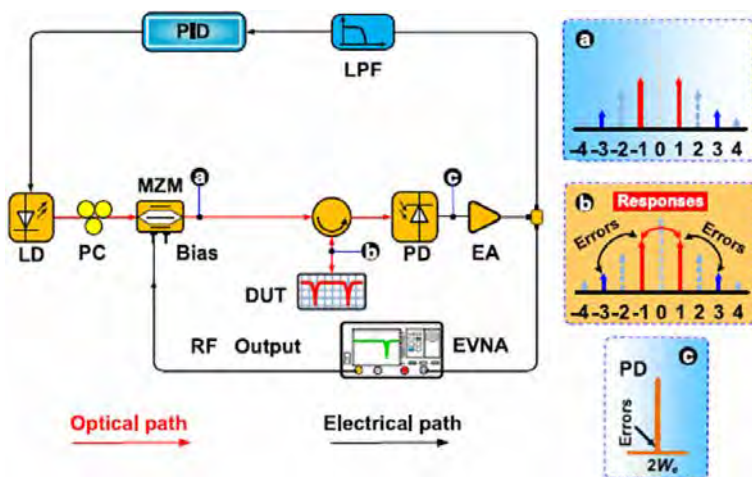


Рис. Двухчастотный симметричный РФ ОВА [1]

сигнал и биения гармоник более высокого порядка не равны, что исключает их вклад в общую погрешность измерения [2-3].

В работе [4] предложен РФ ОВА на основе трехчастотного зондирующего излучения. Для упрощения данного метода была предложена следующая концепция: формировать зондирующее излучение таким образом, чтобы после прохождения тестируемого устройства его гармоники изменялись пропорционально на одну и ту же величину (с точностью до погрешности измерения). Такое возможно, если взаимное отношение крутизны АЧХ тестируемого устройства и разнос частот будет

подобраны таким образом, что зондирующее излучение будет попадать на «плоскую» (в данном масштаб разности частот) часть контура.

Предложенный подход имеет следующие отличительные особенности, в сравнении с существующими трехчастотными анализаторами:

- сокращается размерность системы уравнений для вычисления амплитуд зондирующих частот;
- снижение частоты биений допускает использование низкочастотных оптико-электронных и электронных компонент, что значительно снижает стоимость и упрощает само устройство;
- допускается использование трехчастотного излучения симметричного типа, представляющее собой обычный амплитудно-модулированный сигнал;
- для формирования излучения возможно использование прямой модуляции лазерного источника или абсорбционных модуляторов, обладающих более линейной модуляционной характеристикой и не требующих задания и поддержания рабочей точки;
- при сверхмалом разности частот разрешающая способность ограничивается шириной спектральной линии используемого лазерного источника;
- необходимо строгое соблюдение условия пропорционального изменения амплитуд зондирующих частот после прохождения контура.

Так как в общем случае число зондирующих частот может быть произвольным (что может дать определенный выигрыш, как показано на примере полигармонических излучений [5]), то данный класс РФ ОВА назван «РФ ОВА на основе N-мерного компрессированного зондирующего излучения».

Обобщенная математическая модель взаимодействия такого излучения с АЧХ контура будет изложена в докладе.

Литература

1. Dai J. et al, *Opt. Com*, **447**, 61-66 (2019)
2. Василец А.А. и др. *Фотон-экспресс*, **7(167)**, 15-21 (2020)
3. Нуреев И.И. *Научно-технический вестник Поволжья*, **3**, 183-186 (2015)
4. Sakhabutdinov A.Zh. et. al., *Photonics*, **7 (14)** (2020)
5. Нуреев И.И. *Научно-технический Вестник Поволжья*, **3**, 69-71 (2016)

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ПРИБОРЫ РАДИОФОТОНИКИ НА ОСНОВЕ ФОСФИДА ИНДИЯ

Журавлев К.С.

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
г. Новосибирск
E-mail: zhur@isp.nsc.ru

В последние годы в мире сформировалось новое научно-техническое направление, получившее название «радиофотоника». Принципиальное отличие радиофотоники от традиционной сверхвысокочастотной электроники заключается в том, что вместо электронной обработки сигналов в радиофотонных устройствах используются оптические технологии. Синтез оптоэлектронных технологий обработки и передачи данных с возможностями СВЧ-электроники обеспечил получение совершенно новых возможностей для беспроводных сетей связи (гибридных радиофотонных систем), устройств обработки и передачи информации и управления, включая радиолокационные станции с активными фазированными антенными решетками и соединения их с сверхширокополосными линиями передачи СВЧ сигнала. Изучение фундаментальных и прикладных аспектов генерации, передачи, обработки и распознавания сверхвысокочастотных сверхширокополосных сигналов, а также применением указанных явлений при разработке и создании устройств различного назначения являются одним из наиболее актуальных направлений развития современной инновационной экономики.

Основными элементами радиофотонных устройств являются лазеры, оптические модуляторы, оптическое волокно, фазовращатели, оптические разветвители и мультиплексоры, дифракционные решетки различного вида и быстродействующие фотодетекторы. Современная элементная база (ЭКБ) радиофотоники может быть создана на основе различных технологических платформ, наиболее распространенными из которых являются платформы на основе фосфида индия (InP), на основе кремния (Si и SiO₂/Si), кремния-на-изоляторе, нитрида кремния (Si₃N₄) и на основе полимеров. Среди этих технологических платформ самой мощной и перспективной является платформа на основе InP, единственная из вышеперечисленных, позволяющая создавать полностью монокристаллические радиофотонные интегральные схемы (МИРС). Прямозонные соединения на основе InP обладают превосходными оптическими свойствами и позволяют генерировать, усиливать и регистрировать свет, быстро модулировать и управлять световым потоком. Элементы МИРС на одной материальной платформе обладают одинаковым коэффициентом температурного расширения и схожими зависимостями выходных параметров от температуры, что улучшит температурную стабильность приборов.

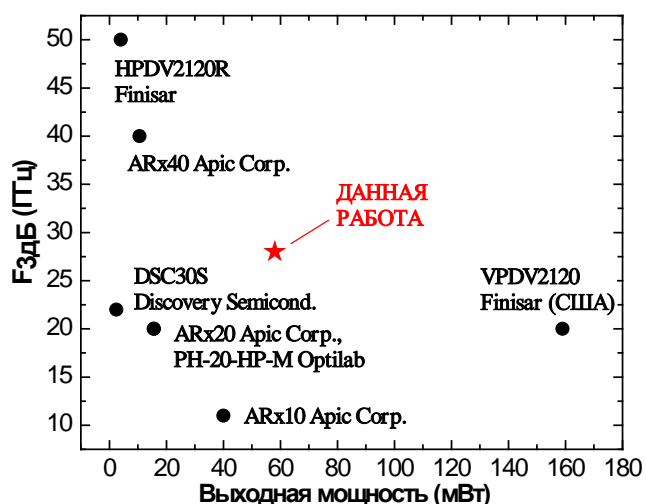


Рис. 1. Максимальная выходная мощность и полоса рабочих частот коммерчески доступных моделей СВЧ-фотодиодов и фотодиодов, разработанных в ИФП СО РАН

В докладе рассматриваются основные конструкции лазеров, электрооптических модуляторов (ЭОМ) и сверхвысокочастотных фотоприемников (ФП). Представлены этапы развития радиофотонной ЭКБ: от дискретных элементов до МИРС. Показано, что наиболее полно достоинства радиофотоники проявляются при использовании МИРС. Они позволяют снизить габаритные размеры, оптические потери и энергоемкость, повысить надежность систем радиофотоники. При создании элементов радиофотоники объединяют усилия математиков, физиков, химиков и технологов. В докладе представлены результаты разработки в ИФП СО РАН ФП и ЭОМ: расчета конструкции гетероструктур и конструкции элементов радиофотоники, технологии роста гетероструктур методом молекулярно-лучевой эпитаксии, технологии изготовления элементов радиофотоники на основе InP.

РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ РАДИО– И КВАНТОВОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ НА ПЛАТФОРМЕ ИЗ НИТРИДА КРЕМНИЯ

Проходцов А.И.¹, Комракова С.А.¹, Конышев Ю.В.¹, Кузин А.Ю.², Голиков А.Д.³,
Елманов И.А.³, Елманова А.В.³, Ан П.П.³, Ковалюк В.В.³, Гольцман Г.Н.^{3,1*}

¹Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», г. Москва

²Сколковский институт науки и технологий, г. Москва

³Московский педагогический государственный университет (МПГУ), г. Москва

*E-mail: goltsman@rplab.ru

В настоящее время не существует единой платформы (материала) для создания схем интегральной фотоники. Каждый из используемых материалов, например, кремний, нитрид кремния, арсенид галлия, ниобат лития и др. имеет свои достоинства и недостатки, связанные с наличием или отсутствием целого ряда характеристик, требуемых для практического использования, включая: спектральный диапазон работ, оптические потери, механическую прочность и нелинейность [1]. По этой причине работы с различными материалами ведутся параллельно и подбираются под каждую решаемую задачу отдельно. В своей работе мы используем платформу из нитрида кремния, обладающую широким рабочим спектральным диапазоном длин волн (от видимого до среднего ИК), хорошими механическими свойствами, низкими материальными потерями (< 1 дБ/см) и отсутствием двухфотонного поглощения в телекоммуникационном диапазоне длин волн, что позволяет получать высокую плотность оптической мощности внутри волновода. В настоящее время, нами реализован большой набор как пассивных, так и активных (с термооптической подстройкой) компонентов, включая кольцевые микрорезонаторы, полосовые оптические фильтры, интерферометры и многоканальные демультиплексоры. Нужно отметить, что кроме указанных преимуществ, платформа из нитрида кремния обладает низкой нелинейностью второго и третьего порядка, поэтому требует использования гибридных технологий в процессе реализации высокочастотной модуляции, генерации и детектирования света, что следует отнести к ее недостаткам.

На современном этапе развития можно выделить два основных направления интегральной фотоники, в которых она востребована и может принести как количественным, так и качественным улучшениям готовых устройств. Первое направление связано с использованием интегральных схем в радиофотонике [2], объединяющей в себе оптические и высокочастотные элементы в одном устройстве. Полностью интегральные устройства в этой области должны включать в себя источники света, модуляторы (амплитудные и фазовые), спектральные фильтры и фотодетекторы, выполненные в КМОП-совместимом процессе на одном чипе [3]. Одним из наиболее важных применений радиофотоники, с высоким потенциалом развития, являются телекоммуникационные системы, позволяющие уже сегодня (в рамках систем 4G) передавать информацию более 100 Мбит/с мобильным и около 1 Гбит/с – стационарным абонентам. Развитие телекоммуникационных технологий связано с дальнейшим увеличением скорости передачи и обработки данных вместе с миниатюризацией интегрально-оптических схем. Несмотря на бурное развитие для реализации полностью готовых устройств на чипе должен быть решен ряд проблем. В частности, в этой области существует острая необходимость в улучшении интерфейсов, соединяющих микросхемы, и расширении полосы пропускания межсоединений. В своей работе мы используем подход, объединяющий фотонные интегральные схемы из нитрида кремния с трехмерными полимерными волноводами, изготовленными путем прямой лазерной записи, которые могут использоваться в качестве фотонных межсоединений или фотонных проводов (англ. Polymer Wire Bond, PWB) [4]. Эти структуры нами были спроектированы, смоделированы, изготовлены и оптимизированы для лучшего пропускания света на телекоммуникационной длине волны. Другими разрабатываемыми нами направлениями являются оптически управляемые аттенуаторы на основе материалов с фазовой памятью, а также интеграция графена и нанотрубок с волноводами для детектирования и модуляции света. Второе направление развития интегральной фотоники связано с квантовой оптикой, которая, наряду со сверхпроводниками, холодными атомами и ионами, является одним из наиболее перспективных способов создания квантовых симуляторов и квантового компьютера [5]. Такие устройства в будущем способны решать задачи, недоступные современным вычислительным системам. Подобно радиофотонной микросхеме,

квантовая интегрально-оптическая микросхема (англ. Quantum Photonic Integrated circuit, QPIC) состоит из тех же компонентов, однако, источники и детекторы на схеме должны быть заменены на однофотонные. В настоящее время полностью интегральные QPICs могут быть реализованы только при низких температурах (<4К). Здесь мы демонстрируем наши успехи по интеграции свехпроводниковых однофотонных детекторов и однофотонных излучателей на чипе, позволяющие получать эффективность детектирования, близкую к 100%, высокое временное разрешение (<50пс), низкую скорость темновых (ложных) срабатываний (<10Гц) и переходить к реализации полномасштабных квантовых микросхем.

Важное объединение классических и квантовых технологий возможно в рамках квантовой криптографии, где наряду с однофотонными детекторами и источниками фотонов необходимы интегральные модуляторы амплитуды и фазы, а также генераторы случайных чисел на чипе. Здесь мы демонстрируем создание интерферометра Маха-Цандера из нитрида кремния с двумя направленными ответвителями и фокусирующими решеточными элементами связи для ввода/вывода света, оптической линией задержки $\tau = 400\text{пс}$ @ $\lambda = 1.55\text{ мкм}$ и исследуем его температурную стабильность. Линия задержки подобрана в одном из плеч интегрально-оптического интерферометра подобрана таким образом, что позволяет получать интерференцию первого и следующего за ним импульса на выходе. В этом случае, при использовании лазерных импульсов до порога генерации, когда фаза излучения меняется от импульса к импульсу произвольным образом, случайные флуктуации фазы на входе интерферометра приводят к флуктуациям амплитуды на выходе. Разработанный интерферометр перспективен для использования в компактном генераторе случайных чисел для нужд полностью интегральной системы квантовой криптографии, где необходимы компактная конструкция, а также высокая скорость генерации квантового ключа на уровне десятков Гбит/с [6].

Литература

1. Bogdanos S. et al, *Material platforms for integrated quantum photonics. Opt. Mater. Express* 7: 111–32 (2016)
2. Campany J. and Novak D. et al, *Microwave photonics combines two worlds. Nat. Photonics* 1: 319-330 (2007)
3. Perez D., Gasulla I. and Campany J. *Integrated microwave photonics. IEEE Photonics Conf. IPC* 5–6 (2016)
4. Zvagelsky R. et al, *2020 Three-dimensional polymer wire bonds on a chip: morphology and functionality. J. Phys. D: Appl. Phys.* 53 (2020)
5. Aspuru-Guzik A. and Walther P. *Photonic quantum simulators. Nat. Phys.* 8: 285-291 (2012)
6. Prokhodtsov A. et al, *Silicon nitride Mach-Zehnder interferometer for on-chip quantum random number generation. Journal of Physics: Conference Series* 1695: 012118

КОМПОНЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ НА ПЛАТФОРМЕ «КРЕМНИЙ-НА-ИЗОЛЯТОРЕ»

**Земцов Д.С.^{1*}, Иванова А.К.¹, Тагиев К.Р.¹, Жигунов Д.М.¹,
Пшеничнюк И.А.¹, Гарбузов К.Н.¹, Косолобов С.С.¹, Драчёв В.П.^{1,2}**

¹Сколковский институт науки и технологий, г. Москва

²Университет Северного Техаса, г. Дентон

E-mail: D.Zemtsov@skoltech.ru

Платформа кремний-на-изоляторе (КНИ) привлекает внимание исследователей по всему миру и активно развивается в течение последних 20 лет благодаря возможности массово создавать миниатюрные оптические и электронные элементы на одном чипе.

Целью данной работы была разработка дизайна, методов производства и тестирования пассивных оптических устройств, предназначенных для управления излучением на чипе на платформе КНИ. Были использованы пластины КНИ с толщиной кремний 220-230 нм и толщиной изолятора (SiO₂) – 2,05 мкм. Все пассивные устройства изготавливались методом электронной литографии по КМОП совместимой технологии, проиллюстрированной на Рис. 1.

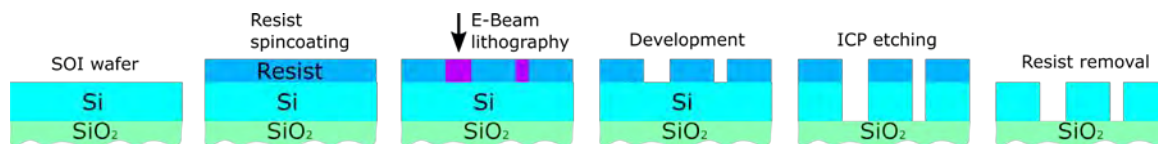


Рис. 1. Технология производства пассивных интегральных оптических устройств

Основные задачи, решаемые при помощи пассивных оптических устройств на чипе, следующие: связь чипа и оптического волокна, коммутация между устройствами на чипе и спектральная фильтрация излучения.

Были разработаны дифракционные решетки для использования в качестве интерфейса связи чипа КНИ и оптического волокна. Благодаря высокому контрасту показателей преломления на платформе КНИ дифракционные решетки могут обеспечить высокую эффективность перевода волоконной моды в моду кремниевого волновода и наоборот [1]. Разработанные равномерные дифракционные решетки неполного травления, возбуждающие ТЕ волноводную моду, имеют эффективность связи -2.64 дБ в расчете на одну решетку и ширину полосы пропускания 67 нм по уровню -1 дБ. Спектр пропускания для ТЕ решетки изображен на Рис. 2 синей кривой. Параметры решетки следующие: период 636 нм, заполнение 0.58, глубина травления 70 нм, ширина 7 мкм.

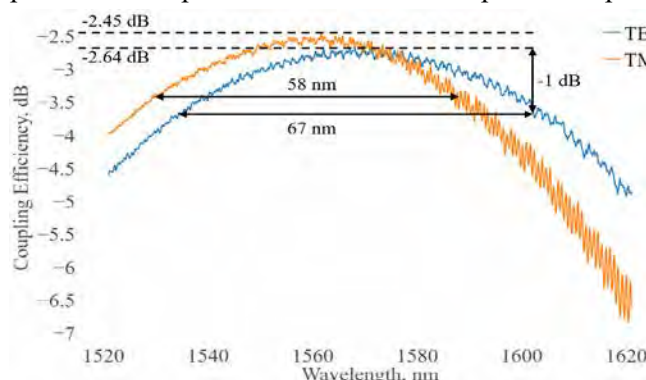


Рис. 2. Измеренный спектр пропускания дифракционной решетки

Оранжевой кривой на Рис. 2 изображен спектр пропускания решетки, работающей с ортогональной поляризацией и возбуждающей ТМ волноводную моду. Эта решетка имеет следующие параметры: период 1015 нм, заполнение 0.85, глубина травления 80 нм, ширина 7 мкм. ТМ решетка обеспечивает эффективность связи -2.45 дБ и обладает полосой пропускания 58 нм по уровню -1 дБ. Параметры решеток были подобраны при помощи экспериментального исследования, включающего в себя изготовление серии структур различной геометрии. Обе решетки оптимизированы для ввода излучения под углом 15 градусов к нормали. Варьирование

угла в диапазоне +/-5 градусов перестраивает максимум спектральной эффективности решетки во всем С+L диапазоне с незначительными потерями эффективности связи.

Чтобы организовать связь моды решетки и моды волновода используются тейперы, представляющие собой волноводы, ширина которых плавно и линейно уменьшается от ширины решетки до ширины волновода, составляющей как правило менее 1 мкм. Потери в тейпере оцениваются как ~ -0.5 дБ. Для коммутации элементов на чипе используются прямоугольные в сечении волноводы, высота которых

соответствует высоте слоя кремния (220 нм), а ширина варьируется в зависимости от конкретной роли волновода в оптической системе. Так, например, для организации перетекания моды прямолинейного волновода в моду кольцевого резонатора, используется ширина волновода менее 500 нм, поскольку в таком режиме можно добиться больших коэффициентов связи [2]. Для оптической связи элементов на чипе используются волноводы шириной 600 нм и более. В таких волноводах потери мощности излучения из-за шероховатости боковых стенок оказываются меньше, чем в более узких волноводах [3].

Фильтрация излучения по длине волны может быть организована различными методами, например, кольцевыми резонаторами. В данной работе были изготовлены кремниевые кольцевые резонаторы с добротностью более 10^4 . На Рис. 3 изображен экспериментальный спектр пропускания волновода с ТЕ решетками ввода-вывода, связанного посредством воздушного зазора с кольцевым резонатором. Ширина одного резонанса составляет 150 нм, а амплитуда достигает 17 дБ. Параметры структуры следующие: ширина волновода 400 нм, расстояние между волноводом и кольцом 125 нм, радиус кольца 5.5 мкм. Перетекание волноводной моды в кольцо происходит через экспоненциально убывающие по интенсивности фракции поля оптической волны, которые оказываются за пределами волновода [2]. Амплитуда поля за пределами волновода оказывается тем больше, чем меньше ширина волновода. Варьируя ширину волновода и расстояние до кольца, можно настраивать коэффициент связи волновода и резонатора.

Кольцевые резонаторы могут выполнять функцию узкополосных фильтров. Для более широкополосной спектральной фильтрации целесообразно использовать дифракционные волноводные решетки. Эти устройства работают по принципу многолучевой интерференции. Оптическое излучение распределяется в параллельные промежуточные волноводы, длина каждого следующего волновода должна быть больше, чем предыдущего на $m\lambda_0/n_{eff}$, где λ_0 – длина волны излучения в вакууме, n_{eff} – эффективный индекс моды волновода, а m – натуральное число. Такое устройство организует спектральное разделение излучения по углу, что позволяет выделять из сигнала спектральные компоненты произвольного состава. Такие структуры часто используются в качестве DWDM (плотное мультиплексирование с разделением по длине волны) мультиплексоров.

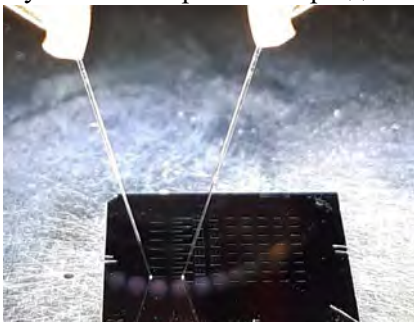


Рис. 4. Измерения волновода на чипе КНИ оптическими зондами

Измерения оптических параметров исследуемых интегрально-оптических устройств проводились на зондовой станции Cascade Microtech EPS150 с использованием линзованных оптических зондов LWP и оптического анализатора спектра BOSA 400. На Рис.4 изображена фотография измеряемого чипа и оптических зондов. В качестве референсного уровня оптического пропускания использовалось значение пропускания, измеренное в схеме зонд в зонд.

Благодаря минимальному диаметру пятна оптического излучения (5 мкм) использовались решетки небольшой ширины (7 мкм), что позволяет снизить потери на переводе моды решетки в волноводную моду при помощи тейпера. Кроме того, малый диаметр излучения, попадающего на решетку, способствует увеличенной полосе пропускания по сравнению с популярным подходом с использованием сколотого одномодового волокна в качестве оптического зонда [4].

В результате проведенных исследований были разработаны дизайны устройств, проведено их изготовление методом электронной литографии, а также измерены основные оптические характеристики. Показано, что изготовленные интегрально-оптические устройства на платформе КНИ – дифракционные решетки ввода-вывода, волноводы и кольцевые резонаторы – обладают полосой пропускания, эффективностью связи и добротностью на уровне лучших мировых аналогов.

Литература

1. Marchetti R. et al, *Opt. Exp.*, **2**, 7, 201-239 (2019)
2. Bogaerts W. et al, *Laser and Photonics Rev.*, **1**, 6, 47-73 (2012)
3. Yap K. et al, *J. Lightwave Technology*, **18**, 27, 3999-4008 (2009)
4. Passoni M. et al, *Appl. Phys. Lett.* **4**, 110 (2017)

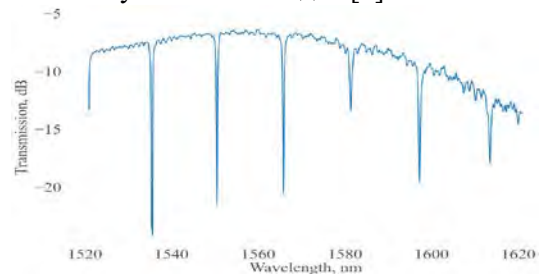


Рис. 3. Спектр пропускания структуры с кольцевым резонатором

СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ И ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА NV ЦЕНТРАХ В АЛМАЗЕ

Липатов Е.И.^{1,2}, Генин Д.Е.^{1,2}, Шулепов М.А.^{1,2}, Тельминов Е.Н.¹,
Саввин А.Д.¹, Елисеев А.П.³, Винс В.Г.⁴

¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск

²Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск

³Институт геологии и минералогии СО РАН, г. Новосибирск

⁴ООО «Велман», г. Новосибирск

*E-mail: elipatov@mail.tsu.ru

Оптически активные центры в алмазе, содержащие вакансию и примесные атомы (N, N₂, Si, Ge и др.), характеризуются высокой фотостабильностью, спектрами поглощения и люминесценции в видимом диапазоне, характеристическими временами люминесценции в масштабе десятков наносекунд [1-3]. Большинство из упомянутых центров сравнительно несложно создать в алмазном образце в процессе синтеза алмаза и/или его послеростовой радиационно-термической обработки.

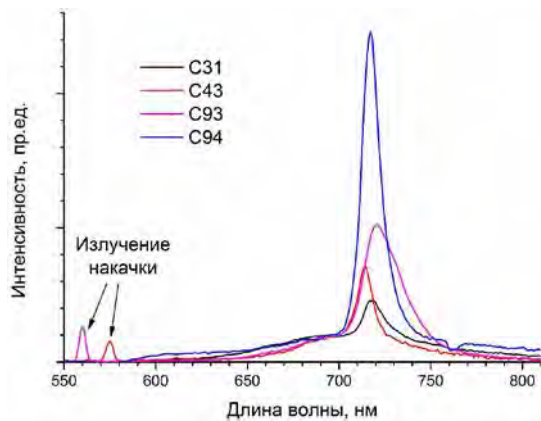


Рис. 1. Спектры излучения фотовозбуждаемого алмазного NV-лазера в режиме сверхлюминесценции (усиленного спонтанного излучения)

управления кубитами на основе NV⁻ и SiV⁻ центров, помимо СВЧ-излучения, необходимо использовать видимое излучение в диапазоне фоновой крышки поглощения этих фотоактивных центров. Для NV⁻ центров это диапазон ~ 520-630 нм, для SiV⁻ центров – ~ 690-730 нм.

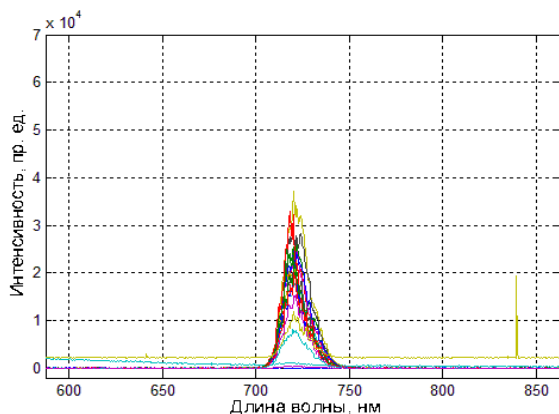


Рис. 2. Спектры излучения фотовозбуждаемого алмазного NV-лазера в режиме генерации лазерного излучения

Указанные фотоактивные центры характеризуются различным электрон-фононным взаимодействием и спиновыми состояниями, поэтому для квантовых информационных технологий возникает широкий выбор возможностей. NV-центры характеризуются интенсивным фононным крылом, тремя зарядовыми состояниями и целым спином в отрицательном зарядовом состоянии. N₂V-центры характеризуются высокой эффективностью возбуждения электронами из зоны проводимости, свечением в зеленой области видимого спектра и высоким коэффициентом усиления вынужденного излучения. Центры, содержащие вакансию и элемент четвертой группы (Si, Ge, Sn), характеризуются высокой интенсивностью бесфононной линии и слабым фононным крылом, как минимум двумя зарядовыми состояниями и полуспином в отрицательном зарядовом состоянии.

Для задач квантовых вычислений наиболее перспективными являются NV⁻ и SiV⁻ центры. Для

В работе была впервые получена сверхлюминесценция и лазерная генерация на NV⁻ центрах в алмазе при оптической накачке пико- и наносекундной длительности на длине волны 532 нм с интенсивностью 0.5-500 МВт/см². Положение максимума полосы усиления варьировалось для различных образцов в диапазоне 714-722 нм, т.е. на длинноволновом плече фононного крыла фотолюминесценции NV⁻ центров.

Сверхлюминесценция (усиленное спонтанное излучение) NV⁻ центров наблюдалась при отсутствии положительной обратной связи (резонатора) за счет волноводного эффекта внутри плоскопараллельной алмазной пластины [4]. Спектры сверхлюминесценции четырех алмазных образцов с различным примесно-дефектным составом приведены на Рис.1.

При наличии положительной обратной связи наблюдалась полноценная лазерная генерация [5]. На Рис.2 приведены спектры лазерной генерации на NV⁻

центрах в одном из алмазных образцов при различной интенсивности излучения накачки на 532 нм.

Усиление имело место в областях алмазных кристаллов, содержащих более 5 ppm NV-центров и более 150 ppm замещающего азота, но не наблюдалась в областях кристалла с меньшим содержанием азота. Импульсы свертлюминесценции или лазерной генерации наблюдались на переднем фронте импульса оптического возбуждения на 532 нм.

В дальнейшем предстоит выяснить влияние на данный эффект примесно-дефектного состава образца для широких интервалов значений концентраций и длины волны оптической накачки, рассчитать и измерить коэффициенты усиления и потерь в образцах, наблюдать генерацию лазерного излучения при наличии обратной связи (резонатора), объяснить природу возникновения усиления в фонном крыле фотолуминесценции NV-центров, а также проверить наличие наблюдаемого эффекта для других центров НЗ (N_2V), SiV, NV^+ и др.

Алмазные лазеры в интегральном исполнении потенциально могут являться элементом фотонных интегральных схем для задач квантовых вычислений, криптографии, сенсорики.

Исследование было выполнено в рамках государственного задания Минобрнауки России, проект №0721-2020-0048.

Литература

1. Dobrinets I.A., Vins V.G., Zaitsev A.M. HPHT-Treated Diamonds // *Springer Ser. Math. Sci.* **181**, 1-270 (2013)
2. Lobaev M.A., Radishev D.B., Bogdanov S.A. et al. Diamond p-i-n diode with nitrogen containing intrinsic region for the study of nitrogen-vacancy center electroluminescence // *Phys. Status Solidi* **14**, 2000347 (2020)
3. Pezzagna S., Meijer J. Quantum computer based on color centers in diamond // *Appl. Phys. Rev.* **8**, 011308 (2021)
4. Lipatov E., Genin D., Shulepov M. et al. Superluminescence at the phonon wing of NV centers in diamond under the optical pumping at 532 nm // *OSA Continuum* (in press)
5. Savvin A., Dormidonov A., Smetanina E. et al, NV^- Diamond Laser // *Nature Communications* (in press) <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/2103/2103.03784.pdf>

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РАДИОФОТОНИКИ

Царев А.В.*

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск*

**E-mail: tsarev@isp.nsc.ru*

Оптические модуляторы являются основным интерфейсом для преобразования электрического сигнала с электронной части схемы в оптический сигнал. Они крайне востребованы в системах передачи и обработки данных в волоконно-оптических линиях связи между дата-центрами в современных компьютерных системах. Данная проблематика является сверх актуальной, поэтому не удивительно, что множество ведущих зарубежных компаний и исследовательских центров активно занимаются разработкой электрооптических модуляторов.

Поражает воображение разнообразие удачных технологических решений, которые успешно применяются для создания волноводных электрооптических модуляторов. В частности, среди множества технологических платформ, используемых для создания сверхширокополосных (СВЧ) электрооптических модуляторов, наибольшее развитие получили модуляторы на основе электрооптического эффекта на основе ниобата лития, электрооптических полимеров (включая гибридные полимер-полупроводниковые модуляторы), модуляторы на основе инъекции или обеднения свободных носителей заряда структурах на основе технологии кремний-на-изоляторе (КНИ), а также модуляторы на основе квантово-размерного эффекта Штарка в слоистых структурах с квантовыми ямами, выращенных послойной эпитаксией на подложках из фосфида индия (InP).

В докладе дается обзор работ автора по численному моделированию наиболее перспективных типов электрооптических модуляторов, использующих различные физические эффекты. Это модуляторы на электрооптических полимерах с возможностью снижения до 2.5 раз управляющего напряжения за счет применения замедляющих диэлектрических полосок [1], кремниевых модуляторов с вертикальным р-п переходом с низким управляющим напряжением [2], модуляторов на основе квантово-размерного эффекта Штарка в свехрешетках на основе двухслойных волноводов на основе фосфида индия с возможностью эффективного согласования излучения с оптическим волокном [3]. Основные выводы проиллюстрированы методами численного моделирования с использование оптического пакета от Rsoft [4].

Исследован вклад различных факторов, влияющих на работу сверхвысокочастотного (СВЧ) электрооптического (ЭО) модулятора на основе гребенчатых полимерных волноводов (см. Риг.1а) [1], способных пропускать большие уровни оптической мощности (до 100 мВт). Показано, что для корректного расчета характеристик ЭО модулятора бегущей волны необходимо одновременно учитывать следующие факторы: неоднородность полинга ЭО полимера, частотную дисперсию диэлектрической проницаемости полимеров, конечную проводимость электродов, а также возможную туннельную связь между плечами интерферометра Маха-Цендера. С учетом всех перечисленных факторов выполнены численные расчеты и проведена оптимизация электрооптических модуляторов Маха-Цендера с делителями пучка двух типов - на основе многомодовой интерференции (ММИ) и на связанных волноводах. Показано, что применение дополнительных изолирующих полосок (особенно из High-K материалов с высокой диэлектрической проницаемостью, например, из MgO) позволяет значительно (до 2.8 раз) снизить управляющее напряжение и увеличить полосу частот (до 2.4 раз) по сравнению со случаем аналогичного электрооптического модулятора, но без таких полосок, т.е. вставки из MgO заменены на материал подслоя из UV15LV.

Выполнено численное исследование электрооптического модулятора на основе интерферометра Маха-Цендера с делителями пучка ММИ 1×2 и 2×2 в структуре с квантовыми ямами на свехрешетке $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.38}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.17}\text{As}$ на подложке фосфида индия (см. Риг.1б) [3]. Данные структуры обеспечивают высокую эффективность электрооптического управления и формируют двойной гребенчатый волновод с уникальными оптическими свойствами. В частности, путем изменения ширины волновода можно изменять поперечный размер фундаментальной моды и, тем самым, обеспечить более простую и эффективную стыковку с оптическим волокном. Наличие квантово-размерного эффекта Штарка обеспечивает высокую эффективность управления. В частности, для квантовых ям шириной

15 нм можно реализовать электрооптический модулятор бегущей волны с управляющим напряжением 1 вольт на активной длине модулятора 100 мкм. Проведено описание оптических и СВЧ свойств электрооптического модулятора на полупроводниковых структурах InAlGaAs на подложках InP.

Выполнено численное моделирование электрооптического модулятора на основе интерферометра Маха-Цендера в структуре кремний на изоляторе с обратными р-п переходами (см. Риг.1в) [2]. Для снижения оптических потерь, применяется адиабатический переход оптического излучения из кремневого гребенчатого волновода в планарное основание, на котором располагаются решеточные элементы ввода-вывода оптического излучения в одномодовое оптическое волокно. В дизайне интерферометра Маха-Цендера применяется комбинация делителей пучка на основе многомодовой интерференции (ММИ) 1×2 и 2×2, выводящее модулятор в рабочую точку при нулевом сдвиге фаз плеч интерферометра. Управление модулятора осуществляется с помощью обратных р-п переходов в двухтактной схеме (Push-Pull), что обеспечивает низкое управляющее напряжение при компактных размерах модулятора. Например, для случая горизонтального р-п перехода оно составляет 1 вольт в полосе частот 12 ГГц на длине в 0.68 см.

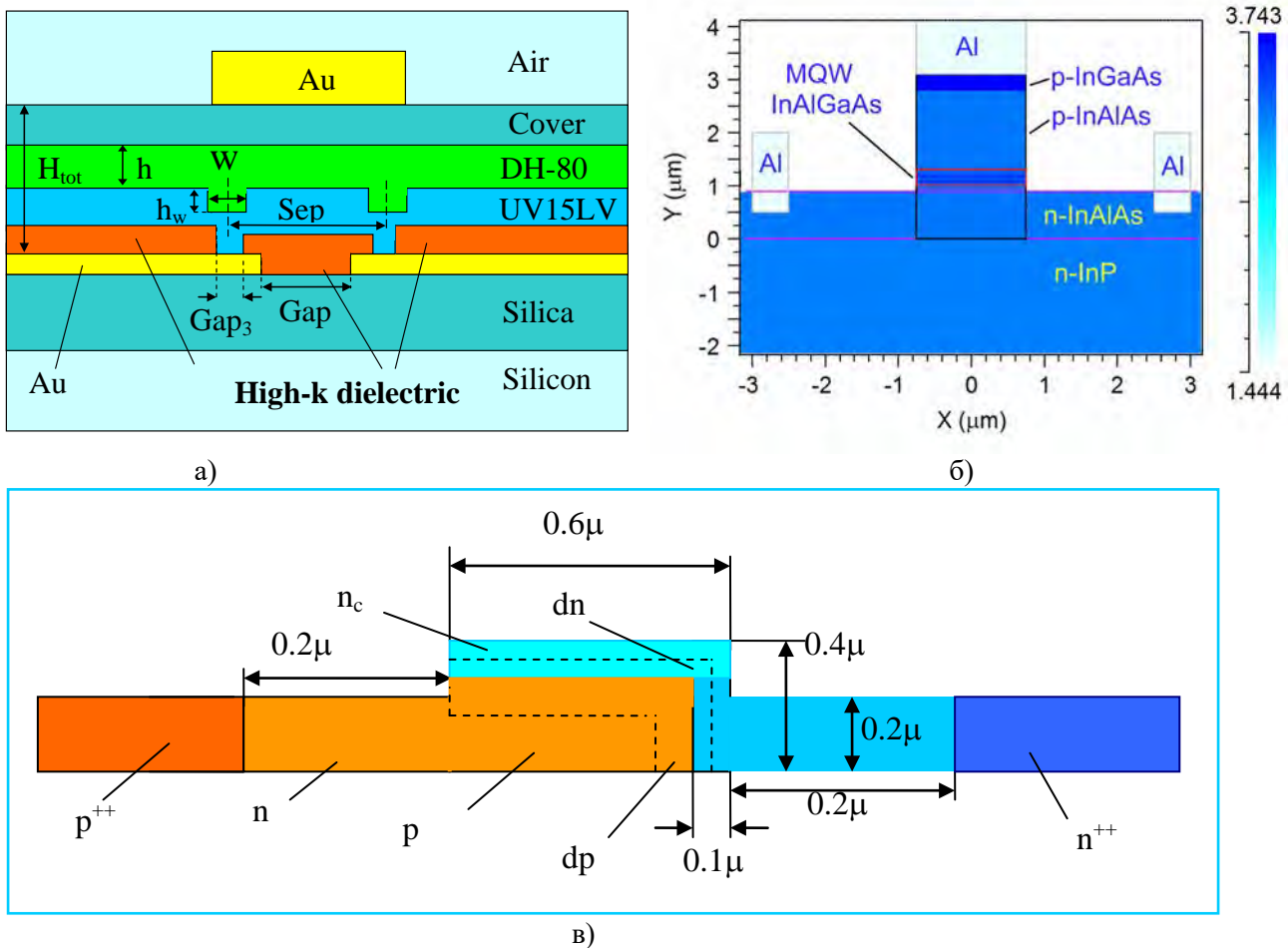


Рис. 1. Варианты электрооптических модуляторов, которые были численно промоделированы с использованием оптического пакета от Rsoft [4]. а) Электрооптический модулятор с полосками из изолирующего материала с высокой диэлектрической проницаемостью; б) Электрооптический модулятор с квантовыми ямами на сверхрешетке $In_{0.52}Al_{0.09}Ga_{0.38}As/In_{0.53}Al_{0.3}Ga_{0.17}As$ на подложке фосфида индия; в) электрооптический модулятор в структуре кремний на изоляторе с обратными р-п переходом

Литература

1. Tsarev A. et al, *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, **25**, 31-37 (2017)
2. Царев А.В., Тазиев Р.М., *Квантовая электроника*, **49**, 1036-1044 (2019)
3. Царев А.В., Тазиев Р.М., *Квантовая электроника*, **49**, 266-271 (2019)
4. *Rsoft by SYNOPSIS* (<https://optics.synopsys.com/rsoft/>), single license (2018)

СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ МОДУЛЯТОР НА ОСНОВЕ ПЛАЗМОННЫХ МОП-СТРУКТУР

**Косолюбов С.С.^{1*}, Пшеничнюк И.А.¹, Жигунов Д.М.¹, Земцов Д.С.¹, Иванова А.К.¹,
Смирнов А.С.¹, Гарбузов К.Н.¹, Драчёв В.П.^{1,2}**

¹Сколковский Институт Науки и Технологий, г. Москва

²Университет Северного Техаса, г. Дентон

*E-mail: S.kosolobov@skoltech.ru

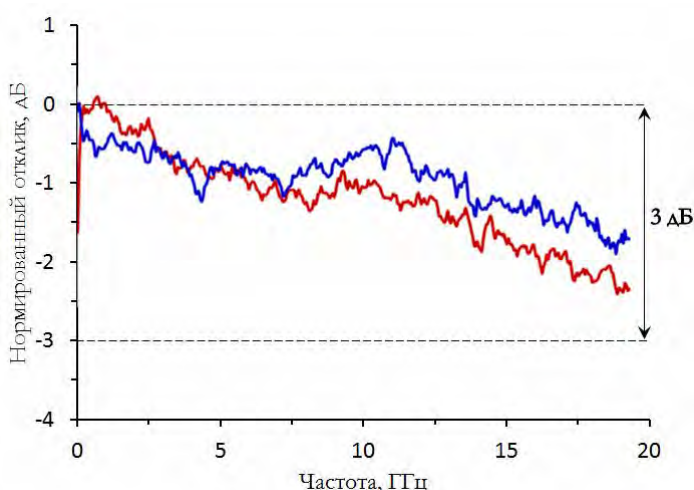
Концепция интегральной оптики подразумевает замену традиционных проводных соединений оптическими планарными волноводами для передачи оптических сигналов, а для их обработки разрабатываются оптические интегральные схемы взамен классических электрических. К преимуществам оптических интегральных схем относятся малые размеры и вес, сниженная потребляемая мощность, а также небольшие потери, практически не зависящие от частоты передаваемого сигнала.

Одним из основных элементов оптических интегральных схем является электрооптический модулятор – прибор для ввода информации в несущую волну света за счет изменения во времени одной из ее характеристик. Такой модулятор должен обеспечивать высокую скорость переключения, обладать низким энергопотреблением, достаточной глубиной модуляции и компактными размерами. Широкое распространение к настоящему моменту получили модуляторы, представляющие собой объемные устройства на базе полупроводниковых материалов, жидких и двулучепреломляющих кристаллов, или полимеров. Основным недостатком таких дискретных устройств является их большой размер, не совместимый с концепцией оптических интегральных схем. Актуальной задачей, таким образом, является разработка технологий и принципов для создания компактных интегральных электрооптических модуляторов, не уступающих по своим характеристикам имеющимся дискретным аналогам.

В данной работе представлены результаты разработки и исследования компактного интегрального сверхвысокочастотного электрооптического модулятора на основе плазмонных МОП-структур. Амплитудная модуляция инфракрасного излучения в S+L диапазоне длин волн обеспечивается за счет конверсии оптической моды в плазмонную в специально разработанном гибридном плазмонном

волноводе с внедренным слоем оксида индия-олова. Изменение интенсивности излучения, прошедшего через активную область электрооптического модулятора, достигается за счет взаимодействия плазмонной и волноводной мод под действием приложенного управляющего напряжения.

Интегральный сверхвысокочастотный электрооптический модулятор изготовлен на основе подложки кремний-на-изоляторе методом электронно-лучевой литографии. Формирование активной области модуляции осуществлялось с применением стандартных кремниевых технологий. На рисунке представлена частотная зависимость нормированного отклика модулятора (S₂₁-характеристика) для двух различных



электрооптических модуляторов. Продемонстрирована полоса пропускания по уровню -3 дБ не хуже 19,5 ГГц. Общие оптические потери в электрооптическом модуляторе составили 4-6 дБ. Разработанный интегральный сверхвысокочастотный электрооптический модулятор позволяет реализовать модуляцию ТЕ-поляризованного света при малой длине активной области модулятора (порядка 10 мкм) и небольших рабочих напряжениях.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЦ МЕМРИСТРОВ В ПРИЛОЖЕНИИ К НЕЙРОМОРФНЫМ ВЫЧИСЛЕНИЯМ

Клименко О.А.*, Самсонова А.С., Юдин Д.И., Егиян С.Р., Бриллиантов Н.В., Антонов В.Н.

Сколковский институт науки и технологий, г. Москва

**E-mail: o.klimenko@skoltech.ru*

Развитие нейроморфных вычислительных систем [1] представляет значительный интерес для ряда приложений, в особенности систем граничных вычислений и интернета вещей [2], в первую очередь благодаря возможности производить вычисления непосредственно в памяти, что позволяет преодолеть ограничения архитектуры фон Неймана [3, 4]. Мемристоры являются одними из наиболее перспективных элементов для реализации таких вычислительных систем [4]. При этом, как правило, основными требованиями к мемристорам являются наличие большого числа различных состояний, стабильность этих состояний во времени, а также линейность и симметричность переключения состояний управляющими импульсами различной величины и полярности.

В качестве среды переключения при изготовлении мемристоров могут использоваться различные изолирующие материалы, такие как оксиды, нитриды, селениды, перовскиты, полимерные материалы, аморфный кремний (α -Si) и другие, к которым с двух сторон примыкают как правило металлические электроды [5]. При этом, общей проблемой является нестабильность резистивного переключения, обусловленная сложностью контроля обладающих сравнительно высокой подвижностью ионов используемых металлов в аморфном или высокодефектном изолирующем слое мемристора. Однако, в работе [6] было показано, что формируемый ионами Ag в α -Si канал можно стабилизировать добавлением меди, поскольку с одной стороны Cu образует стабильные соединения с Si (силициды), а с другой – Cu обладает высокой адгезией к Ag. В результате авторам удалось значительно улучшить стабильность проводящих состояний и повторяемость характеристик различных мемристоров.

Мемристоры на основе Ag каналов в α -Si также могут представлять интерес для приложений оптоэлектроники. Так в работе [7] было показано, что изготовленный на поверхности Si волновода α -Si мемристор может эффективно модулировать оптический сигнал с длиной волны 1,55 мкм за счет формирования и расформирования Ag канала, что может быть использовано для оптического считывания состояния мемристора.

В настоящей работе исследованы процессы формирования Ag-Cu каналов в α -Si мемристорах при различных соотношениях металлов Ag/Cu. На рис. 1 показаны послойная структура изготовленных мемристоров, а также АСМ изображение одиночного мемристора и изображение 8x8 матрицы мемристоров, полученное с помощью оптического микроскопа. Рабочей областью мемристора является слой α -Si площадью 1x1 мкм² с нанесенными поверх него слоями Ag, Cu и Ag. Толщины нижнего слоя Ag (2 нм) и слоя Cu (от 0,8 до 2,5 нм) определяют соотношение металлов Ag/Cu при формировании канала. Толщина верхнего слоя Ag составляла 15 нм, а слоя α -Si – 6 нм.

Транспортные свойства мемристоров исследовались в режиме постоянного тока и в импульсном режиме с 4-точечным подключением в обоих случаях. При малых прикладываемых напряжениях (менее 0,5-1,5 В в зависимости от образца и режима измерений) все исследованные мемристоры демонстрировали экспоненциальные зависимости ВАХ, типичные для барьеров Шоттки. При увеличении напряжения наблюдались переключения между состояниями, как это видно на рис. 2а. На рис. 2б показана стабильность состояний во времени. Переключение между состояниями в данном случае осуществлялось импульсом длительностью 0,5 с величиной 3,5 В от менее проводящего (синий) к более проводящему (последовательно красный, желтый, зеленый, фиолетовый цвета кривых). При фиксированной длительности импульса изменение сопротивления мемристоров для большинства образцов нарастало с увеличением амплитуды импульса от 1,5 до 3,5. Нижняя и верхняя граница этого диапазона варьировались и находились в пределах 1,2 – 1,8 В и 3,0 – 3,7 В соответственно. При исследовании временных характеристик после переключающего импульса величина сопротивления заметно менялась в течение 1 – 3 мин (см. рис. 2б), после чего оставалась стабильной в течение не менее 2 часов (ограничено максимальным временем измерений 2 часа).

Полученные данные, такие как достаточно высокая степень симметричности ВАХ относительно начала координат, переключения между состояниями как в положительной, так и в отрицательной области смещений, переключения туда-обратно при одном направлении развертки по напряжению,

свидетельствуют о биполярном режиме работы и указывают скорее на многоканальный характер проводимости исследованных мемристоров, а не филаментарный. Также оценка проводимости мемристоров показывает наличие проводящих каналов по всей площади активной области.

Наличие двух областей по напряжению смещения, с наличием, либо отсутствием переключений между состояниями, позволяет в перспективе реализовать два принципиально различных режима работы матриц мемристоров при нейроморфных вычислениях. В одном случае (отсутствие переключений) могут быть реализованы вычисления на основе стандартного произведения вектора (набора входных импульсов напряжения малой величины) на матрицу жестко заданных величин (проводимость мемристоров), здесь важным параметром является время сохранения стабильного состояния мемристора. В другом случае возможно построение самообучающейся вычислительной системы, когда входные сигналы смогут определенным образом менять значения в узлах матрицы, здесь первоочередной важностью обладают воспроизводимость состояний мемристора, а также воспроизводимость и однозначность величины переключения в зависимости от входного сигнала.

Реализация вычислений на мемристорных матрицах позволит в большом классе задач использовать новые обладающие меньшей сложностью алгоритмы вычислений. Так, при решении ряда задач выпуклого программирования, имеющих важнейшее значение для приложений машинного обучения, обработки и формирования изображений и др., сложность алгоритмов, реализованных в стандартных фон Неймановских вычислительных системах, составляет $O(N^{3.5})$ - $O(N^4)$ [8], в то время как разрабатываемые в настоящей работе мемристорные матрицы в перспективе позволят понизить сложность вычислительных алгоритмов указанных задач до псевдо- $O(N)$.

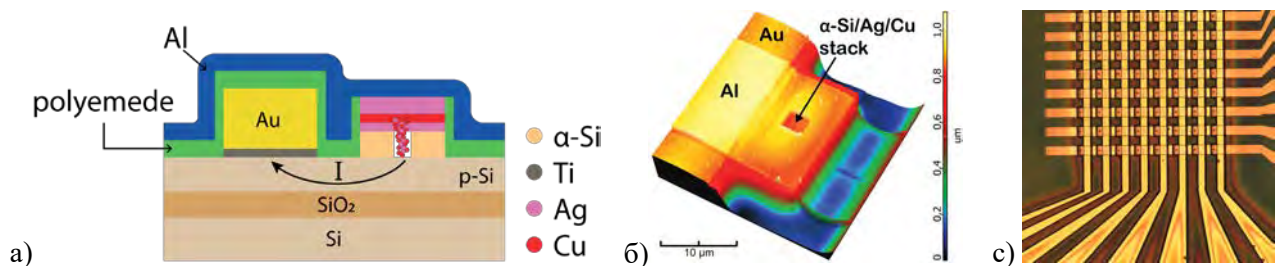


Рис. 1. (а) Послойная структура изготовленных α -Si мемристоров на КНИ подложке. (б) АСМ изображение одиночного мемристора, цветовая палитра отражает распределение высот от 0 до 1 мкм. (с) изображение матрицы 8x8 мемристоров, полученное с помощью оптического микроскопа

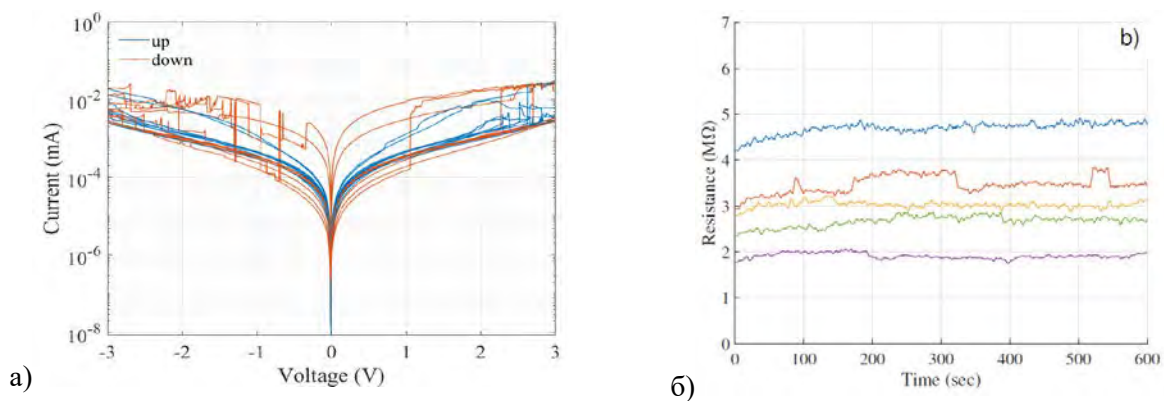


Рис. 2. (а) Типичный вид ВАХ одиночного мемристора при многократных измерениях на примере образца с толщиной слоя Си 2 нм. (б) Стабильность состояний проводимости канала мемристора во времени образца мемристора с толщиной слоя Си 0,8 нм (величина измерительного импульса 0,5 В)

Литература

1. Marković D. et al. *Nat Rev Phys* **2**, 499–510 (2020)
2. Krestinskaya O. et al, *IEEE Trans. Neural Netw. Learn. Syst.*, **31**(1), 4-23, (2020)
3. Goi E. et al. *Photonix* **1**, 3 (2020)
4. Xia Q., Yang J.J. *Nat. Mater.* **18**, 309–323 (2019)
5. Yang J. et al., *Nat. Nanotechnol* **8**, 13–24 (2013)
6. Yeon H. et al., *Nat. Nanotechnol.* **15**, 574–579 (2020)
7. Emboras A. et al., *Nano Lett.* **13**(12), 6151–615 (2013)
8. Ren A. et al., *arXiv:1802:00824* (2018)

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ МОДУЛЯТОРОВ РОССИЙСКОГО И ЗАРУБЕЖНОГО ПРОИЗВОДСТВА

Елисеев А.В.*

АО «ЛЛС», г. Санкт-Петербург

** E-mail: a.eliseev@lenlasers.ru*

В докладе представлены результаты сравнительных исследований электрооптических модуляторов российского и зарубежного производства для применений в области радиофотоники и квантовых технологий. Проведены измерения основных параметров электро-оптических модуляторов, S11, S21, полуволновое напряжение. Измерения осуществляются на полосе частот до 20 ГГц.

ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МАТРИЦ МЕМРИСТРОВ В ПРИЛОЖЕНИИ К НЕЙРОМОРФНЫМ ВЫЧИСЛЕНИЯМ

Клименко О.А.^{*}, Самсонова А.С., Юдин Д.И., Егиян С.Р., Бриллиантов Н.В., Антонов В.Н.

Сколковский институт науки и технологий, г. Москва

**E-mail: o.klimenko@skoltech.ru*

Развитие нейроморфных вычислительных систем [1] представляет значительный интерес для ряда приложений, в особенности систем граничных вычислений и интернета вещей [2], в первую очередь благодаря возможности производить вычисления непосредственно в памяти, что позволяет преодолеть ограничения архитектуры фон Неймана [3, 4]. Мемристоры являются одними из наиболее перспективных элементов для реализации таких вычислительных систем [4]. При этом, как правило, основными требованиями к мемристорам являются наличие большого числа различных состояний, стабильность этих состояний во времени, а также линейность и симметричность переключения состояний управляющими импульсами различной величины и полярности.

В качестве среды переключения при изготовлении мемристоров могут использоваться различные изолирующие материалы, такие как оксиды, нитриды, селениды, перовскиты, полимерные материалы, аморфный кремний (α -Si) и другие, к которым с двух сторон примыкают как правило металлические электроды [5]. При этом, общей проблемой является нестабильность резистивного переключения, обусловленная сложностью контроля обладающих сравнительно высокой подвижностью ионов используемых металлов в аморфном или высокодефектном изолирующем слое мемристора. Однако, в работе [6] было показано, что формируемый ионами Ag в α -Si канал можно стабилизировать добавлением меди, поскольку с одной стороны Cu образует стабильные соединения с Si (силициды), а с другой – Cu обладает высокой адгезией к Ag. В результате авторам удалось значительно улучшить стабильность проводящих состояний и повторяемость характеристик различных мемристоров.

Мемристоры на основе Ag каналов в α -Si также могут представлять интерес для приложений оптоэлектроники. Так в работе [7] было показано, что изготовленный на поверхности Si волновода α -Si мемристор может эффективно модулировать оптический сигнал с длиной волны 1,55 мкм за счет формирования и расформирования Ag канала, что может быть использовано для оптического считывания состояния мемристора.

В настоящей работе исследованы процессы формирования Ag-Cu каналов в α -Si мемристорах при различных соотношениях металлов Ag/Cu. На рис. 1 показаны послойная структура изготовленных мемристоров, а также АСМ изображение одиночного мемристора и изображение 8x8 матрицы мемристоров, полученное с помощью оптического микроскопа. Рабочей областью мемристора является слой α -Si площадью 1x1 мкм² с нанесенными поверх него слоями Ag, Cu и Ag. Толщины нижнего слоя Ag (2 нм) и слоя Cu (от 0,8 до 2,5 нм) определяют соотношение металлов Ag/Cu при формировании канала. Толщина верхнего слоя Ag составляла 15 нм, а слоя α -Si – 6 нм.

Транспортные свойства мемристоров исследовались в режиме постоянного тока и в импульсном режиме с 4-точечным подключением в обоих случаях. При малых прикладываемых напряжениях (менее 0,5-1,5 В в зависимости от образца и режима измерений) все исследованные мемристоры демонстрировали экспоненциальные зависимости ВАХ, типичные для барьеров Шоттки. При увеличении напряжения наблюдались переключения между состояниями, как это видно на рис. 2а. На рис. 2б показана стабильность состояний во времени. Переключение между состояниями в данном случае осуществлялось импульсом длительностью 0,5 с величиной 3,5 В от менее проводящего (синий) к более проводящему (последовательно красный, желтый, зеленый, фиолетовый цвета кривых). При фиксированной длительности импульса изменение сопротивления мемристоров для большинства образцов нарастало с увеличением амплитуды импульса от 1,5 до 3,5. Нижняя и верхняя граница этого диапазона варьировались и находились в пределах 1,2 – 1,8 В и 3,0 – 3,7 В соответственно. При исследовании временных характеристик после переключающего импульса величина сопротивления заметно менялась в течение 1 – 3 мин (см. рис. 2б), после чего оставалась стабильной в течение не менее 2 часов (ограничено максимальным временем измерений 2 часа).

Полученные данные, такие как достаточно высокая степень симметричности ВАХ относительно начала координат, переключения между состояниями как в положительной, так и в отрицательной области смещений, переключения туда-обратно при одном направлении развертки по напряжению,

свидетельствуют о биполярном режиме работы и указывают скорее на многоканальный характер проводимости исследованных мемристоров, а не филаментарный. Также оценка проводимости мемристоров показывает наличие проводящих каналов по всей площади активной области.

Наличие двух областей по напряжению смещения, с наличием, либо отсутствием переключений между состояниями, позволяет в перспективе реализовать два принципиально различных режима работы матриц мемристоров при нейроморфных вычислениях. В одном случае (отсутствие переключений) могут быть реализованы вычисления на основе стандартного произведения вектора (набора входных импульсов напряжения малой величины) на матрицу жестко заданных величин (проводимость мемристоров), здесь важным параметром является время сохранения стабильного состояния мемристора. В другом случае возможно построение самообучающейся вычислительной системы, когда входные сигналы смогут определенным образом менять значения в узлах матрицы, здесь первоочередной важностью обладают воспроизводимость состояний мемристора, а также воспроизводимость и однозначность величины переключения в зависимости от входного сигнала.

Реализация вычислений на мемристорных матрицах позволит в большом классе задач использовать новые обладающие меньшей сложностью алгоритмы вычислений. Так, при решении ряда задач выпуклого программирования, имеющих важнейшее значение для приложений машинного обучения, обработки и формирования изображений и др., сложность алгоритмов, реализованных в стандартных фон Неймановских вычислительных системах, составляет $O(N^{3.5})$ - $O(N^4)$ [8], в то время как разрабатываемые в настоящей работе мемристорные матрицы в перспективе позволят понизить сложность вычислительных алгоритмов указанных задач до псевдо- $O(N)$.

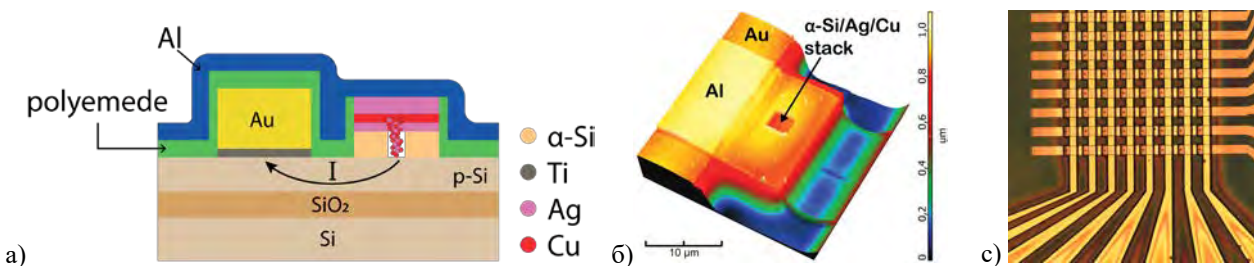


Рис. 1. (а) Послойная структура изготовленных α -Si мемристоров на КНИ подложке. (б) АСМ изображение одиночного мемристора, цветовая палитра отражает распределение высот от 0 до 1 мкм. (с) изображение матрицы 8x8 мемристоров, полученное с помощью оптического микроскопа

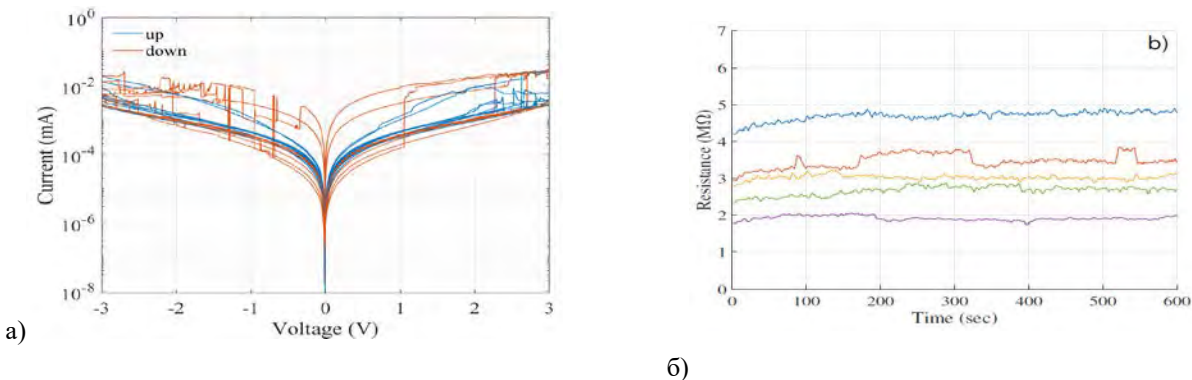


Рис. 2. (а) Типичный вид ВАХ одиночного мемристора при многократных измерениях на примере образца с толщиной слоя Си 2 нм. (б) Стабильность состояний проводимости канала мемристора во времени образца мемристора с толщиной слоя Си 0,8 нм (величина измерительного импульса 0,5 В)

Литература

1. Marković D. et al. *Nat Rev Phys* **2**, 499–510 (2020)
2. Krestinskaya O. et al, *IEEE Trans. Neural Netw. Learn. Syst.*, **31**(1), 4-23, (2020)
3. Goi E. et al. *PhotoniX* **1**, 3 (2020)
4. Xia Q., Yang J.J. *Nat. Mater.* **18**, 309–323 (2019)
5. Yang J. et al., *Nat. Nanotechnol* **8**, 13–24 (2013)
6. Yeon H. et al., *Nat. Nanotechnol.* **15**, 574–579 (2020)
7. Emboras A. et al., *Nano Lett.* **13**(12), 6151–615 (2013)
8. Ren A. et al., *arXiv:1802:00824* (2018)

ПОДАВЛЕНИЕ ЛОКИНГА МОД В МАГНИТООПТИЧЕСКОМ ГИРОСКОПЕ

Мерзликин А.М.^{1,2*}, Пузько Р.С.^{1,2}

¹Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН; 125412, г. Москва, ул. Ижорская, д. 13

²Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Автоматики им. Н.Л. Духова;
127055, Москва, ул. Суцневская, д.22

*E-mail: merzlikin_a@mail.ru

Миниатюризация кольцевого лазерного гироскопа (КЛГ) путем интегрирования оптических элементов на чипе сопряжена с возрастанием эффекта локинга мод в резонаторе гироскопа [1]. При этом возникает мертвая зона чувствительности гироскопа. В полноразмерных гироскопах проблема решается с помощью частотного сдвига мертвой зоны. В то же время существующие подходы не влияют на основную причину возникновения локинга мод в интегрированном на чипе КЛГ – взаимодействие мод лазерного резонатора гироскопа из-за нелинейности усиливающей среды. Вследствие большой величины нелинейности в интегрированном лазере локинг мод препятствует работе гироскопа даже при высокой добротности резонатора.

В работе для подавления локинга мод предложено использовать магнитооптический резонатор. Поле намагничивания приводит к расщеплению встречных мод по величине постоянной распространения. В отличие от полноразмерных КЛГ проблема локинга мод решается путем пространственного, а не частотного расщепления встречных мод. При этом частоты встречных мод гироскопа в состоянии покоя одинаковы. Численные расчеты показывают, что локинг мод подавляется за счет уменьшения влияния нелинейности среды на взаимодействие мод [2].

Литература

1. Dell'Olio F. et al., *J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public.* **9**, 14013 (2014)
2. Merzlikin A.M., Puzko R.S., *Sci. Rep.* **10.1**, 1-8 (2020)

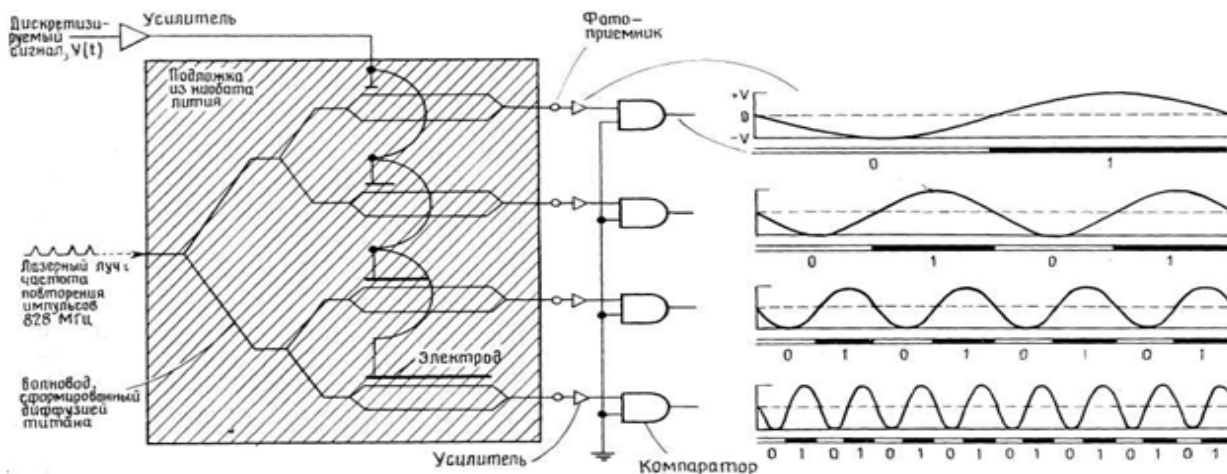
ФОТОННЫЙ АЦП

Якушенко П.О.

Физический институт академии наук им. П.Н. Лебедева, Россия, г. Москва

Наибольшая частота электронных АЦП, производимых в России, близка к 500 МГц. Повышение производительности АЦП замедлилось, поскольку не удалось снизить флуктуации электронного генератора импульсов, используемого для дискретизации аналогового сигнала, и улучшить быстродействие АЦП. В то же время экспериментально обосновано, что фотонные АЦП (ФАЦП) позволяют на оптической несущей получить более высокую частоту выборки аналогового сигнала, чем это может обеспечить транзисторная электроника. Создание из электрооптических модуляторов фотонного АЦП может обеспечить аналого-цифровое преобразование с частотой порядка 10 ГГц.

Основными элементами ФАЦП на фотонной интегральной схеме являются импульсный лазер, электрооптический модулятор и фотоприемник, изготовленные на единой схеме в интегральном исполнении. Лазеры с частотой импульсов порядка ГГц и быстрые фотоприемники в интегральном исполнении на материалах A_3B_5 изготавливаются в России. Модулятор типа Маха-Цендера в интегральном исполнении нужно интегрировать вместе с лазером и фотоприемником, который обеспечит частоту переключения от 10 до 100 ГГц. Гетероструктуры из материалов A_3B_5 можно выращивать, не закупая материалы за границей. Для проектирования нами был выбран САПР Lumerical [3]. Эта система совместима с Cadence, на котором проектируется сейчас большинство электронных схем. Для реализации топологии сверхбыстродействующего ФАЦП не обязательно обладать самыми современными в мире технологическими нормами, как Intel (13 нм), электрооптический модулятор типа Маха-Цендера даже размером до нескольких мм может переключаться со скоростями порядка 10 ГГц. Предлагаемый ФАЦП может иметь быстродействие около 10 ГГц. Реализовать топологию ФАЦП на материалах A_3B_5 можно полностью в России. Имея фотонный АЦП, можно будет разрабатывать цифровые фотонные схемы, включая цифровые оптические процессоры.



Литература

1. Р.С. Стариков Фотонные АЦП - ЗАО «Издательство «Радиотехника», 2015
2. «InP-Based Photonic Integrated Circuits», Goldren, 2008
3. www.lumerical.com

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ И РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ПРЕКРАЩЕНИЯ КАНАЛИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОТОНООБМЕННЫХ КАНАЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Пономарев Р.С.^{1,2*}, Константинов Ю.А.², Белокрылов М.Е.²

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь

²Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь

*E-mail: rsponomarev@gmail.com

Работа посвящена исследованию процесса прекращения каналирования излучения в протоннообменных канальных волноводах при действии на них пироэлектрического поля кристалла ниобата лития. Ранее было показано, что волноводы, сформированные методом протонного обмена в ниобате лития, при быстром нагреве образца от температур ниже минус 40 градусов Цельсия в определенный момент перестают каналировать излучение. Это явление было связано с действием пироэлектрического эффекта в кристалле, что приводило к перераспределению подвижных заряженных дефектов структуры и локальному изменению показателя преломления кристалла за счет действия эффекта Поккельса. Однако проведенные ранее исследования не дали ответа на вопрос и точном местоположении участка волновода, в котором происходит рост оптических потерь, а также о спектральной селективности данного процесса по отношению к длине волны вводимого излучения.

Для дальнейшего исследования процесса «выключения» волновода было предложено провести измерение с одновременной записью спектра выходного сигнала и с записью рефлектограммы волноводного канала. В качестве образцов для исследования использовались интегрально-оптические Y-разветвители, топология волноводов в которых формировалась методом протонного обмена с последующим отжигом. Контраст показателя преломления для исследуемых волноводом составлял $\Delta n = 0,015 \dots 0,020$ по данным модовой спектроскопии. В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный волоконный лазер со спектром излучения от 1520 до 1570 нм и максимумом в области 1532 нм. Исходя из сделанных ранее предположений о природе наблюдаемого эффекта, мы прогнозировали, что в ходе «выключения» волновода первыми начнут подавляться волны с большей длиной.

В результате измерения был получен набор спектров излучения как во время нормальной работы волновода, так и во время его «выключения» (рис.1).

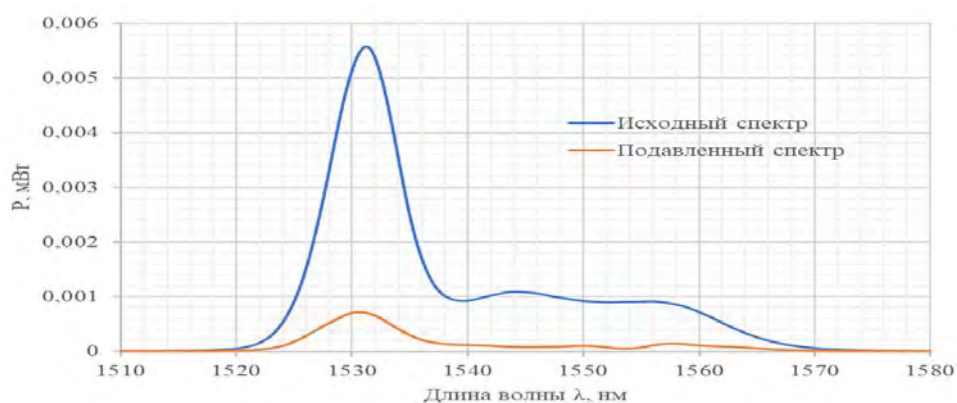


Рис.1. Спектры проходящего излучения для модулятора в нормальном режиме работы и в режиме подавленного каналирования излучения

Из полученного спектра излучения видно, что при действии пироэлектрического эффекта некоторые длины волн подавляются сильнее, чем другие.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 19-48-590018 р_а.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСТОЧНИКОВ ШУМОВ В ОПТОЭЛЕКТРОННОМ СВЧ ГЕНЕРАТОРЕ НА ОСНОВЕ ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ ЗАДЕРЖКИ

Лучинин А.С.* , Малыгин И.В.

*Институт радиоэлектроники и информационных технологий
Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург
E-mail: r303las@mail.ru

Введение

Во многих современных радиоэлектронных системах требуются малошумящие СВЧ генераторы. Эффективным методом достижения необходимого низкого уровня фазовых шумов генераторов является применение оптоэлектронных компонентов. Оптические элементы позволяют достигать высокой добротности колебательной системы автогенераторов (порядка 10^6 и более [1-3]), это обеспечивает путь к снижению уровня фазового шума автогенераторов.

Высокие значений добротности достигаются за счет применения очень длинных оптоволоконных линий задержки (километры) или высокотехнологическими методами на оптических резонаторах. Это является сдерживающим фактором к широкому применению малошумящих оптоэлектронных (ОЭ) СВЧ генераторов. Уровень фазовых шумов в автогенераторах, в том числе и оптоэлектронных, определяется интенсивностью источников шумов элементов, входящих в петлю автогенераторов. Если удастся понизить уровень шумов элементов, то требования к добротности можно снизить.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию количественных характеристик шумов оптоэлектронных приборов и определению преобладающих источников шумов элементов ОЭ СВЧ генератора, на примере использования для его построения серийных образцов: лазера, модулятора Маха Цендера, линии задержки, фотодиода. На этих компонентах построены макеты ОЭ СВЧ генераторов и показаны возможности оптимизации их шумовых характеристик.

Исследование шумовых характеристик элементов макета оптоэлектронного блока

Структурную схему оптоэлектронного (ОЭ) СВЧ генератора при исследовании шумовых характеристик можно разделить на два крупных узла: оптоэлектронный блок (ОЭ блок) и блок СВЧ элементов (электронных усилителей, фазовращателей и т.д.), рис. 1. Существенное влияние на шумовые характеристики ОЭ СВЧ генератора оказывают источники питания отдельных его составных частей.

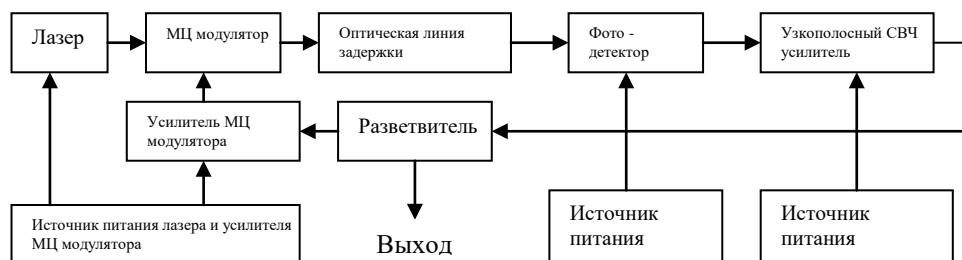


Рис. 1.1. Структурная схема макета ОЭ СВЧ генератора с источниками питания отдельных составных частей

ОЭ СВЧ генератор представляет собой весьма сложное устройство, включающее в свой состав разнородные элементы. Поэтому основные характеристики генерируемого СВЧ колебания: частота колебания, долговременная стабильность, уровень фазовых шумов формируются сложным образом под воздействием не идеальности всех элементов.

С целью получения нужных характеристик и оптимизации этих характеристик – минимизации отклонения от идеальных параметров, требуется провести оценку вклада не идеальности всех элементов, входящих в состав структурной схемы ОЭ СВЧ генератора.

Исследование проведено в четыре основных этапа.

1. Исследование шумовых характеристик оптических компонент: лазера, МЦ модулятора, фотодетектора на низкой частоте.
2. Исследование вклада в уровень шума выходного СВЧ колебания всех элементов: СВЧ усилителя, МЦ модулятора, оптической линии задержки, фотодетектора при прохождении через них тестового СВЧ колебания, создаваемого малошумящим стандартным генератором сигналов.
3. Исследование шумовых характеристик СВЧ колебаний, генерируемых оптоэлектронным генератором, построенным на разных доступных Исполнителю компонентах. Исследование механизмов возникновения шумов ОЭ генератора и возможностей уменьшения их уровней.
4. Сравнение уровней шумов построенных ОЭ СВЧ генераторов с уровнями шумов СВЧ генераторов других типов и с приводимыми в научной печати шумовыми характеристиками различных генераторов.

Заключение. Результаты исследования

1. Измерение спектра шума, наблюдаемого на выходе фотодиода (Aric 10 GGz) при детектировании оптического сигнала лазера (DX1 Laser Diode), показало весьма низкий уровень спектральной плотности. Пересчет измеренного уровня к эквивалентному шумовому току фотодиода дает значения: $34 \cdot 10^{-12}$ А/√Гц на частоте 1 МГц и $68 \cdot 10^{-12}$ А/√Гц на частоте 100 кГц.

В Data Sheet на фотодиод Aric 10 GGz значение собственного шумового тока не указывается. А, например, шумовой ток фотодиода XPRV2021(A) составляет $40 \cdot 10^{-12}$ А/√Гц.

Можно предположить, что уровень шумов лазера в спектральной области от 10 Гц до 1 МГц не превышает шумов фотодиода Aric 10 GGz.

2. При прохождении оптического сигнала лазера через модулятор Маха Цендера (MXAN-LN-40) уровень шума практически остается неизменным, если к модулятору не подключен формирователь модулирующего сигнала СВЧ.

При подключении формирователя (СВЧ усилителя DR-AN-40-МО) уровень шума на выходе фотодетектора увеличивается: на 18 дБ на частоте 100 кГц; на 8 дБ на частоте 1 МГц. Низкочастотный шум СВЧ усилителя модулирует коэффициент передачи модулятора Маха Цендера, это отражается в увеличении шумового напряжения на выходе фотодетектора.

3. Измерения шумовых характеристик оптоэлектронных элементов на СВЧ выявило ощутимый вклад этих элементов в уровень фазового шума.

Измерения показали, что модулятор Маха Цендера MXAN-LN-40, возбуждаемый лазером DX1, создает большое ослабление СВЧ сигнала, подаваемого на вход модуляции. Ослабление составляет более 40 дБ. Вместе с оптической линией задержки ослабление вносится более 46 дБ. Такое большое ослабление формирует высокий коэффициент шума оптоэлектронного блока, более 30 дБ, и создает большой вклад в уровень фазового шума автогенераторов, которые строятся на основе этих компонентов.

4. Электронные компоненты, в первую очередь, СВЧ усилители вносят очень заметный вклад в спектральную плотность фазового шума ОЭ автогенератора в низкочастотной области отстроек от несущей, от единиц Гц до десятков кГц. Подбором малошумящих СВЧ полупроводниковых компонент удается достичь снижения этого влияния.

В экспериментальном образце ОЭ СВЧ генератора удалось понизить уровень спектральных составляющих в низкочастотной области почти 20 дБ.

Спектральная плотность фазовых шумов генератора на частоте отстройки 10 кГц составляет -120 дБн; на частоте отстройки 100 кГц составляет -140 дБн (рабочая частота около 7 ГГц). Эти значения получены при относительно короткой оптической линии задержки: длина 206 м. Эквивалентная добротность составляет $Q \approx 20000$.

Литература

1. Yao X. S. & Maleki L. *Optoelectronic microwave oscillator*. J. Opt. Soc. Am. B 13, 1725-1735 (1996)
2. А.А.Борцов. Влияние добротности резонатора лазера на радиочастотные фазовые шумы в сверхмалошумящем оптоэлектронном генераторе. *Электромагнитные волны и электронные системы-«Радиотехника»*, №11, т. 17, 2012. с. 48 – 55
3. Микитчук К.Б. Малышев С.А., Чиж А.Л. *Оптоэлектронный СВЧ-генератор (Варианты), Описание полезной модели к патенту RU 119 188 U1, Заявка: 2012114018/08, 10.04.2012*

МЕТОД НЬЮТОНА С НАПРАВЛЕНИЕМ СПУСКА ДЛЯ ЮСТИРОВКИ КАНАЛЬНОГО ВОЛНОВОДА ФОТОННОЙ ИНТЕГРАЛЬНОЙ СХЕМЫ И ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА

Карнаушкин П.В.

Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН, г. Пермь
*E-mail: pavelkarn2@gmail.com

Изделия на основе фотонных интегральных схем (ФИС) применяются: в телекоммуникациях, в навигационных системах и комплексах, в датчиках физических величин, в биологических исследованиях и медицине, в системах мониторинга волоконно-оптических линий связи. Такой широкий спектр применения ФИС обусловлен высокой производительностью, малыми габаритными размерами, пожаробезопасностью и возможностью совмещения фотонных интегральных схем с электронными компонентами на одном кристалле или в одном корпусе.

На практике распространены ситуации, когда необходимо обеспечить ввод (вывод) оптического сигнала в (из) ФИС. Такая необходимость возникает, если оптическая система предусматривает наличие внешнего источника излучения, либо внешнего фотоприемника, а также в случае передачи оптического сигнала между несколькими ФИС. Передача сигнала в таких случаях осуществляется с помощью волоконных световодов (ВС) различных типов.

Для выравнивания ВС и волновода ФИС используется юстировка. Юстировка ВС и волновода ФИС выполняется в ходе оптической стыковки и проверки оптических характеристик ФИС – ключевых операций по сборке ФИС.

На языке математики юстировка волновода ФИС и ВС по уровню оптического сигнала является задачей многомерной оптимизации. В качестве целевой функции выступает уровень оптического сигнала, выведенного из волновода ФИС. Юстировка требует максимизации целевой функции.

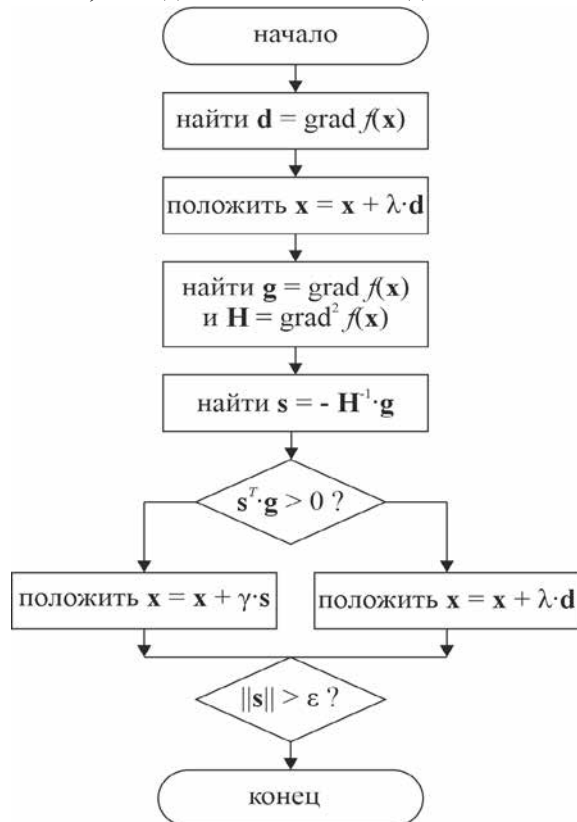


Рис. 1. Блок-схема метода Ньютона с направлением спуска

Наиболее распространенными методами, применяемыми для юстировки, являются: метод поиска с восхождением к вершине и метод наискорейшего спуска [1, 2]. Метод поиска с восхождением к вершине имеет малую скорость сходимости, поскольку не учитывает направления роста целевой функции. Метод наискорейшего спуска плохо сходится в окрестности максимума целевой функции.

Целью работы было исследование возможности применения метода Ньютона с направлением спуска для повышения эффективности юстировки канального волновода ФИС и ВС по уровню оптического сигнала.

Основная идея метода Ньютона (рис. 1) заключается в итеративном использовании квадратичной аппроксимации целевой функции в текущей точке поиска и максимизация этой аппроксимации. Так как метод Ньютона не эффективен вдали от максимума целевой функции, на первом шаге выполнялся один шаг методом наискорейшего спуска. Далее вычислялись градиент и матрица Гессе целевой функции. В отличие от классического метода Ньютона, если условие $s^T \cdot g > 0$ не выполнялось, то вектор s не принимался за направление роста целевой функции. В этом случае за направление роста принималось направление градиента g . Юстировка останавливалась в тот момент, когда для перемещения в новую точку x необходимо было выполнить шаг менее разрешения позиционеров. Для оценки эффективности юстировки

волновода ФИС и ВС с помощью метода Ньютона было проведено сравнение количества итераций,

затрачиваемых на юстировку, с методом наискорейшего спуска и методом поиска с восхождением к вершине (рис. 2). Юстировались канальный волновод с диаметром модового поля ≈ 3 мкм и волоконная линза с диаметром фокусного пятна ≈ 3 мкм по двум степеням свободы.

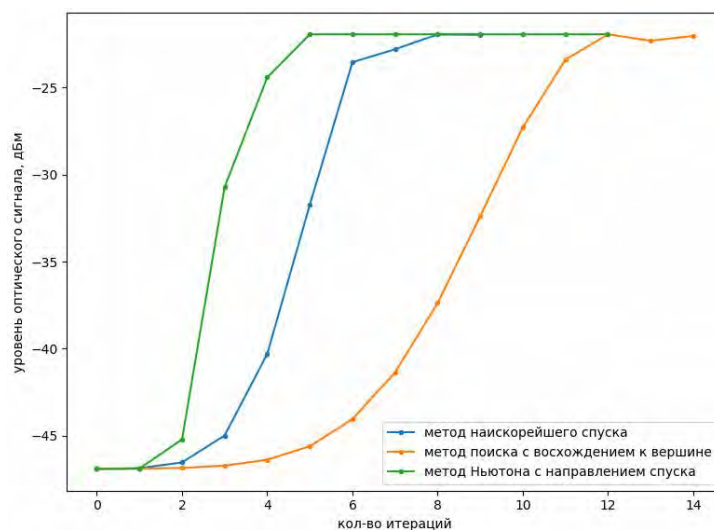


Рис. 2. Сравнительная характеристика юстировки канального волновода ФИС и ВС с помощью метода наискорейшего спуска, метода поиска с восхождением к вершине, метода Ньютона с направлением спуска

Метод Ньютона позволил достичь максимума целевой функции за 5 итераций, в то время как метод наискорейшего спуска за 8 итераций, а метод поиска с восхождением к вершине за 14 итераций.

Дальнейшая работа будет направлена на оценку применимости метода Ньютона для юстировки канального волновода ФИС и ВС по трем и более степеням свободы.

Литература

1. Карнаушкин П.В., Пономарев Р.С., Фотон-экспресс **6(158)**, 96-97 (2019)
2. Yu M.T. et al, Proc. of SPIE **6289**, 2-8 (2006)

ВЫСОКОТОЧНАЯ МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА СРАВНЕНИЙ И ПЕРЕДАЧИ ШКАЛ ВРЕМЕНИ ПО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ СВЯЗИ

Колмогоров О.В.*, Донченко С.С., Прохоров Д.В.

ФГУП «ВНИИФТРИ», г. Солнечногорск

*E-mail: kolmogorov@vniiftri.ru

Функционирование ряда измерительных средств из состава ГНС ГЛОНАСС невозможно без их обеспечения эталонными сигналами частоты и времени. К таким средствам относятся беззапросные и запросные радиотехнические средства, квантово-оптические станции, комплексы метрологического обеспечения (например, комплекс оценки энергетических характеристик сигналов) и др. Вышеперечисленные средства и комплексы обычно располагаются в полевых условиях на удалении от нескольких десятков метров до нескольких километров от источников эталонных сигналов частоты и времени (ИСЧВ). Современные требования к системам передачи эталонных сигналов времени и сравнений шкал времени предусматривают инструментальную погрешность измерений не более 100–200 пс. Передача эталонных сигналов времени на расстояние свыше 100 м по коаксиальному кабелю не удовлетворяет требованиям по точности из-за дрейфа фазы сигналов вследствие нестабильности температуры и большого ослабления сигнала. Использование перевозимых квантовых часов и спутниковых методов сравнений шкал времени характеризуется погрешностью, в лучшем случае, около 500 пс. Требуемой точности передачи эталонных сигналов можно добиться при использовании волоконно-оптических линий связи ВОЛС [1, 2]. Для решения задачи передачи эталонных сигналов к измерительным средствам ГНСС по ВОЛС на расстояние до 5 км с инструментальной погрешностью синхронизации шкал времени не более 100 пикосекунд разработана модернизированная система одно- и двухсторонних сравнений шкал времени СОДС ШВ-М, функциональная схема которой представлена на рисунке 1.

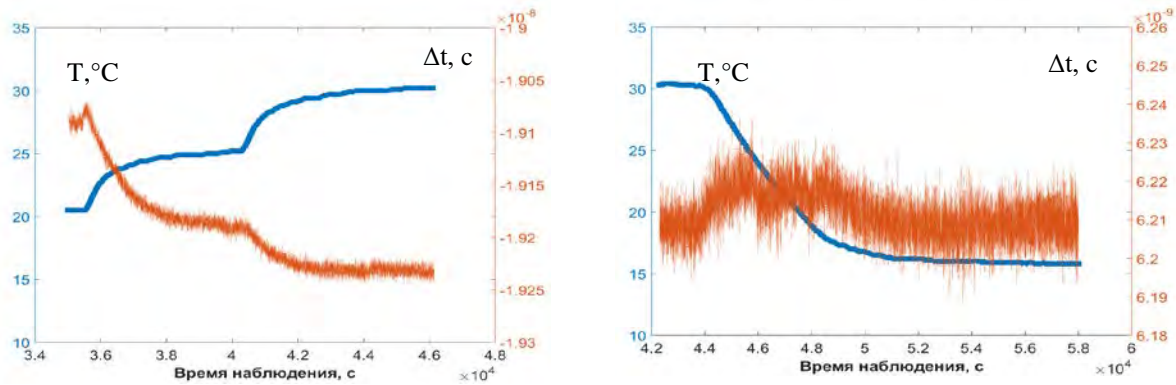


Рис. 1. Функциональная схема системы СОДС ШВ-М

Принцип действия СОДС ШВ-М состоит в следующем. С ИСЧВ сигнал опорной частоты поступает на передающий электронно-оптический модуль, который модулирует оптическую несущую радиосигналом 10 МГц. Излучение распространяется по ВОЛС до объекта, на который надо передать сигнал, там преобразуется с помощью приемного оптико-электронного модуля обратно в радиосигнал опорной частоты. Переданный по ВОЛС сигнал опорной частоты подается на промежуточный генератор HROG-10, который формирует метки времени (импульсный сигнал 1 PPS) и управляет их фазой, а также, при необходимости, задаёт отстройку частоты опорного сигнала. Контроль положения секундной метки, формируемой генератором HROG-10 относительно эталонной, осуществляет система сравнений шкал времени, основанная на принципах, изложенных в [3, 4]. Система состоит из двух разнесенных комплектов, располагаемых на разных объектах. На вход системы поступают секундные метки сравниваемых шкал времени (эталонной – на объекте 1, и переданной – на объекте 2). По результатам проведенных измерений система при необходимости подает на генератор HROG-10 управляющую команду для коррекции меток времени.

В ходе экспериментальных исследований СОДС ШВ-М проводилось определение вносимой нестабильности частоты при передаче сигнала частоты 10 МГц, исследование температурной

нестабильности аппаратурных задержек сигналов в системе и определение границ погрешности передачи шкалы времени системой. Вносимая нестабильность частоты, выраженная в виде среднего квадратического двухвыборочного отклонения (СКДО), определялась с помощью компаратора частотного Ч7-315. На интервале времени измерений 1 сутки значение вносимой СКДО составило $2 \cdot 10^{-16}$. Основным источником неисключенной систематической погрешности (НСП) системы является изменение аппаратурных задержек сигналов в системе вследствие изменений температуры. Для оценки НСП аппаратура СОДС ШВ-М тес-тировалась в термостатированной камере в диапазоне температур от 20 до 30 °С (опорный комплект) и от 15 до 30 °С (оконечный комплект). Экспериментально полученные температурные зависимости аппаратурных задержек приведены на рисунке 2.



а)

б)

Рис. 2. Температурная зависимость аппаратурных задержек (оранжевый цвет – аппаратурная задержка, синий цвет – температура) для а) опорного комплекта б) оконечного комплекта (абсолютные значения аппаратурных поправок различаются из-за разной длины соединительных кабелей в двух экспериментах)

По результатам, приведенным на рисунке 2, а установлено, что изменение аппаратурной задержки опорного комплекта составляет 16 пс/°С (в диапазоне температур от 20 до 30 °С), и для работы опорного комплекта требуется термостабилизация не хуже ± 1 °С. Изменение аппаратурной задержки оконечного комплекта составило 13 пс в диапазоне температур от 15 до 30 °С (рисунок 2, б), следовательно, оконечный комплект СОДС ШВ-М не требует высокоточной температурной стабилизации. В результате экспериментов установлено, что значение НСП измерений расхождения шкал времени системой не превышает 44 пс. Для исследования погрешности передачи шкал времени СОДС ШВ-М использовался частотомер Keysight 53230А с функцией измерения временных интервалов. Частотомер измерял расхождение меток времени, переданных системой СОДС ШВ-М по ВОЛС длиной 900 м, и меток времени, поступающих с эталонной аппаратуры (удаленного ИСЧВ, синхронизированного с эталоном с погрешностью ≈ 50 пс). Среднее значение расхождения между метками времени составило 45 пс. Среднее квадратическое отклонение результатов измерений расхождения шкал времени с помощью аппаратуры СОДС ШВ-М при этом составило 15 пс. Суммарная инструментальная погрешность передачи шкал времени СОДС ШВ-М при доверительной вероятности 95% составила ± 60 пс.

Таким образом, экспериментально подтверждено, что разработанная модернизированная система СОДС ШВ-М обеспечивает передачу эталонных сигналов времени по ВОЛС с погрешностью не более ± 100 пс и может использоваться для обеспечения эталонными сигналами измерительных средств ГНСС, аппаратуры метрологических комплексов и других потребителей.

Литература

1. MRost, DPiester, WYang, TFeldmann, TWübbena and ABAuch. Time transfer through optical fibers over a distance of 73 km with an uncertainty below 100 ps. Submitted to Metrologia, August 2012. Hartl I., et al, Opt. Lett. **26**, 608-610 (2001)
2. Федорова Д.М., Балаев Р.И., Курчанов А.Ф., Троян В.И., Малимон А.Н. «Передача эталонных радиочастот по волоконно-оптической линии с электронной компенсацией возмущений». Измерительная техника, 2015 (9)
3. Донченко С.С., Колмогоров О.В., Прохоров Д.В. «Система одно- и двухсторонних сравнений шкал времени». Измерительная техника, № 1, 2015, с. 14-17
4. Донченко С.С., Колмогоров О.В., Прохоров Д.В. «Синхронизация шкал времени удаленных объектов с помощью системы одно- и двухсторонних сравнений». Мир измерений, № 3 (173), 2016, с. 26-29

ОПЫТ ПЕРВОГО ПРИМЕНЕНИЯ В ОТЕЧЕСТВЕННЫХ НАЗЕМНЫХ СЕТЯХ КАБЕЛЕЙ С ОПТИЧЕСКИМ ВОЛОКНОМ КАТЕГОРИИ G.654 И КАБЕЛЕЙ С ЛЕНТОЧНЫМИ ВОЛОКНАМИ

Павлов Д.В.

ПАО «Ростелеком», г. Москва

*E-mail: Dmitriy.Pavlov@rt.ru

Обладая собственной магистральной сетью в 190 тыс.км волоконно-оптических линий связи (ВОЛС), ПАО «Ростелеком» работает на перспективу, рассматривая новейшие достижения науки, учитывая последние тенденции в производстве оптических волокон (ОВ) и совершенствовании конструкций оптических кабелей (ОК). Важнейшую роль при выборе ОВ для строительства новых ВОЛС играет увеличение пропускной способности сетей в условиях роста объёма потребляемого трафика и развития технологий приёмо-передающего оборудования. Увеличение пропускной способности со стороны строительства ВОЛС осуществляется двумя путями:

1. Строительство ВОЛС на основе ОК средней ёмкости 48 – 96 ОВ с использованием современного оборудования со спектральным уплотнением DWDM со скоростью 200G – 400G на лямбду.
2. Использование многоволоконных кабелей и сравнительно недорогого оборудования.

Рассмотрим оба варианта на примере двух проектов, реализуемых ПАО «Ростелеком» в настоящий момент. Первый вариант развития сети рассмотрим на примере проекта «СТРОИТЕЛЬСТВО ТЕА СЛЕДУЮЩЕГО ПОКОЛЕНИЯ», где заказчиком выступил ООО «Атлас». Концепция проекта, это строительство магистралей нового поколения ОК ёмкостью 96 ОВ, для продажи ОВ операторам связи, которые будут устанавливать на ВОЛС собственное оборудование и передавать свой трафик любого назначения. Учитывая, что новая магистраль будет проходить от границ Латвии до Владивостока и её протяжённость составит 10 000 км, необходимо было подобрать оптимальные пролёты усилительных участков с наименьшим количеством регенераторов для сигналов DWDM со скоростями 100G, 400G и перспективой дальнейшего увеличения скорости передачи. Так как таких масштабных задач в рамках одного проекта в России никто не выполнял, специалистами компании был изучен мировой опыт по строительству протяжённых линий с использованием ОВ категории G.654 согласно рекомендациям Международного союза электросвязи (МСЭ-Т) [1], а именно: ОВ производства компании Corning® Ull® (G.654C), TXF® (G.654E) и Sumitomo Electric Inc Pure Advance® 80 (G.654C), Pure Advance® 110 (G.654E) и Pure Advance® 125® (G.654E). Дополнительно, в процессе испытаний ОК, были рассмотрены ОВ производства Corning® Vascade® EX 2000, Fujikura Ltd FutureGuide®-HSC-110 и FutureGuide®-HSC-125. Параллельно с этими исследованиями велась совместная работа с АО «Оптиковолокonné Системы» (АО «ОВС») по запуску производства их аналога ОВ категории G.654E и последующим их испытаниям. При условии, что ОВ отечественного производства будет удовлетворять международному стандарту [2], техническим требованиям (ТТ), предъявляемым к ОВ и ОК, продукция АО «ОВС» будет допущена к конкурсу на участие в проекте на равных условиях с остальными производителями ОВ. После завершения анализа характеристик ОВ и проведения расчётов по моделированию трассы, коммерческой составляющей и спроса на передачу трафика был определён общий объём ОВ в ОК и выбраны два типа ОВ в пропорции 48 ОВ Corning® Ull® (G.654C) и 48 ОВ АО «ОВС» G.654E. Для ОК была определена классическая модульная конструкция: 6 оптических модулей (ОМ) 16 ОВ в каждом ОМ. Для реализации проекта на такой большой территории с различными климатическими зонами были разработаны единые ТТ, включающие в себя описание 3 типов ОК (ОК-Грунт, ОК-ГТС и ОК-Объект) в двух исполнениях: обычном и диэлектрическом. Для выполнения требований пожарной безопасности предусмотрены ОК всех типов в оболочке нг(А)-HF. ТТ содержали жёсткие требования к затуханию ОВ в кабеле $\leq 0,17$ дБ/км для всех вариантов кабеля, допускались приросты затухания при всех видах воздействий на ОК, не превышающие 0,03 дБ во время воздействия нагрузки и 0,01 дБ – после снятия нагрузок. Стандартным было требование по удлинению ОВ, которое не должно было превышать 0,2%. Для приёмки ОК были разработаны программы методики испытаний (ПМИ) и программа приёмо-сдаточных испытаний (ПСИ) этих кабелей. Кабели испытывались согласно ГОСТ Р 52266-2020 [3] по 17 видам испытаний.

Для определения возможности создания по типу ОВ ОК (ОК-Грунт 20 кН, 0,7 кН) с условиями сохранения оптических характеристик ОВ согласно их спецификациям, была разработана отдельная

ПМИ для проведения предквалификационных испытаний в которых приняли 5 кабельных заводов: ООО «Инкаб», ООО «Сарансккабель-Оптика», ООО «Оптен-кабель», ООО «Алтай-Кабель» и АО «Москабель-Фуджикура» (АО «МКФ»). Согласно ПМИ для создания ОК заводам давалось 3 попытки. Как и в случае с готовым ОК, образцы испытывались согласно [3] по 11 видам испытаний. Основной проблемой в процессе создания ОК стали повышенные затухания при проведении испытания по циклической смене температур. Некоторым заводам потребовалось изменять конструкцию ОК и проходить повторный цикл испытаний. Все заводы доказали возможность производства ОК с повышенными требованиями к затуханию ОВ и стабильными показателями надёжности. На сегодняшний момент можно отметить, что завод, победивший в конкурсе на поставку ОК для указанного проекта, добился высочайшего уровня качества ОК с волокнами категории G.654 на уровне серийного производства. Максимальные средние значения затухания ОВ в кабеле 0,165 дБ/км. Данное достижение показывает, что компаниям, принявшим решение о строительстве новых ВОЛС с использованием ОВ категории G.654, при необходимости, могут заказывать ОК для наземной прокладки, которые не вносят дополнительного затухания в ОВ и соответствуют предъявляемым требованиям к надёжности. Сложности при создании ТТ, ПМИ, ПСИ и самих ОК вызывало отсутствие следующих данных в отечественной и зарубежной нормативной документации:

1. Параметров затухания ОВ категории G.654 в ОК;
2. Диаметров модового поля для ОВ категории G.654;
3. Норм на потери в неразъёмных соединениях для сварки ОВ категорий: G.654 x G.654 и G.654 x G.652.
4. Норм на потери в разъёмных соединениях для подключения в кроссе ОВ категорий: G.654 x G.654 и G.654 x G.652
5. При наличии в [3] рекомендаций по цветовой идентификации волокон, обнаружен ряд проблем, связанных с различимостью оттенков, насыщенностью цветовой гаммы, истираемости краски на ОВ. Помимо этого, имеются проблемы использования ОК с негорючей оболочкой в кабельной канализации подверженной сезонным затоплениям. А также требует решения вопрос со включением в реестр (утверждением типа) измерительных приборов, которые способны измерять потери с погрешностью до 0,03 дБ.

Рассмотрим второй вариант увеличения пропускной способности сети. Проект «Строительство ВОЛС 11 км с использованием ОК 576 ленточных ОВ между крупными узлами в г. Санкт-Петербург». Попытки применения ОК с высокой ёмкостью ОВ возникали в России давно. Первый возможный реальный проект по строительству участка сети в г. Ростов с использованием ленточных кабелей ёмкостью 1024 ОВ, 512 ОВ, 256 ОВ и 128 ОВ. В проекте рассматривалось ОК с ленточными ОВ SWR производства компании Fujikura Ltd. В дальнейшем рассматривался переход на ОК производства российского завода АО «МКФ». Проведённые расчёты показали техническую и экономическую выгоду применения ленточных ОВ. Были подобраны кроссы и муфты, найдена подрядная организация, имеющая в собственности сварочные аппараты для ленточных ОВ. Но, к сожалению, кризис с ленточными волокнами не позволил проекту стартовать. Следующая попытка по строительству ВОЛС с ленточными ОВ с выделением пилотной зоны в Московской области не получила серьёзной поддержки и завершилась, не начавшись. В начале 2020 года, перед началом самоизоляции, компания Sumitomo Electric продемонстрировала свой продукт – ОК с 1152 ОВ Free-Form Ribbon®, который заинтересовал ПАО «Ростелеком». Результатом переговоров стала попытка реализации указанного выше проекта. Но, к сожалению, при проработке технико-экономического обоснования проекта выяснилось, что стоимость проектно-изыскательских работ (ПИР) и строительно-монтажных работ (СМР) с учётом 4-х ОК модульной конструкции ёмкостью 144 ОВ дешевле, чем ПИР и СМР ОК с 576 ленточными ОВ. Сложности с реализацией ленточных кабелей в России сводятся к нескольким задачам, которые необходимо решать совместными усилиями:

1. Создание конкурентоспособного производства ОК с ленточными ОВ на территории России;
2. Обучение и повышение квалификации бригад по монтажу и эксплуатации ОК, укомплектованных сварочными аппаратами для сварки ленточных ОВ;
3. Разработка и внедрение в производство отечественных муфт для ленточных ОВ;
4. Разработка и внедрение норм на потери в неразъёмных соединениях для сварки ленточных ОВ категорий: G.654.

Литература

1. *ITU-T G.654 Characteristics of a cut-off shifted single-mode optical fibre and cable. pp.24 (2020)*
2. *ГОСТ Р МЭК 60793-2-50-2018 Волокна оптические. Часть 2-50 Технические требования к изделию. Групповые технические требования к одномодовым оптическим волокнам класса В. 35с. (2018)*
3. *ГОСТ Р 52266-2020 Кабели оптические. Общие технические условия. 65с. (2020)*

МАЛОМОДОВЫЙ РЕЖИМ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ: ПРИЛОЖЕНИЯ НА СЕТЯХ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ РАЗНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Бурдин А.В.

*АО «Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова»
(АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова»), г. Санкт-Петербург*

*Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики (ПГУТИ), г. Самара
Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича
(СПбГУТ), г. Санкт-Петербург*

*ООО «ОптоФайбер Лаб», г. Москва, ИЦ Сколково
E-mail: bourdine@yandex.ru

В настоящее время оптические волокна (ОВ) находят повсеместное применение в различных областях волоконной оптики и фотоники. В этом смысле можно выделить два приоритетных направления волоконно-оптической техники, использующих «протяженные» ОВ – это, в частности, (1) линии передачи телекоммуникационных и инфокоммуникационных сетей – от трансконтинентальных магистралей сверхбольшой протяженности транспортных сетей связи нового поколения до экстремально коротких соединительных линий компактных внутриобъектовых и бортовых сетей и (2) распределенные и сосредоточенные (но интегрированные в одну ВОЛП) волоконно-оптические датчики сенсорных сетей. При этом совместное использование когерентных источников оптического излучения в сочетании с ОВ, отличающихся существенно увеличенным относительно «традиционных» телекоммуникационных одномодовых ОВ действующих рекомендаций ITU-T диаметром сердцевины, уже достаточно давно регламентировано: фактически с утверждением в 1998 г. стандарта IEEE 802.3z (Gigabit Ethernet) [1] такая комбинация рассматривается как штатное коммерческое решение по реализации компактных мультигигабитных сетей передачи данных на базе многомодовых ОВ 50/125 ратифицированных категорий ISO/IEC OM1...OM5.

В отличие от традиционного многомодового режима, который достигается при равномерном распределении мощности оптического излучения с выхода источника, диаметр пятна профиля пучка которого превышает диаметр сердцевины ОВ, передача оптического сигнала, возбуждаемого лазером, по ОВ с увеличенным, относительно размеров одномодовых ОВ, диаметром сердцевины осуществляется ограниченным [1] числом модовых составляющих, количество которых определяется совокупностью факторов: конструкцией / параметрами ОВ, исходным составом поперечных мод излучения лазера, условиями ввода излучения в торец ОВ, степенью и характером нерегулярности ОВ линии, включая наличие микро- и макро-изгибов ОВ, неизбежно возникающих в процессе инсталляции оптического кабеля. Таким образом, фактически можно говорить о маломодовом режиме функционирования ВОЛП.

Термин «маломодовый» достаточно широко применяется в различных областях волоконной оптики и фотоники. В работах, посвященных непосредственно волоконно-оптической технике связи, его появление можно условно датировать второй половиной 70-х гг. Так, понятие «маломодовый оптический волновод» в приложении к оптической связи впервые вводится в одноименном разделе монографии И.И. Теумина [2], опубликованной в 1978 г. В отличие от отечественных изданий, в работах зарубежных авторов указанного периода времени этот термин практически не встречается. Вышесказанное относится и к уже признанным на сегодняшний день классикам волоконно-оптической техники связи, в частности, авторам теории многомодовых оптических волноводов – Э. Маркатили, Д. Маркузе, Р. Ольшанского, К. Окамото и др. Исключением в данном случае является монография А. Снайдера и Дж. Лава [3], датированная 1983 г., в которой упоминается указанный термин – «few-mode optical waveguide».

Напротив, формулировка «маломодовый режим передачи оптического сигнала» активно использовалась в работах советских авторов в контексте телекоммуникационных «маломодовых ОВ» и «маломодовых оптических систем связи» вплоть до конца 80-х гг. Так, например, в публикации [4] Г.И. Гроднева отмечается, что режим маломодовой передачи, соответствующий маломодовым системам связи, достигается, когда рабочая длина волны источника излучения практически равна диаметру сердцевины ОВ. В опубликованной в 1986 году статье Е.М. Дианова и А.М. Прохорова [5],

посвященной 25-летию создания лазера, указывается, что «изменяя параметры световода, можно получать различные режимы распространения оптического излучения: одномодовый, маломодовый с заданным числом мод, многомодовый». В свою очередь, определение термина «маломодовые волоконные световоды» непосредственно приведено в справочном издании под редакцией Л.М.Андрушко [6]: «Иногда ВС (волоконные световоды – прим. авт.), число мод в которых не превышает ста, называют маломодовыми». Данная формулировка представляется наиболее удачной, с точки зрения применения ее для описания процессов распространения оптических сигналов, возбуждаемых лазерным источником излучения, по ОВ с увеличенным диаметром сердцевины.

В работе представлен обзор приложений маломодовых режимов функционирования ВОЛП сетей передачи данных разного назначения. Данное направление рассматривается как одно из актуальных и перспективных решений увеличения пропускной способности ВОЛП не только структурированных кабельных систем (СКС), но и, в том числе, магистральных линий транспортных сетей связи нового поколения, ориентированных на экстремально высокие скорости передачи – вплоть до Пбит/с и более, благодаря сочетанию технологий волнового и пространственного (модового) уплотнения и существенно уменьшенному влиянию нелинейных эффектов, за счет большого диаметра сердцевины ОВ ВОЛП. Отдельный интерес представляют такие направления, как маломодовые многосердцевинные волоконные световоды, а также мультиплексирование на модах оптических угловых моментов (ОАМ), в том числе и в приложении к волоконно-оптическим квантовым коммуникациям и сетям 5G/6G. Отдельную группу составляют компактные многопортовые мультигигабитные сети передачи данных разного назначения – это и традиционные СКС, в том числе вычислительных центров и центров обработки данных, а также сети хранения данных, но и бортовые, промышленные / индустриальные СКС, где передача мультигигабитные скорости трафика ориентированы уже не столько на трафик, сколько на минимизацию задержки отклика манипулятора / сервопривода на команды оператора. Наконец, с точки зрения сенсорных сетей, переход к маломодовому режиму добавляет в пространство параметров новое измерение – направляемые моды определенного порядка, ограниченное число которых (от буквально двух, до нескольких десятков) непосредственно осуществляет перенос мощности сигнала по ОВ. Оптический световод в маломодовом режиме фактически является интерферометром, что позволяет рассматривать его как платформу для построения элементов с новыми уникальными свойствам и открывает дополнительные возможности разработки новых альтернативных подходов к регистрации и оцениванию внешнего воздействия и реализующих их устройств на основе маломодовых эффектов в ОВ заданной конструкции.

Представлены ранее разработанный в ПГУТИ (г. Самара) математический аппарат и на его основе – модель линейного тракта ВОЛП, функционирующей в маломодовом режиме передачи оптического сигнала, совместно учитывающей такие факторы искажения, как дифференциальная модовая задержка (ДМЗ), хроматическая дисперсия на основной и высших модах заданного порядка, нерегулярность ОВ и микро-/макро-изгибы, а также решение обратной задачи оптимизации профиля показателя преломления маломодовых ОВ с уменьшенной ДМЗ. Приведены результаты экспериментальных исследований параметров передачи пилотных образцов длин маломодовых ОВ с экстремально увеличенным диаметром сердцевины, изготовленных в лабораториях АО «НПО ГОИ им. С.И. Вавилова» (г. Санкт-Петербург) по результатам моделирования, проведенного с использованием указанных ранее разработанных методов, адаптированных и кастомизированных ООО «ОптоФайбер Лаб» (г. Москва, ИЦ Сколково) для решения частных задач дизайна маломодовых ОВ заданной конфигурации, а также нового класса маломодовых микроструктурированных ОВ различной геометрии с наведенной киральностью.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, DST, NSFC и NRF в рамках научного проекта № 19-57-80016 БРИКС_т.

Литература

1. Bottacchi S., *Multi-Gigabit transmission over multimode optical fibre. Theory and design methods for 10GbE systems*. West Sussex: John Wiley & Sons Ltd. (2006)
2. Теумин И.И., *Волноводы оптической связи*. М.: Связь (1978)
3. Snyder A., Love J. *Optical waveguide theory*. London: Chapman & Hall (1983)
4. Гроднев Г.И., *Электросвязь* 6, 20 – 22 (1981)
5. Дианов Е.М., Прохоров А.М., *Успехи физических наук* 148(2), 289 – 311 (1986)
6. Андрушко Л.М. и др., *Справочник по волоконно-оптическим линиям связи*. Киев: Техника (1988)

ПРИМЕНЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ОПТОВОЛОКОННЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ МОНИТОРИНГА СОСТОЯНИЯ ТМК ВОЛС

Алехин И.Н.¹, Бурдин А.В.^{1,2}, Бурдин В.А.^{1*}, Гаврюшин С.А.¹, Дашков М.В.¹,
Никулина Т.Г.¹, Пашин С.С.¹, Попов Б.В.¹, Попов В.Б.¹, Яблочкин К.А.¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникации и информатики, г. Самара

²Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
г. Санкт-Петербург

*E-mail: burdin@psati.ru

Одним из перспективных направлений развития волоконно-оптической сети связи в стране является строительство линейно-кабельных сооружений транспортной многоканальной коммуникации волоконно-оптических линий связи (ЛКС ТМК ВОЛС). Технология прокладки оптических кабелей на ТМК ВОЛС базируется на технологии «микрокабель в микротрубке», предусматривающей пневмопрокладку микрокабелей в пакете микротрубок. В нашей стране компанией СМАРТС развивается вариант этой технологии, при котором пакет микротрубок прокладывается в минитраншее вдоль автомобильных дорог. При прокладке волоконно-оптических кабелей вдоль автодорог предполагается, что оптические волокна будут применяться не только на сетях связи, но и будут задействованы в проектах типа «Умная дорога» для контроля движения автотранспорта, контроля состояния автодорожного покрытия, в системе охраны и т.д. Для решения вышеперечисленных задач, как правило, используют системы акустического мониторинга с распределенными оптоволоконными сенсорами. При оборудовании на ЛКС ТМК ВОЛС подобной системы целесообразно рассмотреть ее возможности и с точки зрения мониторинга собственно ТМК ВОЛС. В данной работе рассмотрено применение системы акустического мониторинга на основе фазочувствительного импульсного оптического рефлектометра, использующего обычные оптические волокна кабелей связи в качестве распределенного акустического сенсора, для выполнения таких функций мониторинга ТМК ВОЛС, как:

- трассопоисковые работы, включая поиск трассы прокладки кабеля, контроль глубины прокладки кабеля, локализацию места повреждения оптического кабеля, поиск смотровых устройств;
- контроль состояния смотровых устройств;
- контроль герметичности кабельных каналов ТМК;
- контроль состояния кабельных каналов ТМК (наличие воды/ила в канале);
- охранные функции.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЛЕКСНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ НЕЛИНЕЙНОСТИ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ С ПОЛЯРИЗАЦИОННЫМ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕМ

Богданов С.А.^{*}, Сидельников О.С.

Новосибирский Государственный университет, г. Новосибирск

**E-mail: s.bogdanov@g.nsu.ru*

Нелинейность оптического волокна являются одним из ключевых факторов, ограничивающих дальнейшее увеличение пропускной способности современных систем передачи информации. Эксплуатация линий связи с поляризационным уплотнением каналов (polarization-division multiplexing — PDM) предполагает увеличение общей мощности сигнала в волокне, что приводит к растущему воздействию нелинейных эффектов распространения. Для преодоления данного ограничения в последнее время были предложены различные технологии генерации и обработки оптического сигнала [1, 2]. Среди них можно выделить подход, основанный на применении методов машинного обучения и нейронных сетей (НС), в частности, при обработке принятых сигналов. НС позволяют выполнять классификацию символов на приемнике с высокой точностью, обладая при этом малой вычислительной сложностью [3]. В данной работе мы предлагаем использовать полносвязные нейронные сети прямого распространения с комплекснозначной арифметикой для компенсации нелинейных искажений в приемнике систем передачи данных с поляризационным мультиплексированием.

В работе исследуется линия связи, состоящая из передатчика, 20 пролетов стандартного одномодового волокна по 100 км каждый, эрбиевых оптических усилителей после каждого пролета и приемника. На передатчике формируются 16 – QAM - PDM сигналы с символьной скоростью $R_s = 32$ Гбод. Для придания формы импульсам используется фильтр с характеристикой типа корень из приподнятого косинуса с коэффициентом сглаживания 0.1. В приемнике после разделения поляризационных компонент сигнал проходит через согласованный фильтр, а затем выполняется идеальная компенсация хроматической дисперсии. Далее после понижения частоты дискретизации до 1 отсчета на символ происходит компенсации нелинейных эффектов с помощью предложенной схемы, на основе комплексных полносвязных нейронных сетей. Затем выполняется демодуляция сигнала и вычисление коэффициента битовых ошибок (bit error rate - BER).

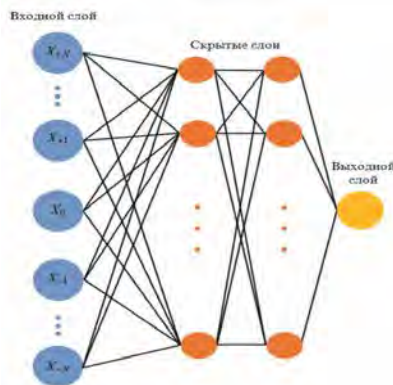


Рис. 1. Архитектура НС

Архитектура предложенной в работе комплексной полносвязной нейронной сети изображена на рис. 1. При обработке каждого принятого символа на вход нейронной сети последовательно подаются предыдущие и последующие символы с обеих поляризаций, что позволяет учесть эффект памяти канала. Предложенная НС состоит из входного слоя, размер которого определялся числом одновременно обрабатываемых символов, двух скрытых слоев с оптимизируемым числом нейронов и выходного слоя, соответствующего предсказываемым переданным символам с обеих поляризаций. В основе комплексных нейронных сетей лежит описание с помощью комплексных чисел как состояния самих нейронов, так и весовых коэффициентов. Таким образом, каждый нейрон предложенной НС представляется в виде четверки чисел, соответствующих действительной и мнимой частям символов с двух поляризаций, для которых была реализована комплекснозначная арифметика. Такой подход представляется более естественным при обработке принятых символов в волоконно-оптических линиях связи, которые по своей природе являются комплексными. Кроме того, НС с комплекснозначной арифметикой позволяют использовать комплексные функции активации, соответствующие нелинейным эффектам, воздействующим на сигналы при распространении по оптическому волокну. В работе используется нелинейная функция активации, определяющая нелинейную динамику сигнала с двумя поляризациями:

$f(z_{1,2}) = e^{i\gamma_t(|z_1|^2 + |z_2|^2)} z_{1,2}$, где z_1, z_2 – сигналы с первой и второй поляризации, а γ_t – обучаемый параметр. Следует отметить, что в архитектуре нейронной сети данные с двух поляризаций связаны только через нелинейную функцию активации, а на линейных слоях они распространяются независимо.

Архитектура комплексной НС была реализована с использованием библиотеки TensorFlow 2.0. Для нахождения весов сети использовался алгоритм оптимизации Adam (adaptive moment estimation). В качестве функции ошибок использовалась среднеквадратичная ошибка между переданными 16-QAM символами, и символами, полученными на выходе из нейронной сети.

Для оценки эффективности предложенной НС она сравнивалась с результатом применения линейной схемы на основе LMS-алгоритма (least mean square), которая только восстанавливает фазу принятого сигнала, и с комплексной полносвязной нейронной сетью, в которой данные с обеих поляризаций обрабатываются независимо [4].

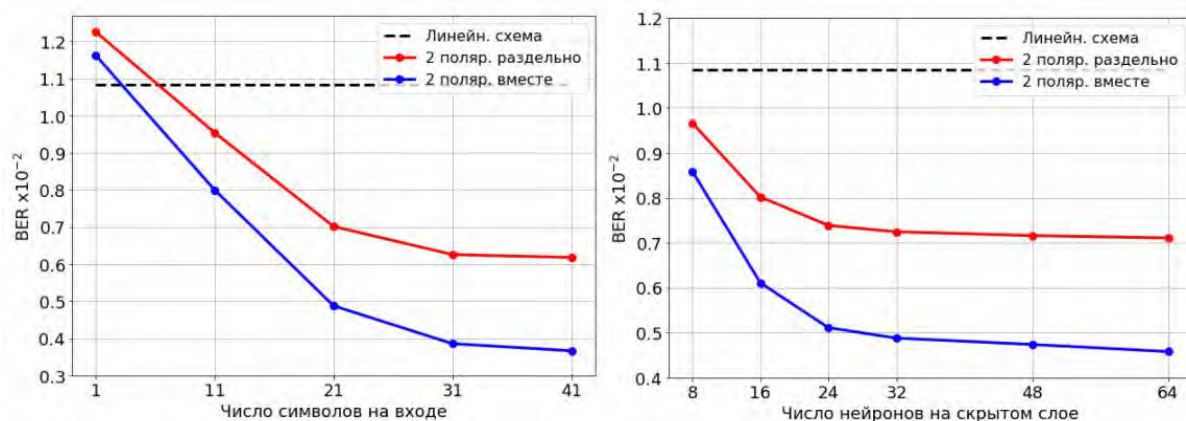


Рис. 2. Зависимость BER принятого сигнала после обработки нейронными сетями в зависимости от числа символов на входе (а) и числа нейронов на скрытом слое (б)

На Рис. 2(а) представлена зависимость коэффициента битовых ошибок от числа символов на входе после применения НС, в которой данные с обеих поляризаций обрабатываются независимо, и сети, в которой поляризации связаны через нелинейную функцию активации. В обоих случаях на каждом из скрытых слоев было по 32 нейрона. Видно, что за исключением случая, когда на входе используется только один символ, комплексные НС обеспечивают значительно меньший BER по сравнению с линейной схемой компенсации. Кроме того, применение комплексной функции активации, учитывающей данные с обеих поляризаций, позволяет эффективно компенсировать нелинейное взаимодействие между ними, что приводит к снижению коэффициента битовых ошибок на 41% по сравнению с НС, в которой сигналы на двух поляризациях обрабатываются независимо, и на 65% в сравнении с линейной схемой.

Зависимость BER от числа нейронов на каждом из скрытых слоев для нейронных сетей, в которых на вход подается по 21 символу с каждой поляризации, представлена на Рис. 2(б). Здесь также сравниваются НС, в которых сигналы с обеих поляризаций обрабатываются независимо или связаны через нелинейную функцию активации. В данном случае, нейронная сеть с комплексной функцией активации, учитывающей сигналы с обеих поляризаций, также демонстрирует снижение коэффициента битовых ошибок по сравнению с НС, в которой данные с обеих поляризаций обрабатываются независимо. Следует отметить, что в обоих случаях существенное улучшение BER наблюдается уже при 24 нейронах на каждом скрытом слое, и дальнейшее увеличение числа скрытых нейронов не увеличивает разрыва в BER между рассматриваемыми случаями.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента Российской Федерации (МК-915.2020.9).

Литература

1. Редюк А.А. и др. Прикладная фотоника, 5, 265-276 (2018)
2. Бурдин В.А. и др. Квантовая электроника, 47, 1144-1146 (2017)
3. Sidelnikov O. et al, J. Lightwave Technology 39, 2397-2406 (2021)
4. Богданов С.А. и др., Квантовая электроника 51, 459-462 (2021)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОМОДОВЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛИНИЙ СВЯЗИ СО СЛУЧАЙНОЙ ЛИНЕЙНОЙ СВЯЗЬЮ МЕЖДУ МОДАМИ

Сидельников О.С.^{1*}, Редюк А.А.^{1,2}, Вабниц С.^{1,3}, Федорук М.П.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, г. Новосибирск

³Римский университет Ла Сапиенца, г. Рим, Италия

*E-mail: o.sidelnikov@g.nsu.ru

В настоящее время в связи с постоянным появлением новых мультимедийных приложений и сервисов растет спрос на повышение пропускной способности современных систем передачи информации. Стандартное одномодовое волокно, лежащее в основе большинства существующих волоконно-оптических линий связи, уже приближаются к своему пределу пропускной способности ввиду различных ограничений [1]. Разработка систем связи, основанных на многомодовых волокнах, в настоящее время рассматривается в качестве перспективного пути для дальнейшего повышения пропускной способности за счет одновременной передачи сигналов по разным модам волокна [2]. Однако при одновременном использовании нескольких мод возникают новые эффекты, влияющие на передаваемые сигналы, такие как линейная связь мод, вызванная несовершенством оптического волокна, дифференциальная групповая задержка и нелинейные межмодовые эффекты. Для успешного использования многомодовых волокон в качестве способа увеличения скорости передачи данных необходимо исследовать и понимать каждый из этих эффектов. В данной работе с помощью численного моделирования исследуется нелинейное распространение оптических сигналов в многомодовых линиях связи в различных режимах случайной линейной связи между пространственными модами.

В работе исследуется линия связи, состоящая из передатчика, 10 пролетов многомодового волокна по 100 км каждый, эрбиевых оптических усилителей после каждого пролета и приемника. На передатчике для каждой моды формируются 16-QAM сигналы с символьной скоростью $R_s = 32$ Гбод. Для придания формы импульсам используется фильтр с характеристикой типа «корень из приподнятого косинуса» с коэффициентом сглаживания 0.1. Канал представляет собой многомодовое волокно со ступенчатым профилем показателя преломления со следующими параметрами: показатель преломления сердцевины $n_{co} = 1.454$, показатель преломления оболочки $n_{cl} = 1.444$, радиус сердцевины $a = 7$ мкм. Такое волокно поддерживает распространение $M = 6$ мод (12 с учетом поляризационных компонент каждой моды). Нелинейное распространение оптических сигналов в многомодовых волокнах с учетом линейной связи мод, вызванной случайными возмущениями показателя преломления, может быть описано с помощью связанных нелинейных уравнений Шредингера [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \left(\Gamma^H B_1 \Gamma - \frac{1}{v_g} \right) \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \Gamma^H B_2 \Gamma \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \\ = \frac{iy}{3} \iint [2(A^H \Gamma^H G^1 \Gamma A) \Gamma^H G^1 \Gamma A + (A^T T^T G^2 \Gamma A) \Gamma^H G^2 \Gamma^* A^*] dx dy. \quad (1) \end{aligned}$$

где $A(x, t)$ – вектор, состоящий из огибающих поля обеих поляризационных компонент каждой пространственной моды, диагональные матрицы B_1 и B_2 содержат обратную групповую скорость β_1 и дисперсионный параметр β_2 всех мод, v_g – групповая скорость фундаментальной моды, α – коэффициент потерь, γ – нелинейный параметр волокна, матрицы G^1 и G^2 соответствуют интегралам перекрытия пространственных распределений мод, а случайная матрица $T(x)$ отвечает за линейную связь мод. Следует отметить, что режим связи мод в этом случае определяется величиной стандартного отклонения случайных возмущений показателя преломления. После распространения по каналу сигнал попадает в приемник, где после разделения по модам проходит через согласованный фильтр, а затем выполняются идеальная компенсация дисперсионных эффектов и восстановление фазы. Затем происходит демодуляция сигнала и вычисление коэффициента битовых ошибок (bit error rate - BER).

В данной работе мы исследуем нелинейную динамику оптических сигналов в многомодовых волокнах в различных режимах связи мод с помощью численного моделирования. Наиболее распространенным методом численного решения уравнений распространения в волоконной оптике является метод расщепления по физическим процессам с использованием преобразования Фурье на линейном шаге (split-step Fourier method - SSFM). При решении системы уравнений распространения (1) нелинейный оператор метода расщепления не будет диагональным, что приводит к необходимости на каждом шаге вычислять экспоненту матрицы с размерностью равной удвоенному числу мод. Такая операция является весьма ресурсоемкой, и при увеличении числа используемых мод сложность метода расщепления в данном случае будет расти как $O(M^3)$. Для преодоления данной трудности в работе для численного решения уравнений распространения предлагается использовать компактную схему повышенного порядка точности для уравнения Манакова с первой производной по времени, предложенную в [4]. Данная схема обладает высокой эффективностью распараллеливания и не требует вычисления матричной экспоненты. Сложность компактной схемы при увеличении числа используемых мод растет как $O(M)$.

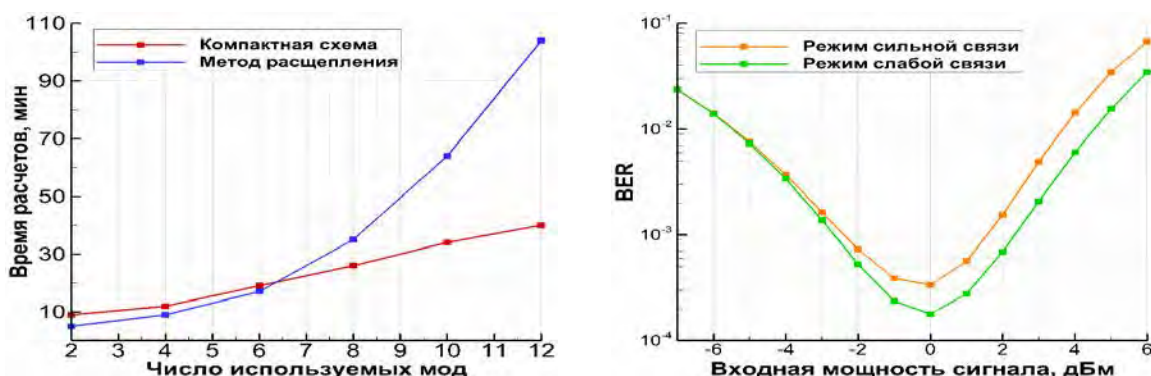


Рис. 1. Зависимость времени вычисления от числа используемых мод (а) и зависимость BER от начальной мощности сигнала в режимах сильной и слабой связи мод (б)

Для метода расщепления и компактной конечно-разностной схемы было проведено сравнение времени расчетов при численном решении системы уравнений распространения (1). На Рис. 1(а) представлена зависимость времени вычислений каждой из рассматриваемых схем от числа используемых мод (с учетом поляризационных компонент каждой моды) при передаче данных по многомодовой линии связи. Можно заметить, что уже при 8 модах компактная схема опережает метод расщепления по времени вычисления, и с ростом числа мод это превосходство растет.

В данной работе было также выполнено исследование влияния нелинейных эффектов на распространение оптических сигналов в двух граничных случаях линейной связи мод — режимах слабой и сильной связи. В первом случае связь между различными пространственными модами слаба по сравнению со связью между двумя поляризационными компонентами одной пространственной моды. В режиме сильной связи мод оба типа связи являются величинами одного порядка. Следует отметить, что в данных режимах нелинейный оператор для метода расщепления будет диагональным, поэтому вычисление матричной экспоненты на каждом шаге не требуется. На Рис. 1(б) представлена зависимость коэффициента битовых ошибок от начальной мощности оптического сигнала при передаче данных по 12 модам волокна в режимах сильной и слабой связи мод. Можно заметить, что в области, где нелинейность начинает оказывать влияние (при мощности больше -2 дБм) режим слабой связи демонстрирует меньший BER. Это связано с тем, что в случае слабой связи оптические сигналы в разных пространственных модах движутся с различными групповыми скоростями, что снижает нелинейное взаимодействие между ними. В режиме же сильной связи мод сигналы движутся с одинаковыми скоростями и по ходу распространения нелинейное взаимодействие между ними остаётся высоким [5].

Работа Федорука М.П. (теоретический анализ) была выполнена при поддержке проекта РФ № 20-11-20040. Работа Сидельникова О.С. (математическое моделирование) была поддержана государственным заданием на проведение фундаментальных исследований № FSUS-2020-0034.

Литература

1. Tkach R. *Bell Labs Tech. J.*, **14**, 3-9 (2010)
2. Ryf R. et al. in *OFC/NFOEC, PDP10* (2011)
3. Buch S. et al, *Opt. Fiber Technol.* **48**, 123-127 (2019)
4. Сидельников О.С., Редюк А.А., *Вычислительные технологии*, **22**, 80-88 (2017)
5. Сидельников О.С., Редюк А.А., *Квантовая электроника*, **47**, 330-334 (2017)

СПОСОБ ЗАЩИТЫ ОТ «ВЫДАВЛИВАНИЯ» ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ПОДВЕСНЫХ КАБЕЛЕЙ В МУФТЫ ПРИ СЕЗОННЫХ КОЛЕБАНИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ

Алехин И.Н.¹, Алехин Н.И.¹, Бурдин В.А.¹, Гаврюшин С.А.^{1*}, Дашков М.В.¹,
Инякин В.В.¹, Попов В.Б.¹, Шерстников А.И.²

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара

²ЗАО «Самарская оптическая кабельная компания», СОКК, г. Самара

*E-mail: sagasg@inbox.ru

Впервые с явлением «выдавливания» оптического волокна в кассеты муфт оптического кабеля столкнулись еще в 90-е годы при вводе в эксплуатацию подвешенного ОК типа ОКГТ линии Новосибирск – Хабаровск в северо-восточной Сибири. Это явление имеет место и на вновь построенных кабельных линиях Крайнего Севера и Сибири. В качестве примера можно привести кабельную линию, включающую участок с кабелем в грозотросе и участок с самонесущим кабелем, на которой после ввода в эксплуатацию в 2010 году и трех лет эксплуатации начиная с 2013 года данный эффект все еще проявляется только на участке с самонесущим кабелем. Следует отметить, что подобные проблемы имели место и на европейской территории России в районах с низкой отрицательной температурой в зимний период. При этом, если в конкретной муфте эффект «выдавливания» волокна еще не проявился, то не факт, что он не проявится в ней в дальнейшем. В качестве примера можно привести ВОЛС с подвеской ОК марки ОКЛЖ на опорах контактной сети железной дороги на участке в Самарской области. Кабельная линия была сдана в эксплуатацию в 2002 г., а в 2017 году проявился эффект «выдавливания» оптического волокна, вызвавший увеличение затухания. Следует отметить, что в последние годы были выявлены случаи, когда эффект «выдавливания» оптического волокна в кассеты муфт наблюдался и на ОК, проложенных в грунт.

В данной работе рассмотрены известные способы защиты от «выдавливания» оптических волокон в муфты [1, 2] и предложенный авторами. Описана методика испытаний способов защиты в климатической камере. Приведены результаты испытаний рассмотренных способов защиты. Также представлен способ тестирования защиты от «выдавливания» оптических волокон не требующий использования климатической камеры. Приведены экспериментальные данные демонстрирующие его потенциальные возможности.

Литература

1. *Aerial Installation Guidelines for Fiber Optic Cable. Installation Practice IP-003, OFS FITELELLC (2018)*
2. *RU 2727562 C1 (2020)*

СОВРЕМЕННЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ КАБЕЛИ-ДАТЧИКИ

Бабарыкин В.Н.

ООО «Инкаб»
Email: babarykin@incab.ru

Классификация волоконно-оптических кабелей датчиков по технологиям измерения. Стандартные технологии измерения физических параметров с помощью кабель-датчика. Особенности конструирования кабелей, оптимизированных для работы по определенной технологии измерения. Преимущества использования волоконно-оптических датчиков;

Основные сферы применения технологий распределенного мониторинга по оптическому кабелю. Типовые задачи, решаемые распределенными системами мониторинга.

Работа кабелей в экстремальных условиях, эксплуатационные воздействия на кабель;

Оптические волокна, используемые в кабелях-датчиках;

Конструкции кабелей-датчиков для нефтегазовых скважин, особенности их применения:

- — Классические грузонесущие кабели;
- — Грузонесущие кабели с армированной оболочкой;
- — Инновационные компактные скважинные кабели;
- — Прикрепляемые кабели.

Кабели-датчики универсальные на основе FIMT (Fiber in metallic tube)

Распределенные датчики деформаций

Мультифункциональные кабели, способные работать одновременно с DSS (distributed strain sensing), DAS (distributed acoustic sensing) и DTS (distributed temperature sensing) оборудованием.

Кабели-датчики для измерения интенсивности и направления изгибов.

Опыт внедрения кабелей-датчиков в оптические кабели, размещаемые на высоковольтных линиях электропередач.

Другие примеры актуальных практических задач, решаемых с помощью волоконно-оптических кабелей-датчиков.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К РАСЧЕТУ ЗАТУХАНИЯ РЕТРАНСЛЯЦИОННЫХ УЧАСТКОВ ПРОТЯЖЕННЫХ ВОЛС

Фролов И.В.

ООО «Саранскабель- Оптика», г. Саранск
E-mail: frolov@sarko.ru

При проектировании участков ретрансляции волоконно-оптических линий связи (ВОЛС), иначе еще называемых в нормативных документах элементарными кабельными участками (ЭКУ), производится предварительная оценка протяженности участков и окончательная оценка участка установленной длины, исходя из допустимой величины затухания оптического сигнала на ЭКУ. При этом, при выполнении протяженных участков ретрансляции сигнала (свыше 200 км), влияние величины затухания ЭКУ на характеристики и стоимость оборудования связи ВОЛС, а иногда, и на саму возможность реализации, становится определяющим.

Существующая практика расчета, рекомендуемая нормативными документами как российскими [1,2,3] так и зарубежными [4], и описанная в технической литературе [5] предлагает производить расчет затухания ЭКУ при определении их длин, исходя из максимальных [1,2,3] либо средних значений [4] затуханий оптического волокна (ОВ), которые вносят основной вклад в величину затухания ЭКУ. Приведенные в расчетах примеры [3,5] оперируют цифрами средних и максимальных затуханий $\bar{\alpha} = 0,19$ дБ/км, $\alpha_{\max} = 0,25$ дБ/км, максимальной длиной ЭКУ $L_{\max} \leq 100$ км в соответствии с существующими на тот период значениями затуханий ОВ и развитием техники. При этом влияние температуры на затухание явным образом не определялось и учитывалось косвенно через уменьшение длины ЭКУ в районах с низкой температурой.

На современном уровне развития техники значения затуханий используемых ОВ не превышают 0,18 дБ/км, максимальная длина ЭКУ многопролетных линий достигает 140 км, а однопролетных - до 500 км. При этом, распространение получили и подвесные протяженные ВОЛС, сильно подверженные влиянию температуры. Таким образом, использование существующих рекомендаций для современных ОВ низкого затухания приводит к расчетному значению коэффициента затухания ОВ $\alpha_{\max} = 0,22$ дБ/км, что нивелирует преимущества ОВ с низким затуханием и требует применения других подходов к оценке затуханий.

Применяемый статистический подход основан на том, что при достаточно большом количестве строительных длин в составе ЭКУ, можно производить оценку коэффициента затухания ОВ кабеля по его среднему значению, которое имеет значительно меньший разброс, чем сама величина, а также определении статистических значений затухания с учетом его дополнительных приростов при помещении ОВ в кабель и при температурных воздействиях.

В партии катушек ОВ, каждая катушка имеет свое затухание α_i , распределение затухания нормально: $\alpha \sim N(m, \sigma)$, а среднее значение и оценка максимального значения, произведенная по верхней границе доверительного интервала для заданного значения вероятности готовности волокна $P_{ов}$ составляют [6]:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \alpha_i; \langle \bar{\alpha}_{\max} \rangle = \bar{\alpha} + t_{p_{ов}, k} \cdot \sigma_{\alpha} \quad (1)$$

где $t_{p_{ов}, k}$ – коэффициент Стьюдента для доверительной вероятности $P_{ов}$ и числа степеней свободы $k = n - 1$, где n – размер партии поставки.

Оценка среднего значение затухания ОВ, его среднеквадратическое отклонение (СКО) в наборе из n_r катушек из партии поставки n , а также оценка максимального значения среднего, равны [6]:

$$\langle \bar{\alpha} \rangle = \bar{\alpha} \pm \Delta_{\alpha}; \Delta_{\alpha} = t_{p_{ов}, k} \cdot \sigma_{\bar{\alpha}}; \sigma_{\bar{\alpha}} = \frac{\sigma_{\alpha}}{\sqrt{n_r}}; \langle \bar{\alpha}_{\max} \rangle = \bar{\alpha} + t_{p_{ов}, k} \cdot \sigma_{\bar{\alpha}}, k = n_r - 1(2)$$

При этом, вероятность готовности одного волокна из группы, состоящей из $N_{ов}$ волокон в кабеле, составляет: $P_{ов} = 1 - (1 - P_{лкс})/N_{ов}$, где $P_{лкс}$ - заданная вероятность готовности линейно-кабельных сооружений.

У ОВ, помещенного в кабель, за счет приростов затухания при его производстве, кривая распределения затухания расширяется и смещается вправо по оси абсцисс.

Величина прироста затухания в кабеле $\Delta\alpha_c$ зависит от макроизгибных свойств ОВ и избыточности ОВ в кабеле, при этом, само затухание α_c будет иметь нормальное распределение $\alpha_c \sim N(m_c, \sigma_c)$, параметры которого определяются экспериментальным путем по данным производства предыдущих партий кабелей.

ОВ в кабеле, при воздействии на него температуры, также испытывает прирост затухания, причем в гораздо большей степени, чем «свободное» волокно, не помещенное в кабель. Наиболее существенные изменения затухания происходят при воздействии температур ниже -30°C . Величина прироста затухания в кабеле $\Delta\alpha_{\text{сГ}}$ зависит от тех же параметров, и кроме того, от самой температуры, при этом, в общем случае, $\Delta\alpha_{\text{сГ}} \gg \Delta\alpha_{\text{с}}$, что обуславливает требования более точной оценки величины прироста затухания с проведением испытаний на установление значений при заданной температуре.

Определяя экспериментально затухание в кабеле при заданной температуре $\alpha_{\text{сГ}}$, предполагая, что оно распределено нормально $\alpha_{\text{сГ}} \sim N(m_{\text{сГ}}, \sigma_{\text{сГ}})$, и считая корреляцию между величинами полной, получаем для коэффициента затухания средние значения и СКО [6]:

$$\bar{\alpha}_{\text{сГ}} = \bar{\alpha} + \bar{\alpha}_{\text{с}} + \bar{\alpha}_{\text{сГ}}; \sigma_{\alpha_{\text{сГ}}} = \sqrt{\sigma_{\alpha}^2 + \sigma_{\alpha_{\text{с}}}^2 + \sigma_{\alpha_{\text{сГ}}}^2 + 2\sigma_{\alpha}\sigma_{\alpha_{\text{с}}} + 2\sigma_{\alpha}\sigma_{\alpha_{\text{сГ}}} + 2\sigma_{\alpha_{\text{с}}}\sigma_{\alpha_{\text{сГ}}}} \quad (3)$$

Величины среднего значения затухания ОВ $\langle \bar{\alpha}_{\text{сГ}} \rangle$, его СКО и оценка максимального значения среднего затухания $\langle \bar{\alpha}_{\text{сГ max}} \rangle$ в кабельной линии, подверженной температурному воздействию, составленной из $n_{\text{с}}$ последовательно соединенных строительных длин, определяются по формулам, аналогичным (2), с учетом (3), с различием в индексах, с той однако разницей, что число степеней свободы $k = n_i - 1$, где n_i – число независимых образцов ОВ в линии, взятых от разных катушек.

Представленный подход был применен при расчете ВОЛС в кабеле, строенном в грозозащитный трос, протяженностью около 500 км, имеющей в основном канале 24 оптических волокна с пониженным затуханием $\alpha_{\text{макс}} = 0,17$ дБ/км. ВОЛС выполнена с двумя промежуточными усилителями, использующими удаленную накачку, энергетический потенциал ВОЛС (оптический бюджет) – не менее 105 дБ. Готовность ВОЛС была принята равной 0,998, при этом готовность ЭКУ была принята равной 0,9985 [2]. Низшая допустимая температура эксплуатации была принята -40°C . Среднее значение строительной длины кабеля было принято по данным предварительного проектирования $\bar{l} = 6,6$ км, среднее число строительных длин на участке усиления – 20, максимальное значение затухания на неразъемном соединении равным 0,1 дБ. Результаты расчета статистически достижимых величин затухания для заданных начальных условий представлены в Табл.1 для трех методов расчета: нормативным методом, методом сложения приращений, когда максимально достижимые значения приростов затуханий складываются между собой, и предложенным статистическим методом.

Таблица 1. Результаты расчета параметров затухания однопролетной ВОЛС длиной 500 км

Наименование параметра	Метод оценки		
	Нормативный	Максимальных приращений	Статистический
Использованная оценка коэффициента затухания	$\alpha_{\text{сГ max}}$	$\langle \alpha_{\text{сГ max}} \rangle$	$\langle \bar{\alpha}_{\text{сГ max}} \rangle$, k=20
Значение коэффициента затухания, дБ/км	0,220	0,198	0,178
Бюджет ВОЛС, дБм	118	107	94
Длина ЭКУ, км	400	440	495
Оценка реализуемости ВОЛС	Нереализуема	Возможно	Безусловно

Видно, что предложенный статистический метод оценки затухания ЭКУ ВОЛС позволяет увеличить длину ЭКУ не менее чем на 10%, по сравнению с другими методами, без уменьшения надежности и увеличения энергетического потенциала ВОЛС.

Литература

1. СТО-56947007-33.180.10.172-2014. Технологическая связь. Правила проектирования, строительства и эксплуатации ВОЛС на воздушных линиях электропередачи напряжением 35 кВ и выше
2. РД 153-34.0-48.518-98РД153. Правила проектирования, строительства и эксплуатации волоконно-оптических линий связи на воздушных линиях электропередачи напряжением 110 кВ и выше
3. Нормы приёмосдаточных измерений элементарных кабельных участков магистральных и внутризоновых подземных волоконно-оптических линий передачи сети связи общего пользования, Утв. Приказом Госкомсвязи России от 17.12.97
4. Рек. МСЭ-Т, G.654, Характеристики одномодового оптического волокна и кабеля со смещенной дисперсией и отсечкой
5. Р.Фриман. Волоконно-оптические системы связи, 3-е, дополн. издание., Москва, Техносфера, 2006-496 с.
6. Ивченко Г.И., Медведев Ю.И. Математическая статистика-Учебник, М: Кн. дом «ЛИБРОКОМ», 2014.- 352с.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ

Редюк А.А.^{1,2*}, Сидельников О.С.¹, Козулин И.А.¹, Аверьянов Е.А.¹, Ракитский А.А.^{1,2},
Сиглетос С.³, Федорук М.П.^{1,2}, Турицын С.К.^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, г. Новосибирск

³Университет Астона, г. Бирмингем, Великобритания

*E-mail: alexey.redyuk@gmail.com

Высокоскоростные волоконно-оптические линии связи остаются основным способом передачи больших объёмов информации на расстояния от сотен метров внутри одного комплекса зданий до нескольких тысяч километров между континентами. В последние десятилетия потребность в пропускной способности линий связи образует стабильно растущий тренд вследствие продолжающегося увеличения объёма рынка цифровых приложений и сервисов [1]. Несмотря на постоянное развитие существующих технологий и появление новых современных методов в области волоконно-оптической связи, всё ещё остаются проблемы, для которых решения или не существуют, или далеки от коммерческой реализации в силу своей сложности. Среди таких проблем можно выделить задачу компенсации или подавления нелинейных искажений оптического сигнала, задачу коррекции вносимых в сигнал шумов от активных компонентов линий связи, задачу эффективного использования доступных спектральных диапазонов. Одним из перспективных инструментов их решения являются методы машинного обучения, широко применяемые в оптической связи в последние несколько лет [2,3].

В обзорном докладе будут представлены результаты возможного использования методов машинного обучения для некоторых проблемных вопросов волоконно-оптической связи, полученные как исследовательскими центрами телекоммуникационных компаний, так и академическими научными группами. В частности, будут представлены результаты применения теории возмущений, модели линейной регрессии [4,5], полносвязных и свёрточных нейронных сетей [6,7] для решения задачи компенсации нелинейных искажений оптического сигнала, полученные в рамках реализации проекта РНФ № 17-72-30006.

Литература

1. P.J.Winzer, *Opt. Fiber Telecomm. VII*, 337-369 (2020)
2. F.N.Khan et al, *Opt. Fiber Telecomm. VII*, 921-978 (2020)
3. R.M.Morais, B. Pereira, *IEEE Workshop on Signal Processing Systems, 1* (2020)
4. A.Redyuk et al, *J. Lightwave Technology* **38**, 1250-1257 (2020)
5. I.A.Kozulin, A.A.Redyuk, *Opt. Comm.* **493**, 127026 (2021)
6. O.Sidelnikov, A.Redyuk, S.Sygletos, *Opt. Expr.* **26**, 32765-32776 (2018)
7. O.Sidelnikov et al, *J. Lightwave Technology*, **39**, 2397-2406 (2021)

ОПТИМИЗАЦИЯ РАБОТЫ ЭРБИЕВЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ С УДАЛЁННОЙ НАКАЧКОЙ

Жулидова М.О.^{1,2*}, Шихалиев И.И.¹, Наний О.Е.^{1,2}, Трещиков В.Н.¹

¹ООО «Т8 НТЦ», г. Москва

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва

*E-mail: Zhulidova@t8.ru

Одной из наиболее важных задач в магистральных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) является проектирование и реализация сверхдлинных однопролетных линий связи, длина которых может варьироваться от 200 до 500 км. Такие линии связи применяются в основном на протяженных участках подводных линий связи и наземных участках, проходящих по малонаселенным территориям с жесткими климатическими условиями [1]. В частности, они используются для организации соединений между побережьем и нефтяными платформами на шельфе, а также для создания отводов от подводных магистральных линий связи. Однопролетные линии связи имеют специфический набор компонентов ВОЛС, увеличивающих дальность передачи информации.

Одним из таких компонентов ВОЛС является эрбиевый усилитель с удаленной оптической накачкой (ROPA – «Remote Optically Pumped Amplifier») [2]. Из-за большой дистанции между лазером накачки и активным волокном в ROPA (примерно 80 км) длина волны накачки составляет 1480 нм, так как накачка на длине волны 980 нм на таком расстоянии испытывает серьезные потери. Для того чтобы добиться максимальной эффективности преобразования накачки малой мощности, получить при этом высокий коэффициент усиления и низкое значение шум-фактора, рекомендуется применять для ROPA активные волокна, для которых характерны большое значение числовой апертуры и среднее значение концентрации ионов эрбия [3]. Принципиальным отличием от активных волокон для обычных эрбиевых усилителей является также меньшее значение диаметра поля моды, зависящее от числовой апертуры и диаметра сердцевины волокна.

На основе скоростных уравнений для населенностей уровней энергии ионов Er^{3+} в кварцевом волокне была разработана численная модель ROPA, с помощью которой рассчитывались интегральные характеристики различных усилителей. Программное обеспечение реализовано в программной среде MATLAB и позволяет установить зависимость основных характеристик итогового усилителя на конкретном волокне от параметров этого волокна. Модель позволяет рассчитать случай попутной и встречной накачки, а в качестве сигнала может быть представлен любой спектр в диапазоне от 1520 до 1620 нм, в том числе произвольный набор каналов от 1 до N.

В данной работе с помощью моделирования и экспериментального исследования определялся набор оптимальных параметров активного волокна с целью использования в ROPA. Экспериментальное исследование проводилось на нескольких типах волокон, производства «Пермской научно-производственной приборостроительной компании» (ПАО «ПНППК») и нескольких типах волокон зарубежного производства. Сравнивались значения коэффициента усиления Gain и шум-фактора NF, полученные с помощью эксперимента и с помощью модели. Зависимость шум-фактора от длины волны сигнала при разной мощности входного сигнала и мощности накачки 10 дБм показана на Рис. 1. Пунктирной линией показаны результаты моделирования, сплошной линией – экспериментальные результаты исследования активного волокна ПНППК.

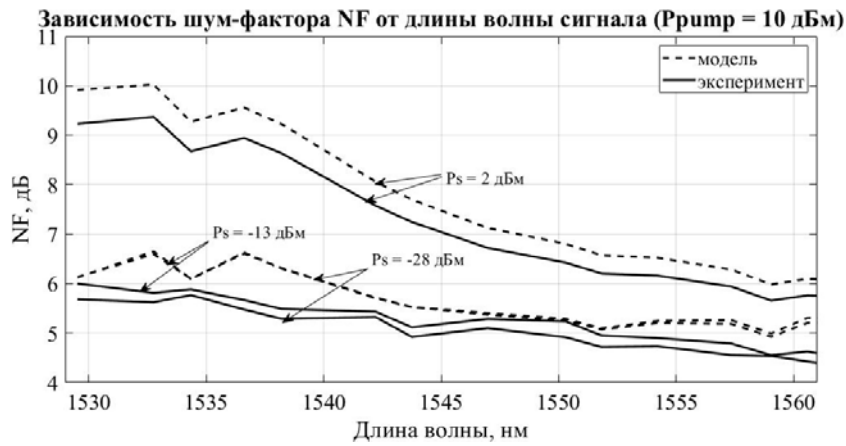


Рис.1. Зависимость шум-фактора от длины волны сигнала при мощности накачки $P_{\text{pump}} = 10$ дБм и разной мощности входного сигнала (сплошная линия – экспериментальные результаты, пунктир – результаты моделирования)

Литература

1. Гайнов В.В. и др., *Первая миля*. 2, 72-77 (2015)
2. Гайнов В.В. и др., *Журнал технической физики*. 85, 83-89 (2015)
3. Giles C.R., *Journal of lightwave technology*. 9, 271-283 (1991)

НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КАНАЛОВ НА КОГЕРЕНТНЫЕ DWDM СИСТЕМЫ СВЯЗИ

Старых Д.Д.^{1,2}, Самоделькин Л.А.^{1,3*}, Наний О.Е.^{1,2,3}, Дорожкин А.Н.^{1,3}, Трещиков В.Н.¹

¹ООО Т8 НТЦ, г. Москва

²Московский физико-технический институт (ГУ), г. Долгопрудный

³Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, г. Москва

*E-mail: Samodelkin.leonid@list.ru

Повсеместное внедрение высокопроизводительных когерентных систем в волоконно-оптических линиях связи привело к бурному исследованию пределов их работоспособности. Важнейшим ограничением является негативное влияние нелинейных эффектов. Как инструмент их учета в линиях без компенсации дисперсии, использующих исключительно системы с амплитудно-фазовой модуляцией и когерентным детектированием (QAM/CD), хорошо зарекомендовала себя теория аддитивного гауссовского шума [1], позволяющая описывать нелинейные искажения как аддитивный нелинейный шум. В то же время остается широкий пласт смешанных линий, в которых соседствуют QAM/CD каналы и традиционные с модуляцией интенсивности и прямым детектированием (IM/DD). Одной из актуальных задач является учет негативного воздействия IM/DD систем на QAM/CD. Данное воздействие обусловлено нелинейными эффектами в волокне, основную роль при этом играет фазовая кросс-модуляция (ФКМ), приводящая к возникновению дополнительных фазовых шумов [2].

Известно, что основы теории аддитивного гауссовского шума были применены при построении феноменологической модели для расчета эволюции сигналов в ВОЛС без компенсации дисперсии [3]. Нелинейные шумы генерируются в канале, имеют некоторую мощность и ухудшают качество принимаемого сигнала. Величина этой мощности характеризуется коэффициентами нелинейности, которые могут быть измерены экспериментально [4]. Хотя теория аддитивного гауссовского шума создавалась для линий без компенсации дисперсии, было установлено, что данный подход может быть применен и в случае воздействия IM/DD каналов на QAM/CD, потому что наводимые в когерентном канале фазовые шумы подчиняются распределению Гаусса [5]. При этом мощность нелинейного шума в QAM/CD канале пропорциональна произведению его мощности на квадрат мощности воздействующего IM/DD канала. Коэффициент пропорциональности - это коэффициент нелинейности, обозначаемый $\eta_{ФКМ}$. Он зависит от частоты модуляции IM/DD сигнала, частотного интервала между каналами, накопленной хроматической дисперсии и других параметров.

Целью данной работы стало экспериментальное исследование воздействия IM/DD каналов на QAM/CD каналы в ВОЛС с компенсацией дисперсии. В лабораторной установке был реализован случай, когда в ВОЛС на основе стандартного одномодового волокна распространяются два сигнала: один исследуемый (100G DP-QPSK) и один воздействующий (IM/DD). Из-за неустранимости эффекта фазовой самомодуляции применялась методика разностных измерений, в которой сравнивалась ситуация в присутствии только самовоздействия с ситуацией, когда проявлялись оба нелинейных эффекта. Это позволило выделить кросс-воздействие в чистом виде и определить коэффициенты нелинейности $\eta_{ФКМ}$. Результаты были опубликованы в статье [6].

Особенностью эксперимента стало исследование влияния попутного рамановского усиления на нелинейное взаимодействие между каналами. Измерения проводились при нескольких значениях коэффициента усиления (КУ) попутного рамановского усилителя (co-DRA), которые численно характеризовались значением эффективной длины L_{eff} как интеграла нормированного продольного профиля мощности исследуемого сигнала по длине волокна.

Длительные эксперименты показали хорошую воспроизводимость данных, используемых для определения $\eta_{ФКМ}$. На Рисунке 1а представлены аппроксимации зависимости мощности нелинейного шума от произведения мощности QAM/CD сигнала на квадрат мощности IM/DD сигнала при различных частотах модуляции R_s воздействующего канала. Установлено, что коэффициенты нелинейности $\eta_{ФКМ}$ увеличиваются с ростом КУ co-DRA и, как представлено на Рисунке 1б, с высокой точностью пропорциональны квадрату эффективной длины.

Подробно исследована зависимость от частоты модуляции R_s воздействующего канала. На Рисунке 1в видно, что с увеличением R_s $\eta_{ФКМ}$ уменьшаются, девиации значений при повторных

экспериментах не воспроизводятся (синие и зеленые точки), накопленная на IM/DD и QAM/CD каналах хроматическая дисперсия практически не влияет на величину $\eta_{ФКМ}$.

Эксперименты показали, что с ростом частотного интервала между каналами $\eta_{ФКМ}$ уменьшаются (см. Рисунок 1г). Это объясняется увеличением разности групповых скоростей каналов, приводящим к уменьшению времени взаимодействия импульса IM/DD канала с символом, передаваемым на QAM/CD канале.

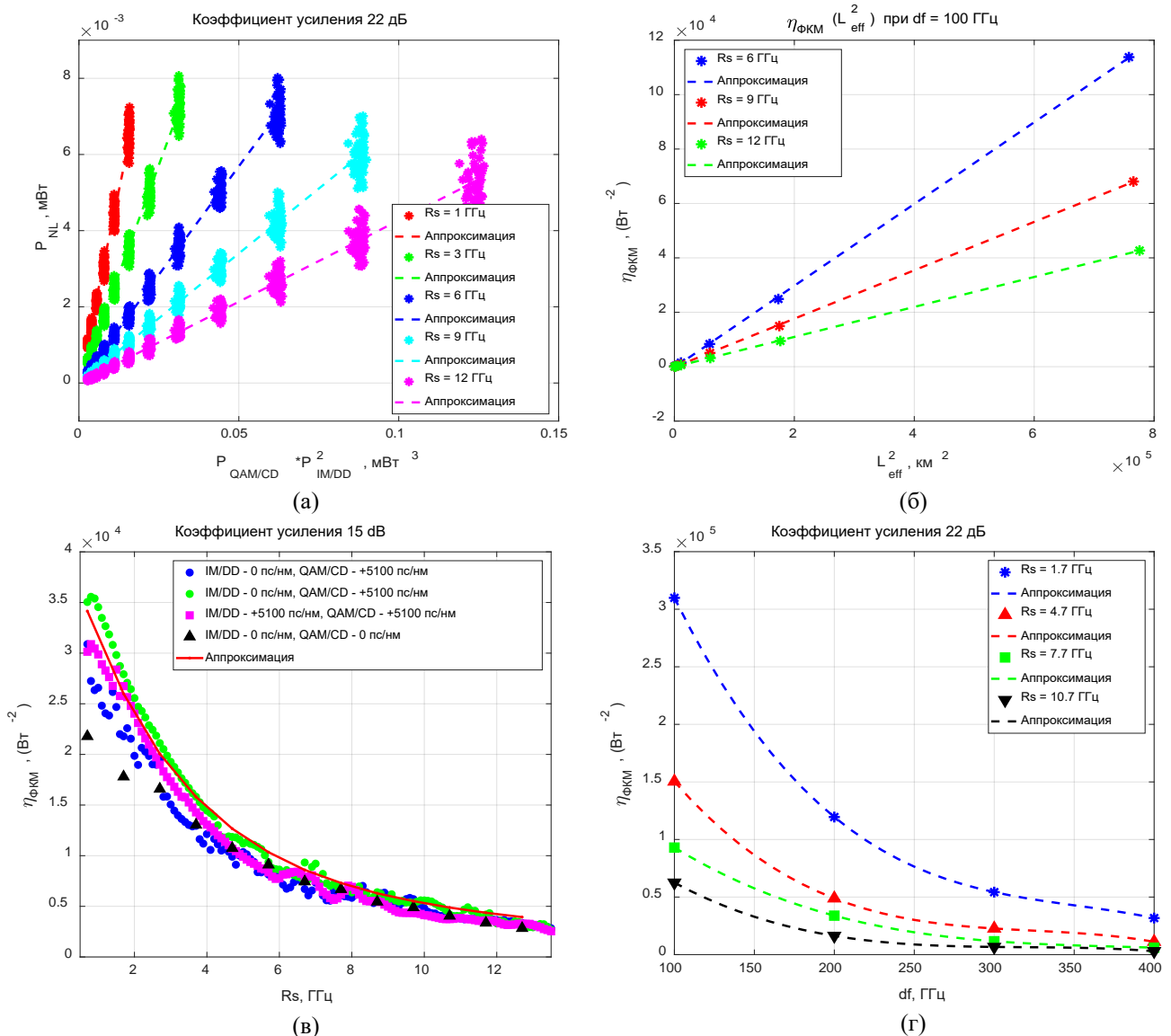


Рисунок 1. (а) - зависимости мощности нелинейного шума от произведения мощности QAM/CD сигнала на квадрат мощности IM/DD сигнала при различных частотах модуляции, (б) – зависимость $\eta_{ФКМ}$ от квадрата эффективной длины волокна, (в) – зависимость $\eta_{ФКМ}$ от частоты модуляции воздействующего канала при различных значениях накопленной хроматической дисперсии на IM/DD и QAM/CD каналах, (г) – зависимость $\eta_{ФКМ}$ от частотного интервала между каналами

Проведенные обширные измерения позволили построить феноменологическую модель воздействия амплитудно-модулированных каналов на когерентные системы в линиях с компенсацией дисперсии. Ее универсальность заключается в том, что она имеет один и тот же вид при любых значениях накопленной хроматической дисперсии.

Литература

1. Poggiolini P. et al., *J. Light. Technol.*, **32**, 4, 694–721 (2014)
2. Carena A. et al., *Conf. Opt. Fiber Commun. Tech. Dig. Ser. IEEE*, 2–4 (2009)
3. Konyshov V.A. et al., *Quantum Electron.*, **12**, 46, 1121–1128 (2016)
4. Жителев А.Е. и др. *Квантовая электроника*, **12**, 47, 1135–1139 (2017)
5. Vononi A. et al., *J. Light. Technol.*, **18**, 27, 3974–3983 (2009)
6. Старых Д.Д. и др. *LAST MILE Russ.* **1**, 93, 34–38 (2021)

АНАЛИЗ ФАКТОРОВ, ВЛИЯЮЩИХ НА ВИДНОСТЬ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ В СИСТЕМАХ КВАНТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КЛЮЧЕЙ

Борисова А.В.* Втюрина А.Г

ОАО «ИнфоТеКС», г. Москва
*E-mail: borisova_alina_95@mail.ru

В настоящее время активно развивается область квантового распределения ключей (КРК). Уже доступны коммерческие образцы систем КРК как зарубежных производителей [1], так и отечественных [2]. Кодирование квантовых состояний в большинстве систем КРК осуществляется путем модуляции состояния поляризации или модуляции фазы [3]. Для реализации фазового кодирования, зачастую реализуемого в волоконных системах КРК, на передающей стороне формируются два когерентных квазиоднофотонных импульса, на один из которых фазовым модулятором накладывается дополнительная фазовая задержка. На приемной стороне эти импульсы локализируются в одном временном интервале, что приводит к наблюдению интерференции одиночных фотонов, которая регистрируется однофотонными детекторами.

Для реализации разделения и сведения импульсов обычно используются асимметричные интерферометры Маха-Цандера или Майкельсона с одинаковыми разностями хода: один на передающей, а второй на приемной стороне. На выходах второго интерферометра в зависимости от разности фаз, наблюдаются конструктивные или деструктивные интерференции одиночных фотонов, регистрируемые однофотонным детектором. Очевидно, что контраст (в КРК используется понятие видность) интерференции влияет на величину ошибочных кликов однофотонных детекторов, а значит на уровень квантовых ошибок в просеянном ключе [3]. В свою очередь видность интерференции напрямую зависит от качества изготовления интерферометров: равенства разностей хода в паре интерферометров и симметричности интерферирующих импульсов. При формировании квантовой сети, состоящей из множества передающих и приемных узлов, которые должны быть согласованы друг с другом, проблема изготовления интерферометров с равной разностью хода стоит особенно остро. В связи с этим важной задачей является формирование требований к параметрам изготавливаемых интерферометров и к параметрам лазерных импульсов.

Для определения допусков на разность хода и на асимметричность интерферометров было проведено теоретическое моделирование влияния рассогласования двух интерферометров на видность интерференции при различной форме лазерных импульсов. Под рассогласованием подразумевается разность между разностями хода двух интерферометров, а за асимметричность в данном случае взято соотношение между амплитудами интерферирующих импульсов в центральном окне на выходе пары интерферометров.

Связь видности с асимметричностью описывается формулой:

$$V = \frac{2\sqrt{k}}{1+k}$$

где V – видность интерференции при отсутствии временного рассогласования интерферирующих импульсов, но при разных интенсивностях; $k = I_1/I_2$, $k < 1$ – соотношение интенсивностей интерферирующих импульсов. Данная зависимость достаточно медленно спадает при снижении коэффициента k от 1 (при равных интенсивностях) до 0,75 (см. Рис. 2 слева). Это позволяет, с одной стороны, устанавливать широкие допуски на асимметричность волоконных светоделителей, из которых изготавливаются интерферометры, а с другой – не учитывать вклад малой (до 0,75) асимметричности при оценке ухудшения видности из-за временного рассогласования интерферометров.

Расчеты видности при разных временных рассогласованиях выполнялись для интерферометра Маха-Цандера. В интерферометрах Майкельсона задержка изменяется в 2 раза быстрее при изменении длины волокна в одном из плеч за счет двойного прохода по тем же участкам волокна. При оценке видности минимум и максимум интерференционного сигнала определялись интегрально по временному окну, полностью охватывающему оба интерферирующих импульса. Стоит отметить, что параметры импульсов при моделировании близки к реальным параметрам оптических импульсов систем КРК, производимых в АО «ИнфоТеКС». В первую очередь оценивалась видность при интерференции прямоугольных лазерных импульсов (см. Рис.2 синий график). Данная характеристика линейная и достаточно быстро убывающая с ростом рассогласования. Далее была рассмотрена форма

импульсов, наиболее приближенная к реальному виду и содержащая плоскую вершину и плавные фронты, задаваемые гауссовой функцией. При этом варьировались длительности переднего и заднего фронта, а также ширина импульса на полувысоте. По графикам видности для импульсов с фронтами 0.1 нс (Рис. 2 красный) и 0.5 нс (Рис. 2 желтый) видно, что чем более плавные фронты интерферирующих импульсов, тем медленнее падает видность с ростом рассогласования.

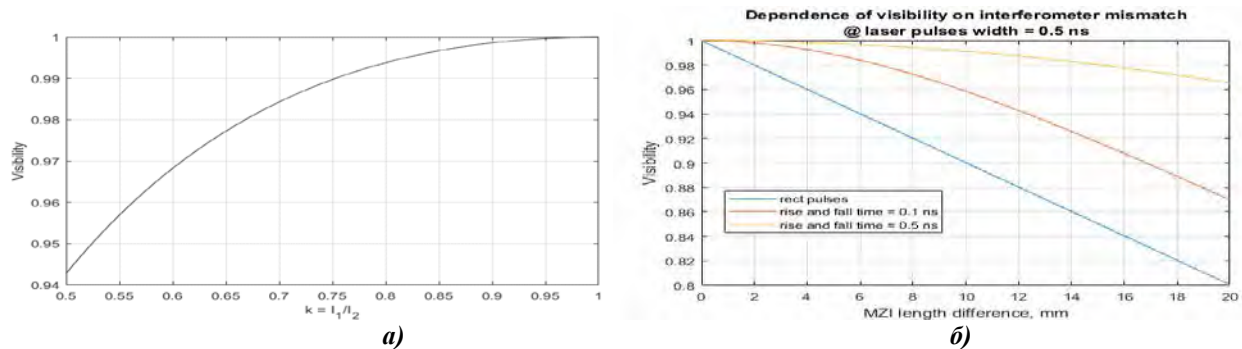


Рис. 2 а) – Зависимость видности интерференции от соотношении интенсивностей интерферирующих импульсов. б) – Зависимость видности интерференции от рассогласования интерферометров при разной форме импульса, имеющей ширину на полувысоте 0.5 нс: прямоугольный импульс (синяя линия); импульс с гауссовыми фронтами длительностью 0.1 нс и плоской вершиной (красная линия); импульс с гауссовыми фронтами длительностью 0.5 нс и плоской вершиной (желтая линия)

Также было проанализировано влияние на видность интерференции асимметричности формы импульса, то есть разной длительности фронта и спада. Было замечено, что максимум интенсивности при конструктивной интерференции не совпадает с центром пересечения интерферирующих импульсов, он смещен в сторону более короткого фронта (см. Рис. 2). Данная картина наблюдалась при тестировании одной из систем КРК.

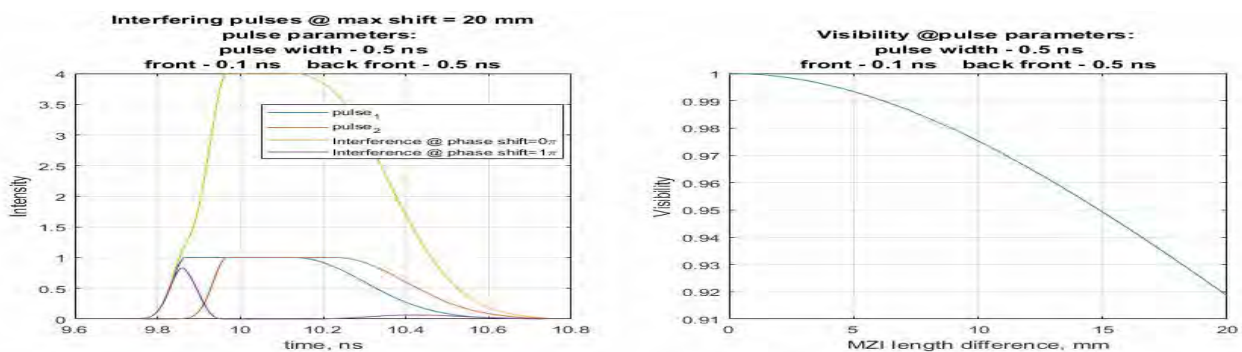


Рис. 3 – Вид сигнала при интерференции импульсов асимметричной формы (слева) и зависимость видности от рассогласования для асимметричных импульсов (справа)

Приведенные результаты позволяют определять допуски на изготовление интерферометров или задавать требования к форме оптических импульсов с целью достижения приемлемого значения видности между парами интерферометров. Результаты моделирования показали, что при наличии рассогласования между интерферометрами видность интерференции будет выше для импульсов с более плавными фронтами. Это объясняется вкладом возникающих «всплесков», не участвующих в интерференции при неидеальном совпадении импульсов: чем более плавные фронты, тем меньше их вклад в уровень фона. Борьба с данным эффектом возможно путем подбора ширины окна регистрации или длительности импульсов строга однофотонных детекторов. Наблюдаемое смещение интерференционного максимума относительно центра интерференционной картины при асимметричной форме интерферирующих импульсов может привести к неточной установке задержки строга однофотонного детектора и, соответственно, снижению наблюдаемой видности и увеличению процента квантовых ошибок. Во избежание этого необходимо корректировать положение строга детектора ориентируясь на максимум видности.

Литература

1. Diamanti E. et al, *npj Quantum Information*, **2(1)**, 1-12 (2016)
2. A.K.Fedorov et al, *Quantum Sci. Technol.*, **4**, 040501 (2019)
3. N.Gisin, *Quantum cryptography*, *Rev. Mod. Phys.*, **74(1)**, 145 (2002)

КОМПЕНСАЦИЯ РАМАНОВСКОГО ПЕРЕКОСА В МНОГОПРОЛЕТНЫХ ЛИНИЯХ СВЯЗИ СОГЛАСОВАННЫМ НАКЛОНОМ СПЕКТРА EDFA

Горбашова М.А.^{1,2}, Шихалиев И.И.¹, Наний О.Е.^{1,3}, Трещиков В.Н.¹

¹ООО «Т8 НТЦ», г. Москва

²Московский Физико-Технический Институт, г. Долгопрудный

³Московский Государственный Университет им. Ломоносова, г. Москва

E-mail: gorbashova@t8.ru

Оптимизация мощности сигнала на входе в линию связи чаще всего сводится к поиску значения мощности, обеспечивающего минимальный штраф по $OSNR_{BER}$. При распространении многоканального сигнала по волоконно-оптической линии связи возникает перекося, вызванный ВКР-взаимодействием каналов, присутствующих в спектре сигнала [1-3]. При перекося воздействие нелинейных эффектов необходимо учитывать для канала, обладающего наибольшей мощностью, а штраф по $OSNR$ оценивать по каналу с наименьшей мощностью. Таким образом, перекося приводит к возникновению дополнительного штрафа по $OSNR_{BER}$.

В данной работе проводилось исследование возможности компенсации ВКР-перекося за счет согласованного наклона спектра усиления усилителей EDFA. Для проведения экспериментов была использована четырехпролетная линия связи (рис. 1). В качестве источника сигнала использовался генератор шума ASE, работающий в C+L диапазоне. Оптический фильтр (OF) формировал частотную сетку $Ch = (191.6:0.1:196.0)$ ТГц. Сформированный сигнал был подан на каскад эрбиевых усилителей, между которыми были установлены катушки волокон SMF-28 каждая длиной 50 км. Для измерения спектра сигнала выходные порты исследуемых усилителей подключались к спектроанализатору OSA.

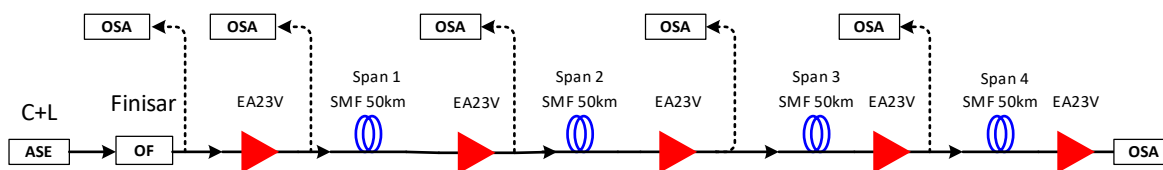


Рис.1. Схема четырехпролетной линии связи

В процессе исследования было показано, что установка наклона спектра усиления, соответствующего перекося между крайними каналами C-диапазона 1 дБ позволяет добиться существенной компенсации ВКР-перекося, что также приводит к уменьшению неравномерности спектра сигнала (рис. 2).

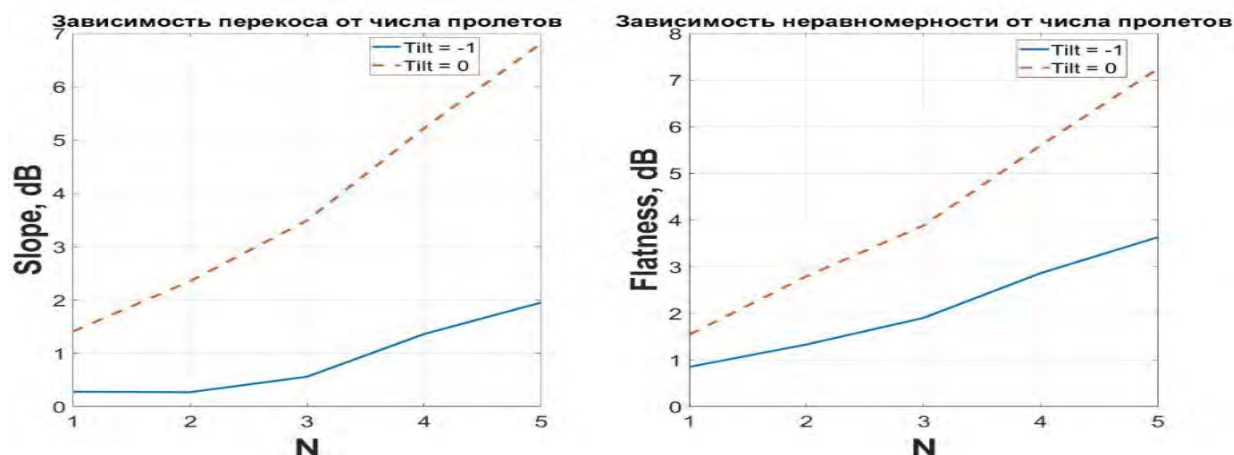


Рис.2. Зависимость перекося и неравномерности от числа пролетов с/без компенсации согласованным наклоном спектра EDFA

Также в работе проводилось исследование влияния наклона на спектр усиления EDFA. Схема измерений приведена на рис. 3.

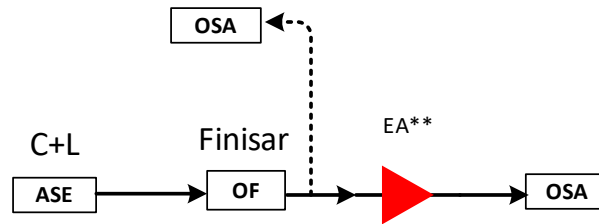


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для измерения поправки к спектру усиления EDFA при его наклоне

Было показано, что вид добавки к спектру усиления $\Delta(\lambda)$, вызванной его наклоном на определенную величину, не зависит от значения входной мощности сигнала, среднего коэффициента усиления EDFA, типа усилителя и варианта его реализации. Был найден аналитический вид добавки $\Delta(\lambda)$ при наклоне спектра усиления, соответствующему перекосу 1дБ:

$$\Delta(\lambda) = 8.82\lambda^5 \times 10^{-8} - 0.0006815\lambda^4 + 2.107\lambda^3 - 3257\lambda^2 + 2.52\lambda \times 10^6 - 7.78 \times 10^8 \quad (1)$$

Полученная зависимость может быть использована при расчетах для учета наклона спектра усиления EDFA, а также при проектировании линий связи.

Литература

1. Christodoulides D.N., Jander R.B. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 8,1722 (1996)
2. Agrawal G.P. *Fiber-Optic Communications Systems* (New York John Wiley & Sons, Inc., 2002)
3. Chraplyvy A.R. *Electron. Lett.*, 20, 58 (1984)

КВАНТОВЫЕ КОММУНИКАЦИИ НА БОКОВЫХ ЧАСТОТАХ НА ОСНОВЕ ОТЕЧЕСТВЕННОЙ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ ДЛЯ ВОЛОКОННЫХ ЛИНИЙ СВЯЗИ

Кынев С.М.¹, Чистяков В.В.¹, Иночкин М.В.¹, Анисимов А.А.², Яковлев В.А.²,
Халтуринский А.К.², Новиков К.А.², Краснов А.А.², Верещагина Е.В.², Петров В.М.^{1*},
Козлов С.А.¹

¹Национальный исследовательский университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

²ООО «СМАРТС-Кванттелеком», г. Санкт-Петербург, 6 линия В.О., д. 59

*E-mail: vikpetroff@mail.ru

Дальнейшее развитие Отечественных квантовых линий связи требует соответствующего развития элементной базы уже на промышленной основе. Выполняемая нами серия работ ориентирована на создание системы квантовой рассылки ключа на боковых частотах со скоростью генерации квантовых бит не менее 10 кбит/с, предельных потерях в квантовом канале не более 20 дБ, и скорости передачи закодированных сообщений – не менее 1 Гбит/с. Такая система, помимо собственно волоконной линии связи, содержит узкополосный, с шириной полосы генерации излучения не более 1 МГц, высокостабильный лазер, выполняющий роль источника фотонов, набор фазовых модуляторов, обладающих предельно-низкими оптическими потерями, и позволяющих создавать пару боковых частот за счёт фазовой модуляции при частоте модуляции не менее 10 ГГц, а также высокочувствительный фотоприёмник, работающий в режиме счёта фотонов с частотой их регистрации не менее 100 МГц. Эти работы направлены в первую очередь на разработку промышленной технологии создания систем и компонентной базы квантовых коммуникаций.

В докладе мы подробно рассмотрим состояние разработки и перспективы развития систем стабилизации полупроводниковых лазеров, работающих в диапазоне длин волн 1520 – 1580 нм, с диапазоном перестройки не менее 0.5 нм, коэффициентом подавления побочной моды не менее 30 дБ, и относительной интенсивностью шума не более, чем минус 150 дБ/Гц.

Будут доложены результаты разработки промышленной технологии создания широкополосных интегрально-оптических модуляторов света, обладающих полосой модуляции до 30 ГГц. Будут рассмотрены дополнительные востребованные устройства квантовых коммуникаций и квантовых вычислителей, которые могут быть созданы на основе высококачественных интегрально-оптических схем. К таким следует отнести широкополосные (до 4 ГГц) квантовые генераторы шума, и электрически-управляемые светоделители, востребованные в системах квантовых вычислений и квантовой телепортации.

В третьей части доклада мы расскажем о прогрессе, связанным с созданием лавинных фотоприёмников на основе структур, состоящих из набора квантовых ям, образованных слоями арсенида галлия, разделёнными барьерными слоями фосфида индия, заключённых между *n*- и *p*- контактными слоями.

В заключении нами будут сделаны оценки на среднесрочную перспективу по развитию промышленной элементной базы для систем квантовых коммуникаций и квантовых вычислений.

Литература

1. Петров В.М. и др., *Фотоника*, 14, №5, 414-422 (2020)
2. Петров В.М. и др., *Фотоника*, 14, №7, 570-582 (2020)
3. Петров В.М. и др., *Фотоника*, 15, №1, 70-75 (2021)
4. Петров В.М. и др., *УФН*, 191, №7, 760-782 (2021)

ОСНОВНЫЕ ТЕНДЕНЦИИ, ДОСТИЖЕНИЯ И ПРОБЛЕМЫ В РАЗВИТИИ ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ

Васильев Е.Б.*, Овчинникова И.А.*

ОАО «ВНИИКП», г. Москва

*E-mail: telecom.cables@vniikp.ru

Оптические кабели (ОК) – это одновременно скелет и артерия информационно-телекоммуникационного пространства, без которого не может сейчас существовать ни общество, ни отдельный человек. Необходимость обеспечивать потребности этого стремительно меняющегося общества и растущего информационного пространства требует постоянного развития и совершенствования оптических кабелей.

Помимо тенденций развития оптических волокон (ОВ), которые направлены, в первую очередь, на дальнейшее улучшение параметров передачи и миниатюризацию, следует отметить следующие тенденции развития ОК, направленные на улучшение массогабаритных характеристик, оптимизацию конструкций, расширение температурного диапазона, повышение пожаробезопасности, радиационной стойкости и надежности. Проблемами в этой области являются: отсутствие отечественных материалов требуемого качества, а зачастую и отечественного сырья для их производства; отсутствие необходимого технологического оборудования для освоения перспективных технологий изготовления специальных типов ОВ; измерительного оборудования, а также эталонов для поверки некоторых видов оборудования; отсутствие единых требований и предъявление заведомо завышенных требований, что приводит к существенному усложнению конструкторско-технологических решений, и как следствие, к существенному удорожанию изделий при снижении уровня основных функциональных параметров; недобросовестная конкуренция (снижение цены за счет качества).

К достижениям можно отнести: разработку миниатюрных, пожаробезопасных, огнестойких и теплостойких ОК [1,2], разработку и освоение производства отечественных заготовок и радиационностойкого ОВ на их основе [3], а также радиационностойких кабелей с отечественным ОВ [4], импортозамещение в части материалов, разработку широкой нормативной базы, включающей: терминологический стандарт; 25 стандартов, регламентирующих методы измерений параметров и испытаний ОВ; 5 стандартов с требованиями к разным группам ОВ; 5 стандартов, регламентирующих методы испытаний ОК; 4 государственных военных стандартов с требованиями к оптическим кабелям специального назначения; национального стандарта [5], регламентирующего все положения, касающиеся оптических телекоммуникационных кабелей общепромышленного применения, начиная от классификации ОК и ОВ, заканчивая методами контроля всех параметров, включая новые методы оценки надежности ОК и ОВ [6,7].

Литература

1. Овчинникова И.А., Васильев Е.Б., Семенов П.А., Шкалова Н.Д. и др. Кабель оптический, не распространяющий горение, огнестойкий // Патент на полезную модель № 153285 по заявке 2015102207/28 от 26.01.2015 G02B 6/44, опублик. 10.07.2015 г., бюл. № 19
2. Овчинникова И.А., Шкалова Н.Д., Резник И.П., Васильев Е.Б. и др. Огнестойкий пожаробезопасный упрочненный оптический кабель // Патент на полезную модель № 161669 по заявке 2015135217/28 от 20.08.2015 H01B 11/22, опублик. 27.04.2016 г., бюл. № 12
3. Ероньян М.А., Кулеш А.Ю., Реуцкий А.А., Девятьяров Д.Р., Никитин И.С., Унтилов А.А., Овчинникова И.А., Волынский Д.В., Чаморовский Ю.К., Печенкин А.А. Одномодовый световод w-типа, устойчивый к изгибу и радиации // Журнал технической физики. 2020. Т. 90. № 12. С. 2143-2147
4. Овчинникова И.А., Васильев Е.Б., Шкалова Н.Д. и др. Оптический бортовой радиационностойкий кабель // Патент на полезную модель № 192307 по заявке 2019119612 от 24.06.2019 G02B 6/44, опублик. 12.09.2019, бюл. № 26
5. ГОСТ Р 52266-2020 Кабельные изделия. Кабели оптические. Общие технические условия. М.: Стандартинформ. 65 с.
6. Овчинникова И.А., Игнатилов И.С., Семенов П.А., Тарасов Д.А. Способ определения срока сохраняемости оптического кабеля // Патент на изобретение № 2735910 от 07.02.2020 с приоритетом от 07.02.2020, опублик. 10.11.2020, бюл. № 31
7. Овчинникова И.А., Семенов П.А., Тарасов Д.А., Корякин А.Г., Овчинникова В.А., Овчинников В.А., Короткина Г. Э. Способ определения долговечности оптических волокон // Заявка на изобретение № 2021104314 от 19.02.2021 с приоритетом от 19.02.2021

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИТЕЛЬНОГО ВЛИЯНИЯ ПОВЫШЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ КАБЕЛИ

Овчинникова И.А.*

ОАО «ВНИИКП», г. Москва
*E-mail: telecom.cables@vniikp.ru

С каждым годом требования к рабочему температурному диапазону оптических кабелей специального назначения (ОК) и продолжительности их эксплуатации в расширенном температурном диапазоне становятся все жестче. Учитывая, что конструкция ОК в основном состоит из полимерных материалов, и общеизвестным является факт, что деградиционные процессы в полимерных материалах происходят быстрее при повышенных температурах, было проведено длительное (более года) сравнительное исследование двух типов ОК и освоенного в промышленном производстве отечественного радиационностойкого оптического волокна (ОВ) при трех разных значениях повышенной температуры испытаний. Для испытаний ОК были выбраны следующие температуры и продолжительность испытаний: 85 °С (повышенная рабочая температура в соответствии с техническими условиями (ТУ) на исследуемые ОК) в течение 10000 часов, 100 °С (предельная рабочая температура по ТУ) в течение 9000 часов и 110 °С в течение 9000 часов. Испытания ОВ проводили при 100 °С (предельная рабочая температура в соответствии с ТУ на исследуемое ОВ) в течение 9000 часов, 110 в течение 9000 часов и 125 °С в течение 1500 часов.

В процессе выдержки проводилось измерение коэффициента затухания на рабочих длинах волн через каждые (48±5) часов. Результаты испытаний как ОВ, так и ОК показали, что выдержка более года при повышенных температурах не сказывается на коэффициенте затухания. Для иллюстрации этого факта на рисунках 1 и 2 приведены результаты исследования ОВ и ОК марки ОКЦБР-04, соответственно.

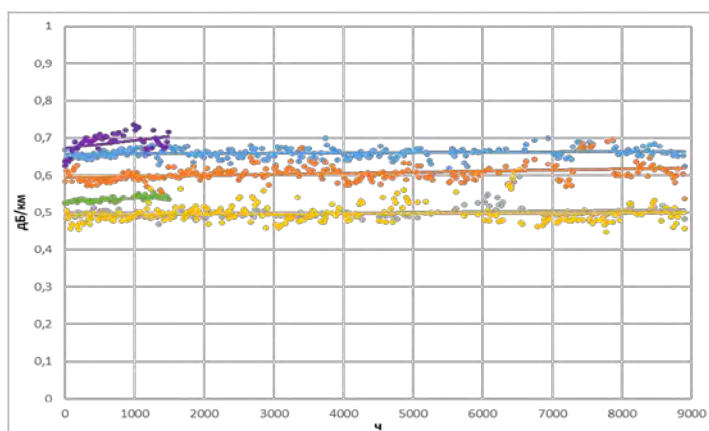


Рис. 1. Изменение коэффициента затухания в ОВ от выдержки:

- при 125 °С – 1500 часов: зеленая – 1550 нм; фиолетовая – 1310 нм;
- при 110 °С – 9000 часов: желтая – 1550 нм; серая – 1310 нм;
- при 100 °С – 9000 часов: оранжевая – 1550 нм; голубая – 1310 нм

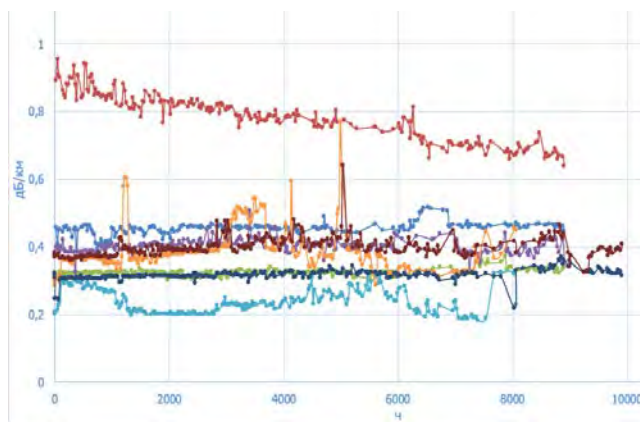


Рис. 2. Изменение коэффициента затухания в ОК от выдержки:

- при 85 °С: темно-синяя и коричневая кривые – с компенсационной катушкой на длинах волн 1,55 и 1,31 мкм, соответственно; бледно-голубая и оранжевая – без катушки на длинах волн 1,55 и 1,31 мкм, соответственно;
- при 100 °С: голубая и красная на длинах волн 1,55 и 1,31 мкм, соответственно;
- при 100 °С: зеленая и сиреневая на длинах волн 1,55 и 1,31 мкм, соответственно

Кроме того, исследовалось влияние выдержки при повышенных температурах на частоту ВРМБ в ОВ, усилие снятия покрытия ОВ (таблица 1), стойкость к пониженной температуре ОВ и ОК (таблицы 2 и 3, соответственно), к воздействию вибрации (оптическая целостность сохраняется, трещины и дефекты отсутствуют).

Таблица 1

Определяемая характеристика	После 9000 ч при 100 °С (другая заготовка)	После 9000 ч при 110 °С (из заготовки Rad-10)	Исходное ОВ (из заготовки Rad-10)
Частота, МГц	11057	11095	11092
Усилия снятия покрытия, Н	0,7	0,8	1,4

Таблица 2. Результаты испытаний ОВ на воздействие пониженной температуры после длительного старения при повышенных температурах

Температура при измерении	Коэффициент затухания, дБ/км					
	После 9000 ч при 100 °С (другая заготовка)		После 9000 ч при 110 °С (из заготовки Rad-10)		Исходное ОВ (из заготовки Rad-10)	
	1,31 мкм	1,55 мкм	1,31 мкм	1,55 мкм	1,31 мкм	1,55 мкм
22 °С	0,595	0,485	0,443	0,335	0,474	0,389
Минус 60 °С	0,574	0,458	0,436	0,335	0,467	0,387
Возврат к 22 °С	0,584	0,476	0,442	0,336	0,476	0,388

Таблица 3. Результаты испытаний ОК марки ОКЦБР-04 на воздействие пониженной температуры после длительного старения при повышенных температурах

Значение температуры старения образца ОК, °С	Температура испытания, °С (выдержка 3 ч)	Коэффициент затухания, дБ/км	
		при $\lambda=1550$ нм	при $\lambda=1310$ нм
85 (10000 часов)	НКУ	0,346	0,379
	-30	0,343	0,369
	-40	0,345	0,366
	-50	0,348	0,362
	-60	0,349	0,376
	НКУ	0,344	0,363
100 (9000 часов)	НКУ	0,342	0,342
	-30	0,340	0,345
	-40	0,341	0,343
	-50	0,340	0,342
	-60	0,343	0,344
	НКУ	0,340	0,340
110 (9000 часов)	НКУ	0,379	0,450
	-30	0,381	0,449
	-40	0,383	0,452
	-50	0,391	0,462
	-60	0,409	0,488
	НКУ	0,388	0,459

Теплофизические характеристики полимерных материалов в исследованных ОК, определенные методом ДСК, изменились при термическом старении, но остались на довольно высоком уровне. При этом наиболее заметные изменения затронули температуру начала окисления, характеризующую стойкость материала к окислению. В результате длительного старения материалов кабелей при высоких температурах ее значения ожидаемо снизились. Но ощутимо это отразилось только на полимерном материале, который находился внутри кабеля в контакте с заполняющим материалом. Показатели аналогичного материала, выполняющего функции наружной оболочки ОК, заметно поменялись только после воздействия в течение 9000 часов температуры 110 °С. Наиболее вероятной причиной этого снижения является вымывание антиоксиданта из материала кремнийорганическим заполнением, поскольку прямого свидетельства окисления материала в соответствующих образцах методом ИК-спектроскопии, результаты которой будут также представлены, не было получено.

Результаты проведенных исследований показали, что кабели специального назначения с радиационностойким ОВ и указанное ОВ, в частности, способны длительно эксплуатироваться в условиях повышенных температур.

ПРОГНОЗ СРОКА СЛУЖБЫ ОПТИЧЕСКОГО КАБЕЛЯ. ДВА ПОДХОДА К ОЦЕНИВАНИЮ АКТУАЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ

Бурдин В.А.^{1*}, Бурдин А.В.^{1,2}, Дашков М.В.¹, Нижгородов А.О.¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара

²Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
г. Санкт-Петербург

*E-mail: burdin@psati.ru

Известно, что срок службы оптического кабеля определяется сроком службы оптического волокна в кабеле. В свою очередь, для прогноза срока службы оптического волокна необходимо знать механические напряжения в оптическом волокне и его прочность.

При отсутствии методов и средств неразрушающего контроля прочности оптических волокон в кабеле методики прогноза срока службы оптического кабеля базируются на результатах испытаний оптических волокон до изготовления кабеля – на результатах перемотки оптического волокна с натяжением (proof-test) [1]. Это вполне приемлемо для кабельных изделий на выходе с производства. Однако для кабеля, прослужившего на линии 10 – 20 лет и более, желательно знать актуальную прочность оптических волокон кабеля на момент, когда делают прогноз.

В данной работе рассматривается два подхода к определению актуальной прочности оптических волокон кабеля на линии, введенной в эксплуатацию.

Первый подход базируется на испытаниях образцов оптического кабеля изъятых с кабельной линии. Это более трудоемкий вариант, но он может быть реализован уже сегодня.

Второй, более перспективный вариант, связан с разработкой акусто-оптических методов неразрушающего контроля прочности оптического волокна.

Очевидно, что объем выборки образцов кабеля с действующей кабельной линии для испытаний методами разрушающего контроля ограничен. Отсюда возникает задача отбора строительных длин на кабельных участках, с которых целесообразно брать образцы.

Накопленный опыт применения стратегий прогнозирующего обслуживания кабельных линий позволил предложить следующий алгоритм по определению актуальных оценок прочности оптических волокон кабельной линии. Алгоритм включает следующие операции.

- Сбор данных технической эксплуатации кабельной линии по участкам.
- Обработка данных технической эксплуатации и отбор строительных длин на кабельном участке, вероятность повреждения которых больше по сравнению с остальными.
- Извлечение образцов оптического кабеля отобранных строительных длин на кабельной линии и их подготовка к испытаниям.
- Обследования образцов оптического кабеля изъятых с кабельной линии, которые включают испытания оптических волокон с применением 2-х точечного метода, испытаний на разрыв, стрип-тест, контроль состояния наружных покрытий и модульных трубок кабеля и т.д.

Для неразрушающего контроля прочности оптических волокон в кабеле авторами был предложен способ, базирующийся на использовании тестируемого оптического волокна в качестве акустического сенсора и измерениях с его помощью параметров нелинейной акустической эмиссии [2].

Способ предполагает сравнение нормированной энергии сигналов нелинейной акустической эмиссии тестируемого оптического волокна и эталонного оптического волокна, прочность которого известна. Искомая прочность тестируемого оптического волокна определяется по формуле

$$S_T = S_E \cdot \left(\frac{A_{T0}^2}{A_{E0}^2} \cdot \frac{\sqrt{\sum_{i=2}^N A_{Ei}^2}}{\sqrt{\sum_{i=2}^N A_{Ti}^2}} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (4)$$

где S_E , S_T – оценки прочности образцового и контролируемого оптического волокна, соответственно; A_{E0} , A_{T0} – амплитуды регистрируемого сигнала на частоте источника акустического воздействия для образцового и контролируемого оптического волокна, соответственно; A_{Ei} , A_{Ti} –

амплитуды регистрируемого сигнала на i -той гармонике частоты источника акустического воздействия для образцового и контролируемого оптического волокна, соответственно; N – число гармоник частоты источника акустического воздействия, которые можно выделить на спектральной характеристике регистрируемого сигнала на фоне помех.

В работе представлены методики реализации рассматриваемых вариантов актуализации данных о прочности волокон на кабельной линии, их теоретическое обоснование и результаты экспериментов.

Литература

1. *Recommendation ITU-T Suppl. 59. Guidance on optical fiber and cable reliability (02/2018)*
2. *Андреев В.А. и др., RU 2743737,6 (2021)*

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН ПО ДЛИНЕ КАБЕЛЯ ПРИ НИЗКИХ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Алехин Н.И., Алехин И.Н., Бурдин В.А., Гаврюшин С.А., Дашков М.В. *,
Прапорщиков Д.Е.

Поволжский государственный университет телекоммуникации и информатики, г. Самара
E-mail: mvd.srttc@gmail.com

В типовых конструкциях оптических кабелей (ОК) с модульным сердечником оптическое волокно (ОВ) свободно уложено в модульных трубках, скрученных вокруг силового элемента. Наличие избыточной длины позволяет снизить нагрузку на ОВ при приложении растягивающих нагрузок к ОК. С другой стороны наличие избыточности приводит к возникновению дополнительных изгибов, связанных с тем, что ОВ в модуле располагается по траектории, близкой к винтовой линии. При этом размеры изгибов будут определяться параметрами модульной трубки и локальными значениями избыточности. Наличие изгибов оказывает влияние на параметры передачи ОВ, такие как затухание, поляризационная модовая дисперсия, степень связи мод. Кроме того, изгибы приводят к возникновению механических напряжений в ОВ. Таким образом, для кабельных изделий степень равномерности распределения избыточной длины волокон в оптическом кабеле может выступать как комплексная оценка качества изделия [1].

В процессе прокладки и дальнейшей эксплуатации оптического кабеля характер распределения оптического волокна в кабеле изменяется [2]. В особенности это касается подвесных оптических кабелей в условиях низких отрицательных температур. В результате существенной разницы коэффициентов теплового линейного расширения кварца и материалов конструктивных элементов кабеля может наблюдаться значительное увеличение локальной кривизны оптического волокна, что в ряде случаев может оказать существенное влияние на параметры передачи и надежность оптического волокна.

Экспериментальные измерения производились для строительной длины оптического кабеля на барабане, помещенного в климатическую камеру, при изменении температуры в пределах от -60 до +70 °С по заданной программе. Для проведения измерений оптические волокна кабеля зашлейфовывались и формировались тестовые линии. Оптическое волокно, уложенное в кабеле, соответствовало рек. МСЭ-Т G.652.D/G.657.A1.

Для исследования характера распределения оптического волокна были разработаны две методики. Первая методика основана на измерении характеристик обратного рассеяния стандартным оптическим рефлектометром и анализе вариации локальных значений коэффициента затухания. Вторая методика основана на оценке распределения локального двулучепреломления по результатам обработки поляризационных характеристик с использованием подхода, предложенного в работе [3]. Поляризационный оптический рефлектометр был реализован на основе стандартного оптического рефлектометра, к которому последовательно подключены согласующий контроллер поляризации, линейный поляризатор и управляемый трех-каскадный контроллер поляризации. В соответствии с разработанной методикой производилось измерение шести поляризационных характеристик при заданных установках контроллера поляризации и в результате их анализа оценивалось распределение локального двулучепреломления по длине оптического волокна.

По результатам измерения стандартным рефлектометром было выявлено, что при низких отрицательных температурах наблюдается локальный прирост затухания на участках протяженностью порядка 500 метров для каждого ОВ в шлейфе со стороны внешнего конца ОК барабана. Хотя величина прироста затухания не является критичной с точки зрения потенциальной работоспособности систем передачи, это свидетельствует о неравномерном характере изменения распределения ОВ в кабеле. Пример результатов обработки данных для температуры -60 °С приведен на рис. 1.

В результате измерения поляризационным рефлектометром были выявлены схожие закономерности, в частности при понижении температуры в среднем наблюдается увеличение локального двулучепреломления и наибольший прирост соответствует участкам ОВ внешнего конца кабеля. На рис. 2 приведены результаты измерения распределения локального двулучепреломления при различных значениях температуры.

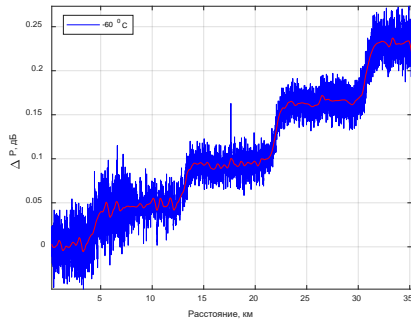


Рис. 1. Распределение локального изменения затухания

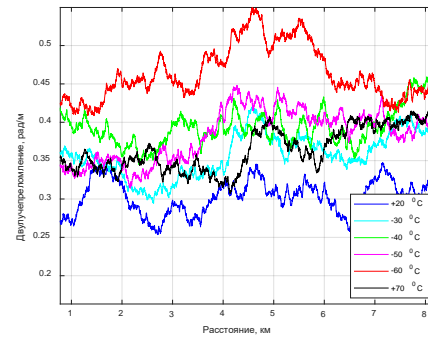


Рис. 2. Изменение распределения коэффициента двулучепреломления при изменении температуры

Авторы выражают признательность руководству и коллективу ЗАО «Самарская оптическая кабельная компания» за помощь в проведении эксперимента.

Литература

1. Авдеев Б.В. и др., *Кабели и провода* **1**, 22-25 (2002)
2. Stueflotten S., *Applied Optic* **21**, 4300-4307 (1982)
3. Wuilpart M. et al., *IEEE PTL* **13**, 836-838(2001)

СТОЙКОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ СВЯЗИ К СЕЙСМИЧЕСКИМ И ВИБРАЦИОННЫМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ

Корякин А.Г.^{1*}, Холодный Д.С.^{2*}

¹ОАО Всероссийский научно-исследовательский, проектно-конструкторский и технологический институт кабельной промышленности (ОАО ВНИИКП), г. Москва

* E-mail: koryakin-ag@vniikp.ru

²НИУ МЭИ, г. Москва, Россия

* E-mail: kholodntDS@mpei.ru

В работе рассматривается взаимодействие воздушные линий оптических кабелей (ОК) связи и несущих стоечных конструкций, подверженных воздействию вибродинамических нагрузок в результате землетрясений. Определены условия, при которых вибрационные воздействия грунта существенно влияют на напряженно-деформированное состояние оптических волокон. Выявлены и проанализированы особые свойства стоечно-каркасных систем с гибкими оптическими кабелями, возникающие при сейсмических воздействиях, влияющие на решение задач по определению предельных характеристик систем связи.

Структурное поведение высоких мачтовых опор достаточно сложное. Эта сложность в основном возникает из-за значительного нелинейного отклика ОК и взаимодействия между кабелями и мачтой во время землетрясений [1,2]. Гибкость самой мачты может также усиливать нелинейный отклик при динамическом движении грунта.

Опоры или мачты могут рассматриваться как консольные балки, подверженные поперечным колебаниям под действием инерционных сил во время сейсмических событий или периодических ветровых нагрузок. В настоящей работе выполнена оценка максимальных отклонений, скорости и ускорения в верхней точке опоры в схеме совместных колебаний ОК и опор. Анализ динамической задачи для линейной балки Эйлера-Бернулли конечной длины проводился при различных граничных условиях как в точке крепления опоры, так и на свободном конце, нагруженном силой натяжения ОК. Для решения дифференциального уравнения такой колебаний системы использовались балочные функции [3]. Частоты первой гармоники модельных консольных опор со свободными верхними концами для профиля с номером 26Ш2 и железобетонной конструкции составили 3 Гц и 1,5 Гц соответственно.

Рассматривались консольной опоры, закрепленные по схеме: жесткая заделка + опора на пружину растяжения сверху, или опора на пружину кручения снизу + опора на пружину растяжения сверху, когда закрепленный в ее верхней части кабель моделируется пружинной, сдерживающей колебания опоры. Такой подход позволяет определить предельные ускорения и скорости в верхней части опоры, которые имитирует силу растяжения или удар, что определяет начальные и граничные условия, необходимые для расчета характеристик колебательного процесса, которому подвержен ОК не только для его поперечных, но и продольных колебаний.

Даны рекомендации по расчету прочности ОК и проектированию.

Литература

1. Francesco Potenza, Marco Lepidi, Umberto Di Sabatino, Vincenzo Gattulli. *Nonlinear dynamics of a parametric analytical model for beam-cable-beam structures* *Procedia Engineering* 199 (2017) 796–801
2. S. Ali Ghafari Oskoei, Ghyslaine McClure. *A novel approach to evaluate the equivalent dynamic stiffness of guy clusters in telecommunication masts underground excitation.* *Engineering Structures* 33 (2011) 1764–1773
3. Доев В.С. *Поперечные колебания балок: учебное пособие* / В.С. Доев. — М.: КНОРУС, 2018. — 412 стр.
4. Маневич Л.И. *Аналитически разрешимые модели механики твердого тела: / Л.И. Маневич, О.В. Гендельман. — Москва; Ижевск: Ижевский институт компьютерных исследований, 2016. — 343 с.*

ОПТИЧЕСКИЙ МИКРОКАБЕЛЬ С УФ-ОТВЕРЖДАЕМЫМ ПОКРЫТИЕМ ИЗ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Тарасов Д.А.*

ОАО «ВНИИКП», г. Москва

*E-mail: d.tarasov@vniikp.ru

Современный мир вступает в эпоху цифровой экономики. Сегодня процессы цифровой трансформации охватывают всё более широкий круг отраслей и видов человеческой деятельности. В результате, объёмы передаваемой информации нарастают экспоненциальными темпами. Согласно данным аналитической компании IDC, общий объём глобального трафика составил 33 Зеттабайта (1 Зеттабайт = 10^{21} байт). К 2025 году по прогнозам он должен вырасти более чем в 5 раз и составить 175 Зеттабайтов [1].

В настоящее время с целью удовлетворения спроса по растущему объёму передаваемой информации активно применяются оптические микрокабели, которые позволяют передать больший объём информации в перерасчёте на единицу занимаемой кабелем площади. Оптические микрокабели нашли широкое применение и в области специальной техники (авиация, космос, военная промышленность и пр.).

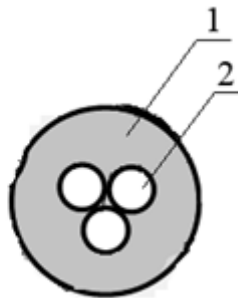


Рис. 1. Оптический микрокабель [2]
 1 – плотное буферное покрытие (акрилатное УФ-отверждаемое в виде плотного буфера);
 2 – кварцевое оптическое волокно

На Рис. 1 представлен один из вариантов конструкций оптического микрокабеля [2], содержащий три оптических волокна (ОВ) в едином плотном буферном покрытии из УФ-отверждаемых акрилатов. Его характеристики приведены в Таблице 1. В данной конструкции ОВ выступают не только в роли передающей оптический сигнал среды, но и в качестве силовых элементов кабеля, обеспечивающих его стойкость к растягивающему усилию. Представленный оптический микрокабель выступает элементом конструкции в других кабелях (например, [3]), как оптических, так и комбинированных. Последние содержат в своей конструкции не только ОВ, но и токопроводящие жилы.

Образцы, которые подвергались испытанию, представляют собой две бухты оптических микрокабелей длиной 1 км, диаметром 0,9 мм.

Плотное буферное покрытие первого образца было изготовлено из отечественной композиции, второго образца – из импортных композиции, доступной на рынке. Следует отметить, что в виду отсутствия отечественных композиций, непосредственно предназначенной для наложения плотного буферного покрытия, была применена композиция, разработанная для наложения второго (внешнего) слоя двухслойного первичного защитного покрытия (ПЗП). Характеристики композиции и ОВ, в состав второго слоя ПЗП которого входила разработанная композиция, описаны в работах [4-6], а также кратко приведены в Таблице 2.

Таблица 1. Характеристики оптического микрокабеля

Название	Размерность	Значение
Коэффициент затухания на длине волны 1310 нм, не более	дБ/км	2
Диаметр по плотному буферному покрытию, не более	мм	0,9
Масса, не более	кг/км	0,76
Максимальная допустимая растягивающая нагрузка, не менее	Н	20
Прочность на разрыв, не менее	Н	50
Смотка с цилиндра диаметром	мм	70
Диапазон рабочих температур	°С	-65...85

Таблица 2. Характеристики одномодового оптического волокна с двухслойным первичным защитным покрытием из разработанных УФ-отверждаемых акриловых композиций

Название	Размерность	Значение
Скорость вытяжки ОВ (наложения ПЗП)	м/мин	95
Охлаждение	-	Естественное
Тип наложения ПЗП	-	Мокрое по сухому
Коэффициент затухания на длине волны 1550 нм / 1625 нм	дБ/км	
Диаметр ПЗП	мкм	249
Рабочий диапазон температур	°С	-60...85
Прирост значения коэффициента затухания на длине волны 1550 нм / 1625 нм при температурных циклах от -60 до 85 °С, не более	дБ/км	0,007 / 0,009
Усилие снятия ПЗП - максимальное значение - среднее значение	Н	1,92 1,77
Совместимость с внутримодульным гидрофобным наполнителем согласно [7]	-	Совместимо

Результаты испытаний оптических микрокабелей, приведённые в Таблице 3, в ходе которых измерялся коэффициент затухания и его прирост при циклическом изменении температур, показали соответствие микрокабелей как с буферным покрытием из отечественных УФ-отверждаемых композиций на основе акрилатов, так и из импортных, требованиям заказчика.

Таблица 3. Результаты испытаний оптических микрокабелей

Температура, °С	время воздействия, ч	Коэффициент затухания на длине волны 1310 нм, дБ/км		
		Образец с отечественным буферным покрытием	Образец с импортным буферным покрытием	Требование заказчика
НКУ	2	0,364	0,344	2
-60	2	0,634	0,377	4
-65	2	0,656	0,367	4
НКУ	18	0,362	0,340	4
85	2	0,399	0,368	4
НКУ	6	0,361	0,350	4

Вместе с тем, видно, что оптические микрокабели с буферным покрытием из импортных композиций обладают значительно меньшим приростом коэффициента затухания при температурах минус 60 °С и минус 65 °С. Как уже говорилось выше, это обусловлено тем, что по причине отсутствия отечественных аналогов, была применена композиция, изначально не предназначавшаяся для наложения в качестве буферного покрытия.

Рассматриваемая отечественная композиция может применяться в роли плотного буферного покрытия только в ОВ и тех конструкциях оптических микрокабелей, где нет жёстких требований по приросту оптических потерь при отрицательных температурах. Необходима доработка отечественной композиции или разработка новой для обеспечения возможности её применения в микрокабелях, эксплуатирующихся при минусовых температурах окружающей среды.

Литература

1. Шавкунов С.В., журнал «Кабели и Провода» 3 (399), 11-18 (2021)
2. Заявка на патент № 2021108640 (2021)
3. Патент № RU 192307 U1 (2019)
4. Ovchinnikova I.A. et al., Polym. Sci. Ser. D 13, 189–192 (2020)
5. Тарасов Д.А., Овчинникова И.А., III Международная научно-техническая конференции «Современные достижения в области клеев и герметиков. Материалы, сырьё, технологии» 229-230 (2019)
6. Геча, Э.Я. и др., журнал «Кабели и провода» 5 (379), 19-25 (2019)
7. Методика № 16.К00-201-2019 МИ, 10 стр. (2019)

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КАБЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ СЛАБОУТРАЖАЮЩИХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЁТОК

Кошелев К.И.^{1*}, Жирнов А.А.^{1,2}, Степанов К.В.¹, Чобан Т.В.¹, Чернуцкий А.О.¹, Хан Р.И.¹, Пнев А.Б.¹, Лопунов А.И.², Бутов О.В.²

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

*E-mail: koshelev-k@yandex.ru

Волоконно-оптические сенсорные системы для регистрации различных вибрационных воздействий сейчас получают всё более широкое распространение и применяются для контроля периметров охраняемых территорий, трубопроводов, авто- и железных дорог, телекоммуникационных линий и других важных объектов [1-2]. При исследовании таких систем основное внимание уделяется блоку обработки сигналов, улучшению его характеристик стабильности и уменьшению уровню шумов [3-4]. При этом проблеме использования самого чувствительного элемента – сенсорного волоконно-оптического кабеля – уделяется значительно меньшее внимание. Несмотря на то, что в последнее время проведено несколько исследований, посвященных данной тематике [5-6], до сих пор нет общепризнанной стандартной методики по измерению акустической чувствительности кабеля и плохо исследованы погрешности существующих.

На данный момент наиболее распространённым распределённым датчиком вибрации является волоконно-оптическая сенсорная система на базе фазочувствительного рефлектометра. Но из-за случайной природы процессов рассеяния в стандартной системе использовать данный тип прибора для измерения акустической чувствительности кабеля некорректно. Для проведения количественных оценок применяют схемы на основе интерферометров Маха-Цендера. Одним из проблем такой схемы в данном случае является наличие сильного вибрационного источника в установке, что делает затруднительным изоляцию от внешних воздействий опорного плеча. В таких условиях перспективной выглядит установка, основанная на волоконном интерферометре Физо, в котором роль зеркал выполняют слабоотражающие волоконные брэгговские решётки (СВБР) [7-8], приваренные или присоединённые через коннекторы к концам образца кабеля. Схема представлена на рисунке 1.

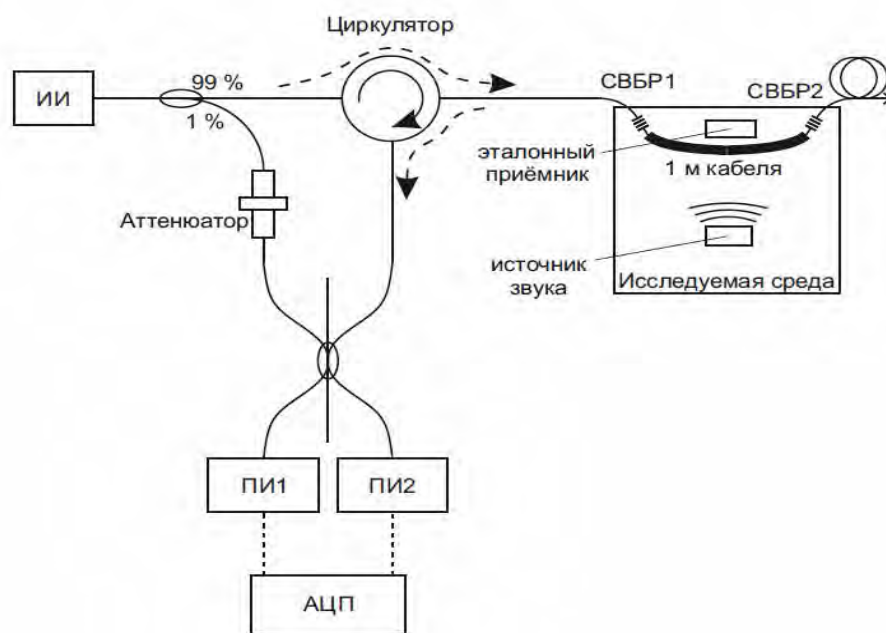


Рис. 4: Схема экспериментальной установки для измерения акустической чувствительности волоконных кабелей на основе интерферометра Физо

Излучение от узкополосного лазерного источника попадает на разветвитель 99/1, в котором большая часть мощности направляется к сенсорному кабелю через циркулятор, а меньшая – к разветвителю 3x3 для восстановления фазы интерференционного сигнала. Излучение, попавшее в линию с кабелем, частично отражается от СВБР1 и СВБР2 и интерферирует между собой с учётом набега фазы в этом кабеле, который также будет зависеть от интенсивности звукового воздействия на него. За счёт малых коэффициентов отражения СВБР (порядка 0,1%) контраст получаемой интерференционной картины будет практически максимальным благодаря равному уровню отражённых мощностей и пренебрежимо малому затуханию на участке исследуемого волокна. Уровень мощности на разветвителе 3x3, приходящий от лазера, подстраивается под максимальную интенсивность интерференционной картины с помощью переменного аттенуатора. Интерференционный сигнал на приёмниках излучения ПИ1 и ПИ2 имеет смещение по фазе $2\pi/3$, что позволяет восстановить фазу сигнала [9] и корректно обработать спектральные компоненты звуковых воздействий большой амплитуды.

Созданная установка имеет преимущество над ранее рассмотренными в части возможности регистрации амплитуд звуковых сигналов в большом динамическом диапазоне за счёт восстановления фазы, чего нельзя получить в схеме с интерферометром Маха-Цендера со стабилизируемым пьезоэлектриком в положении рабочей точки. Кроме того, в представленной схеме отсутствует опорное плечо интерферометра, которое является потенциальным приёмником акустических шумов установки.

Литература

1. Т.В.Чобан и др. Распределённый волоконно-оптический датчик вибрации на основе интерферометра Саньяка, *Лазеры в науке, технике, медицине: Сборник научных трудов XXXI Международной конференции, Москва, 28–30 октября 2020 года*, С. 99-103 (2020)
2. Лукашова Т.О. и др. Точность измерения и пространственная разрешающая способность распределенного температурного датчика на основе двухимпульсного дифференциального когерентного рефлектометра, *Квантовая электроника*, Т. 50, №. 9, С. 882-887 (2020)
3. Konstantin V.Stepanov, Andrey A.Zhirnov, Anton O.Chernutsky, Kirill I.Koshelev, Alexey B.Pnev, Alexey I. Lopunov, Oleg V.Butov, «The Sensitivity Improvement Characterization of Distributed Strain Sensors Due to Weak Fiber Bragg Gratings», *Sensors* 2020, 20 (22), 6431
4. V.A.Yatseev, A.M.Zotov, O.V.Butov, «Combined frequency and phase domain time-gated reflectometry based on a fiber with reflection points for absolute measurements», *Results in Physics* 19 (2020), 103485
5. Степанов К.В. и др. Оптические кабели с повышенной акустической чувствительностью и методы их контроля, *Фотон-экспресс*, №. 6, С. 122-123 (2019)
6. Hofmann J., Facchini M., Lowell M. Analysis of the acoustic response in water and sand of different fiber optic sensing cables, *Sensors for Extreme Harsh Environments II. International Society for Optics and Photonics*, Т. 9491. С. 94910E (2015)
7. Попов С.М. и др. Оптические волокна и волоконные тейперы с массивом брэгговских решеток, *Квантовая электроника*, Т. 49, №. 12, С. 1127-1131 (2019)
8. И.А. Зайцев, О.В. Бутов, В.В. Волошин, И.Л. Воробьев, М.Ю. Вяткин, А.О. Колосовский, С.М. Попов, Ю.К. Чаморовский, «Оптическое Волокно с Распределенным Отражателем Брэгговского Типа», *Радиотехника и электроника*, том 61, № 6, с.602-608, 2016
9. Koo K.P., Tveten A.B., Dandridge A. Passive stabilization scheme for fiber interferometers using (3× 3) fiber directional couplers, *Applied Physics Letters*, Т. 41, №. 7, С. 616-618 (1982)

ОПТОВОЛОКОННАЯ НЕЙРОСИСТЕМА ДЛЯ ТЕРАПИИ И ПРОФИЛАКТИКИ ГЛУБОКОЗАЛЕГАЮЩИХ ОПУХОЛЕЙ МОЗГА

Маклыгина Ю.С.¹, Юсубалиева Г.М.¹, Бородкин А.В.¹, Рябова А.В.¹, Лощенов В.Б.^{1,2}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва, Россия

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва, Россия

*E-mail: mclygina@gmail.com

В работе содержится описание процесса и результаты разработки системы для внутрочерепной имплантации с целью терапии и предотвращения рецидивирования глиом головного мозга. Оптоволоконная система в данном случае выполняет роль структуры, способствующей и задающей направление распространению структурно-функциональных единиц нервной системы, а также роль порта для доставки препарата (фотосенсибилизатор в молекулярной и нано-формах) и лазерного излучения с целью осуществления мониторинга процессов, проведения регулярной флуоресцентной диагностики и своевременной фотодинамической терапии зондируемой области. Основная функция состоит в том, чтобы направить рост клеток глиомы, локализованных в области, прилегающей к месту удаленной опухоли, вдоль волокон по направлению к проксимальной части волоконно-оптического импланта с целью их регистрации по сигналу фотолюминесценции и последующей их деструкции в результате фотодинамического воздействия. Разработанная оптоволоконная система имеет следующие составные части: внешний каркас, многофункциональную внутреннюю структуру, созданную на базе пористых оптических волокон, покрытых питательной средой, которая содержит наночастицы ФС. Ввиду многокомпонентности системы процесс разработки и исследования был поэтапным – ход которого представлен в работе.

Для исследования были использованы культуры раковых клеток глиомы С6, а также экспериментальные животные с индуцированной крысиной глиомой С6. В качестве фотосенсибилизаторов использовались 5АЛК-индуцированный протопорфирин IX, а также фталоцианин алюминия. В качестве методов исследования были использованы лазерно-спектроскопические методы анализа, лазерная сканирующая микроскопия и МРТ в качестве контроля.

В ходе работы были разработаны и апробированы на экспериментальных животных различные конструкции внешнего каркаса нейропортов, изготовленные из различных биосовместимых материалов. После чего был изучен процесс биоинтеграции имплантатов и спектрально-оптические свойства волоконной части нейропорта. Кроме того, волоконная часть была исследована с помощью метода лазерной сканирующей микроскопии на предмет направленного роста раковых клеток вдоль них. В результате сделан вывод о возможности использования разработанной конструкции для регулярной флуоресцентной диагностики и своевременной фотодинамической терапии.

Итак, в результате работы разработан и апробирован новый комплексный подход к проведению флуоресцентной диагностики и фотодинамической терапии глубокозалегающих и метастазирующих опухолей мозга. Была отработана технология создания оптоволоконной системы, имеющей многофункциональную внутреннюю структуру, созданную на базе пористых оптических волокон, которая выполняет роль структуры, способствующей и задающей направление распространению структурно-функциональных единиц нервной системы. Разработанная оптоволоконная система была оптимизирована в соответствии с изученными спектрально-флуоресцентными свойствами внутренней волоконной структуры, которая выполняет роль порта для доставки препарата (ФС) и лазерного излучения с целью осуществления мониторинга процессов, проведения регулярной флуоресцентной диагностики и своевременной фотодинамической терапии зондируемой области.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 21-52-15025.

Литература

1. Jain A., Betancur M., Patel G.D., Valmikinathan C.M., Mukhatyar V.J., Vakharia A., Pai S.B., Brahma B., MacDonald T.J., Bellamkonda R.V., Guiding intracortical brain tumour cells to an extracortical cytotoxic

НЕЙРОХИРУРГИЧЕСКИЙ АСПИРАТОР С ОПТОВОЛОКОННЫМ ЗОНДОМ ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ И ВИДЕОФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ НАВИГАЦИИ В ПРОЦЕССЕ УДАЛЕНИЯ ВНУТРИЧЕРЕПНЫХ ОПУХОЛЕЙ

**Савельева Т.А.*^{1,2}, Лощенов М.В.¹, Бородкин А.В.¹, Линьков К.Г.¹, Косырькова А.В.³,
Горайнов С.А.³, Потапов А.А.³, Лощенов В.Б.^{1,2}**

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва

²Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ (НИЯУ МИФИ), г. Москва

³Национальный медицинский исследовательский центр нейрохирургии им. академика Н.Н. Бурденко, г. Москва

*E-mail: savelevat@gmail.com

Представлен новый метод интраоперационной навигации при удалении внутричерепных опухолей, основанный на одновременном проведении спектроскопического и видеофлуоресцентного анализа состояния тканей в зоне деструкции с использованием нейрохирургического аспиратора специальной конструкции с оптоволоконным зондом. В стенке рабочей части (канюли) аспиратора имеются трубчатые каналы, в которые интегрированы осветительные и приемные световоды. На торец канюли выведены каналы для оптических волокон, позволяющие проводить спектроскопический анализ в контакте с поверхностью биологической ткани, оптоволоконные устройства для видеофлуоресцентного анализа расположены на заданном рабочем расстоянии от поверхности ткани, чтобы обеспечивать удобное для хирурга поле зрения в окрестности аспирируемой области.



Рис. 1. Рабочая часть нейрохирургического аспиратора с оптоволоконным зондом для спектроскопической и видеофлуоресцентной навигации в процессе удаления внутричерепных опухолей: а – общий вид; б – дистальный конец

Для исследования разработанного устройства были проведены измерения на оптических фантомах биологических тканей (содержащих фотосенсибилизатор протопорфирин IX и рассеивающую среду на основе жировой эмульсии в физиологически релевантном ряду концентраций) с построением калибровочных кривых. В ходе исследования оптические фантомы размещались последовательно перед дистальным концом канюли, видеосигнал записывался в режиме наложения флуоресцентного изображения на полноцветное, изображения и результаты расчета

концентрации протопорфирина IX по яркости в контрольной точке сопоставлялись друг с другом. Полученная калибровочная кривая позволила сделать вывод, что выходной сигнал (интенсивность флуоресценции в контрольной точке изображения относительно интенсивности диффузно-отраженного сигнала в той же точке в красном канале цветной камеры) линейно зависит от концентрации фотосенсибилизатора. Это позволило ввести в программу вариант нормализации для одного стандартного образца с концентрацией 1 мг/л протопорфирина IX.

Одновременное использование волоконно-оптических систем для регистрации видеофлуоресцентных изображений в окрестности аспирируемого участка тканей и спектральных зависимостей непосредственно в зоне аспирации позволяет в реальном времени оценить степень патологических изменений и необходимость деструкции тканей. Тестирование системы проводилось *ex vivo* на образцах внутричерепных опухолей человека, удаленных во время нейрохирургических операций, непосредственно после момента удаления. Во время удаления опухоли из разных участков (центр опухоли, перифокальная область) уровень флуоресценции *in vivo* от участка опухоли определялся с помощью интраоперационного микроскопа Zeiss Opmi Pentero в режиме Blue 400. Из выделенного участка опухоли брали биопсийный материал (предположительно однородный по своим свойствам) с последующим измерением спектров и комбинированных изображений с помощью разработанного устройства. Показана высокая корреляция между уровнем сигнала флуоресценции, регистрируемого спектроскопически, и яркостью изображения флуоресценции в эндоскопическом канале устройства. Уровень флуоресцентного сигнала показал высокую корреляцию со степенью злокачественности тканей по результатам патоморфологического исследования.

Исследование выполнено в рамках государственного задания на фундаментальные исследования ИОФ РАН (тема «Физические методы в медицине и биологии» № 0024-2019-0003).

ПРИМЕНЕНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ ЭНДСКОПИЧЕСКОЙ ВИДЕОСИСТЕМЫ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ И ЛЕЧЕНИЯ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ НОВООБРАЗОВАНИЙ ОРГАНОВ ГОЛОВЫ И ШЕИ

**Фаррахова Д.С.^{1*}, Ширяев А.А.², Яковлев Д.В.^{1,3}, Маклыгина Ю.С.¹, Решетов И.В.²,
Лощенов В.Б.¹**

¹Институт Общей Физики им.А.М.Прохорова Российской Академии Наук, г. Москва

²Центр Онкологии, ФГАОУ ВО Первый Московский государственный медицинский университет им. И.М. Сеченова (Сеченовский Университет), Министерство здравоохранения Российской Федерации, Университетская клиническая больница № 1, г. Москва

³Институт биоорганической химии им. академиков М.М.Шемякина и Ю.А.Овчинникова Российской Академии Наук, г. Москва

*E-mail: farrakhova.dina@mail.ru

Ежегодно у более полумиллиона людей в мире устанавливается диагноз опухоли головы и/или шеи [1-3]. Рак головы и шеи представляет собой гетерогенную группу опухолей и включает злокачественные новообразования различной гистологической структуры, локализующиеся на слизистой оболочке губ, в полости рта, глотке, гортани, шейном отделе пищевода, полости носа, околоносовых пазухах и слюнных железах [4, 5]. В работе представлены результаты интраоперационной флуоресцентной диагностики с использованием эндоскопической системы для оценки качества проведения фотодинамической терапии (ФДТ) рака головы и шеи. Диагностика и процедура ФДТ была проведена на больных со злокачественными новообразованиями голосовых связок, боковой поверхности языка, трахеи, миндалин и рака левой околоушной слюнной железы. Для ФДТ внутривенно вводилась молекулярная форма хлорина еб (Себ) с концентрацией 1,0-1,1 мг/кг. Флуоресцентная диагностика (ФД) проводилась до ФДТ и после процедуры ФДТ. Контроль эффективности ФДТ был проведен по оценке фотобличинга препарата (фотосенсибилизатора). Метод интраоперационной флуоресцентной визуализации позволяет определить точную локализацию новообразования и ее границы. Оценка выгорания фотосенсибилизатора в режиме реального времени позволяет онкологам быстро принимать решения во время проведения процедуры ФДТ, что способствует улучшению качества лечения пациентов. Полученные результаты показали удобство использования эндоскопической флуоресцентной видеосистемы при различных нозологиях рака головы и шеи. Следовательно, данный подход диагностики позволит повысить эффективность лечения онкологических больных.



Рис. 1. Эндоскопическая флуоресцентная система

Для проведения ФД была использована эндоскопическая видеосистема (ООО Биоспек, Россия), состоящая из источника белого света, красного лазера с длиной волны генерации 635 нм, цветной и черно-белой камер для визуализации опухолевой ткани (рис.1). В качестве системы доставки был использован гибкий и жесткий эндоскопы. ФДТ проводили в максимуме накопления Себ с помощью терапевтического лазера с длиной волны возбуждения 660 нм. Доза облучения ФДТ варьировалась от 20 до 100 Дж/см² в зависимости от локализации рака и болевых ощущений пациента. Плотность мощности на выходе из волокна составляла 40-100 мВт/см². Для пациентов со злокачественными новообразованиями в области голосовых связках, трахеи и корня языка, ротоглотку орошали раствором лидокаина для уменьшения болевых ощущений и щадящего проведения терапии. В качестве системы доставки света к опухоли в области ротоглотки использовался цилиндрический диффузор, предназначенный для интерстициальной терапии и эндоскопических операций и обеспечивающий доставку лазерного излучения во всех направлениях. Оптическое волокно с прямым выводом излучения для операций на поверхности ткани пациента. На конце светового волокна была закреплена рассеивающая линза для однородного распределения светового пятна.

Возможность ранней диагностики имеет решающее значение для снижения высокой смертности онкологических больных. Видеосистема показала хорошие результаты в визуализации злокачественных образований правой стороны голосовых связок, трахеи, боковой поверхности языка и метастазов околоушной железы. Полученные данные свидетельствуют о том, что применение фотосенсибилизатора в такой дозе является достаточной для селективного накопления препарата в патологических очагах по отношению к здоровым тканям, что может быть использовано для интраоперационного воздействия на ФДТ. Контроль фотобличинга Себ сразу после ФДТ позволяет оценивать эффективность терапии интраоперационно и дает возможность хирургам незамедлительно принимать решения для успешного лечения опухолей головы и шеи. Следовательно, интраоперационная флуоресцентная диагностика, позволяющая определить точную локализацию и границы опухоли, повышает эффективность ФДТ, благоприятно влияет на медиану выживания больных раком головы и шеи, не снижая качество жизни.

Литература

1. *Wissinger E. et al, Pharmacoeconomics. 32, 865-882 (2014)*
2. *Marur S. et al, Mayo Clinic Proceeding, 91, 386-396 (2016)*
3. *Jemal A. et al, CA Cancer J Clin. 61, 69-90 (2011)*
4. *Osborn H.A. et al, Head & neck – journal for the sciences and specialties of the head and neck, 41, 2051-2057 (2019)*
5. *Haddad R.I. et al, New England Journal of Medicine, 359, 1143-1154 (2008)*

ЛАПАРОСКОПИЧЕСКАЯ ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ОЦЕНКИ ПЕРФУЗИИ ТКАНЕЙ ПРИ МАЛОИНВАЗИВНОМ ОПЕРАЦИОННОМ ВМЕШАТЕЛЬСТВЕ

Зайцев В.В.^{1*}, Камшилин А.А.¹, Кащенко В.А.², Мачихин А.С.³

¹ФГБУН Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук, г. Владивосток

²ФГБУ «СЗОНКЦ им. Л.Г. Соколова ФМБА России», г. Санкт-Петербург

³ФГБУН Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, г. Москва

*E-mail: zaytsevphoto@gmail.com

Несостоятельность анастомоза – одно из серьезных послеоперационных осложнений в хирургии, связанных с реконструкцией желудочно-кишечного тракта. Среди разных факторов риска несостоятельности анастомоза можно выделить недостаточность кровоснабжения анастомозированных тканей. При интраоперационной оценке кровоснабжения тканей хирург может изменить уровень резекции таким образом, чтобы перфузия ткани в месте планируемого анастомоза была на достаточном уровне. Для оценки перфузии кишечника есть различные клинические методы: оценка серозного цвета кишечника, оценка пульсации сосудов и тканевое кровотечение. Однако все эти признаки носят строго субъективный характер и зависят от интерпретации их хирургом, что может привести к нежелательным последствиям, особенно сложно проводить их оценку при висцеральном ожирении или повреждении серозного покрова органа [1].

Существенно продвинутый уровень интраоперационной оценки кровоснабжения тканей достигается с использованием флуоресцентных методов в сочетании с флуорофором индоцианинового зеленого (ICG) [2]. Использование ICG метода позволяет лучше определять место резекции и поэтому снижает количество несостоятельных анастомозов. Однако у этого метода есть недостатки. Для возбуждения эффекта флуоресценции необходимо пациенту внутривенно ввести раствор ICG, при этом повторная инъекция ICG не вызывает флуоресценцию того же уровня, что и первая, из-за остаточной флуоресценции.

Для бесконтактной количественной оценки кровоснабжения тканей и её адекватной визуализации нашей группой разработана инновационная методика визуализирующей фотоплетизмографии (iPPG) [3,4]. В отличие от интраоперационной визуализации на основе ICG, iPPG не требует какой-либо специальной подготовки пациента и тем более внутривенного введения веществ. Однако следует отметить, что использование iPPG в брюшной полости является сложной задачей в виду значительной вариаций в морфологии исследуемых органов, вызванных дыханием и перистальтикой. Данная задача была решена применением специальных алгоритмов обработки изображений, записываемых iPPG системой. Однако не меньшей проблемой является и непосредственно сам доступ в область оценки перфузии. Для минимизации послеоперационного периода для пациента применяется лапароскопическая хирургия, где в ходе операции доступ осуществляется через три-четыре маленьких (около 1 см) прокола. В эти проколы вводятся специальные трубки – порты, сквозь которые врач действует внутри брюшной полости. В один из проколов хирург вводит оптическую систему, в остальные — инструменты для проведения хирургических манипуляций. Контроль над ходом лапароскопической операции осуществляется посредством увеличенного изображения, выводимого на монитор. Для проведения анализа кровотока через порт, установленный для доступа в брюшную полость, нами была разработана первая в мире лапароскопическая iPPG система.

Разработанная нами лапароскопическая iPPG система (Рис. 1) состоит из видеокамеры IDS GigE Smartek Vision GC1391MP, позволяющей вести видеозапись исследуемой ткани с частотой до 30 кадров в секунду. В качестве оптической системы использовался жёсткий лапароскопический зонд диаметром 8 мм и длиной 350 мм с полем зрения 60°. Запись видеок кадров осуществлялась синхронно с записью электрокардиограммы (ЭКГ) цифровым электрокардиографом КАП-01-«Кардиотехника-ЭКГ». Для подсветки области анализа перфузии использовался зеленый светодиод мощностью 1 Вт с центральной длиной волны излучения в 525 нм. Излучение вводилось в оптоволоконный жгут, состоящий из волокон диаметром 30 мкм с числовой апертурой 0,5. Они равномерно распределены по периметру зонда, что обеспечивает равномерное освещение исследуемой ткани. Для измерения параметров перфузии было достаточно записать видеоизображения исследуемой ткани в течение 12

сердечных циклов (примерно 12 сек). Видеоданные совместно с ЭКГ обрабатывались сразу же после их записи. Алгоритм обработки данных, включающий цифровую стабилизацию изображения методом «оптического потока», позволил нам достоверно идентифицировать сердечную составляющую фотоплетизмографического сигнала на фоне сильных артефактов движения. В результате работы алгоритма на экран монитора выводилось пространственное распределение амплитуды пульсирующего компонента (АРС), который представляет собой индекс перфузии, связанный с тономусом близлежащих артериальных сосудов [5].

Целью данного доклада является демонстрация возможности применения лапароскопической iPPG системы для оценки кровоснабжения органов в области анастомоза до и после его наложения при использовании малоинвазивной хирургии.

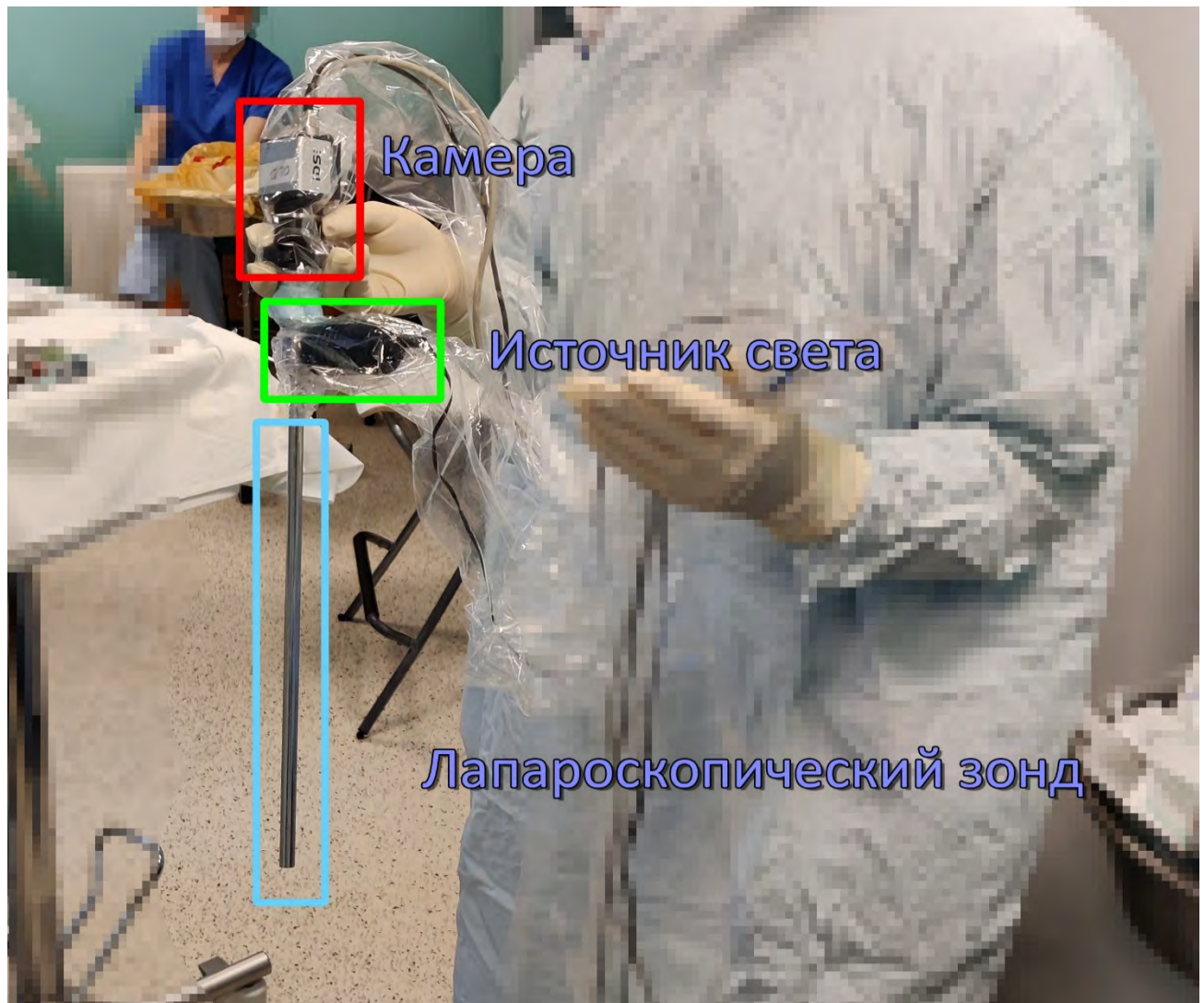


Рис. 1. Лапароскопическая фотоплетизмографическая система

Исследование реализовано при поддержке гранта № 21-15-00265 Российского научного фонда.

Литература

1. Karliczek A, Harlaar N.J., Zeebregts C.J., Wiggers T., Baas P.C. van Dam GM. Surgeons lack predictive accuracy for anastomotic leakage in gastrointestinal surgery. *Int J Colorectal Dis.* 24:569-576 (2009)
2. Ris F., Hompes R., Cunningham C. et al. Near-infrared (NIR) perfusion angiography in minimally invasive colorectal surgery. *Surg Endosc.*28:2221-2226 (2014)
3. Mamontov O.V., Shcherbinin A.V., Romashko R.V., Kamshilin A.A. Intraoperative imaging of cortical blood flow by camera-based photoplethysmography at green light. *Appl Sci.*10(18):6192 (2020)
4. Kamshilin A.A., Krasnikova T.V., Volynsky M.A., Miridonov S.V., Mamontov O.V. Alterations of blood pulsations parameters in carotid basin due to body position change. *Sci Rep.*8:13663 (2018)
5. Lyubashina O.A., Mamontov O.V., Volynsky M.A., Zaytsev V.V., Kamshilin A.A. Contactless assessment of cerebral autoregulation by photoplethysmographic imaging at green illumination. *Front Neurosci.*13:1235 (2019)

ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛОКОННЫЕ СИСТЕМЫ ДОСТАВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ К ТРУДНОДОСТУПНЫМ ОПУХОЛЯМ ГОЛОВНОГО МОЗГА ДЛЯ СТЕРЕОТАКСИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ

Кустов Д.М.^{1*}, Грачев П.В.¹, Яковлев Д.В.², Лощенов В.Б.^{1,3}

¹Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Институт биоорганической химии им. академиков М. М. Шемякина и Ю. А. Овчинникова РАН, Москва, Россия

³Национальный Исследовательский Ядерный Университет МИФИ, Москва

*E-mail: kustovdm@bk.ru

Введение

В нейрохирургии существует потребность в развитии стереотаксических способов диагностики и лечения, позволяющих определить границы опухоли и осуществить локальное воздействие на каждую клетку пораженной биологической ткани. Выбор способа лечения и применяемого к таким операциям оборудования затруднен, поскольку доступ к опухоли ограничен и осуществляется через отверстие малого диаметра. Злокачественные опухоли головного мозга, в особенности, мультиформная глиобластома, являются наиболее агрессивными и опасными новообразованиями, терапия которых затруднена в связи с их анатомической локализацией. Данные типы опухоли являются высокоинвазивными и характеризуются активной инфильтрацией злокачественных клеток в здоровую окружающую ткань.

В настоящее время общим принципом лечения больных с опухолью головного мозга является комплексный подход, включающий хирургическое лечение, лучевую и химиотерапию. Однако, несмотря на совершенствование существующих методик и характерные особенности данного типа опухоли улучшить результаты комбинированного лечения заболевания не удается, медиана выживаемости пациентов с мультиформной глиобластомой составляет 15 месяцев [1]. Одним из методов лечения является фотодинамическая терапия (ФДТ), позволяющая селективно воздействовать на каждую клетку опухоли с накопленным фотосенсибилизатором (ФС). Применение ФДТ позволяет повысить выживаемость пациентов без рецидива, средняя продолжительность жизни с недавно диагностированной глиобластомой и послеоперационной ФДТ составляет 19.6 мес [2,3,4]. Для развития стереотаксических способов диагностики и лечения опухолей головного мозга были разработаны оптические волоконные системы доставки лазерного излучения и определения концентрации фотосенсибилизатора в биологическом объекте.

Экспериментальная часть

В качестве объектов исследования в экспериментах использовались оптические фантомы опухоли головного мозга с ФС протопорфирином 9 (PpIX). ФС в концентрациях 0; 0.25, 0.5; 1; 2; 5; 10; 20 мг/кг смешивался с рассеивающей средой (1% интралипид МЛТ/ЛСТ), итоговые растворы были разделены по пробиркам. Лазерный источник излучения имел длину волны излучения 635 нм, что соответствует значению длине волны пика поглощения PpIX.

Оптическая волоконная система для спектроскопической диагностики состояла из оптических фильтров, волоконно-оптического спектрометра и биопсийной канюли, в которой был закреплен двухканальный катетер с перпендикулярным направлением зондирования. Диаметр канюли составил 1.50 мм. Диаметр оптических волокон – 250 мкм. Длина приемного биопсийного окна 11 мм. При попадании биологического материала непосредственно в область детекции, из-за дополнительного поглощения кровью (гемоглобина) уровень сигнала снижался. Для избегания таких условий биопсийное окно канюли было закрыто прозрачной оболочкой. Обратное-рассеянное излучение и сигнал флуоресценции от ФС регистрировался волоконно-оптическим спектрометром.

Моно-волоконная система доставки лазерного излучения к биологическому объекту состояла из одного оптического волокна, светоделительного блока, оптических фильтров и CCD-камеры для регистрации флуоресцентного сигнала. Светоделительный блок использовался для разделения света от лазерного источника излучения к волокну для передачи излучения к биологическому объекту и передачи флуоресцентного сигнала к CCD-камере для регистрации сигнала. Для передачи лазерного

излучения и получения флуоресцентного сигнала от биологического объекта с ФС использовалось одно оптическое волокно с диаметром 600 мкм и торцевым направлением распространения лазерного излучения. Оценка интенсивности флуоресценции проводилась по параметру яркости полученного сигнала. Сигнал флуоресценции зависел от положения детектирующего волокна относительно источника флуоресценции.

Результаты и обсуждение

Проведена регистрация флуоресцентного сигнала на биологических объектах - оптических фантомах опухоли головного мозга с фотосенсибилизатором РrIX с концентрациями 0; 0.25; 0.5, 1; 2; 5; 10 и 20 мг/кг. Была проведена проверка полученных данных классическим многоволоконным спектроскопическим методом оценки концентрации фотосенсибилизатора. По полученным значениям интенсивности флуоресценции сигнала чувствительность оптических волоконных систем позволяет определить концентрацию фотосенсибилизатора от 0.25 до 20 мг/кг для РrIX. Оптическая моноволоконная система доставки обеспечивает передачу лазерного излучения и прием флуоресцентного сигнала одновременно по одному световоду. Данная система позволяет достичь значения плотности мощности лазерного излучения, необходимого для проведения ФДТ непосредственно в области диагностики.

Исследование выполнено в рамках государственного задания на фундаментальные исследования ИОФ РАН (тема «Физические методы в медицине и биологии» № 0024-2019-0003).

Литература

1. *Thakkar J.P. et al. Cancer Epidemiology and Prevention Biomarkers* **23.10**, 1985-1996 (2014)
2. *Cramer S.W., Chen C.C. Frontiers in Surgery* **6**, 81 (2019)
3. *Muragaki Y. et al. Journal of neurosurgery* **119.4**, 845-852 (2013)
4. *Nitta M. et al. Journal of neurosurgery* **131.5**, 1361-1368 (2018)

ПЕРВИЧНЫЕ СТАДИИ ФОТОСИНТЕЗА И АНОМАЛИИ ВУДА В ДВУМЕРНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Бикбаев Р.Г.^{1,2}, Тимофеев И.В.^{1,2*}, Шабанов В.Ф.¹

¹Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, г. Красноярск

²Сибирский федеральный университет, г. Красноярск

*E-mail: tiv@iph.krasn.ru

В рамках агробиофотоники актуально изучение и оптимизация механизмов фотосинтеза сельскохозяйственных растений. С точки зрения фотоники естественно сконцентрироваться на первичных оптических процессах в отвечающих за фотосинтез микроструктурах растений. Как известно, при фотосинтезе фотоны света поглощаются молекулами хлорофилла, которые придают растениям зеленую окраску, однако расположены в зеленой части растений неравномерно. Внутри клеток листа высших растений располагаются хлоропласты, наполненные тилакоидной мембраной, содержащей хлорофилл. Тилакоид собирается в граны – складки, дискообразные по форме, ориентированные преимущественно к источнику света и частично упорядоченные в решетку (рис. 1а). Возможно, что таким образом растению удастся контролировать скорость фотосинтеза, избавляться от избытка излучения, либо наоборот концентрировать световой поток в определенной области [1].

В настоящей работе исследованы спектральные свойства треугольной решетки из гран. Методом конечных разностей во временной области рассчитаны спектры поглощения структуры и найден резонанс, перестраиваемый в области длин волн от 600 до 700 нм (см. рис. 1b,c), соответствующий области поглощения хлорофилла. Резонансы в отдельных диэлектрических гранях низкодобротны, но коллективная оптическая мода ансамбля из нескольких гран увеличивает добротность по мере увеличения количества гран. По своей природе такие моды соответствуют аномалиям Вуда [2]. Найденные аналитические выражения для длины волны аномалии Вуда согласуются с точными численными расчетами. Определены компоненты матрицы рассеяния, позволяющие определить эффективные параметры структуры. Показано, что двумерная решетка из гран может быть представлена в виде однородной пленки с толщиной, равной высоте грани. Положение резонанса гомогенизированной структуры определяется с хорошей точностью, что делает этот метод привлекательным для проведения первичных оценочных расчетов структуры.

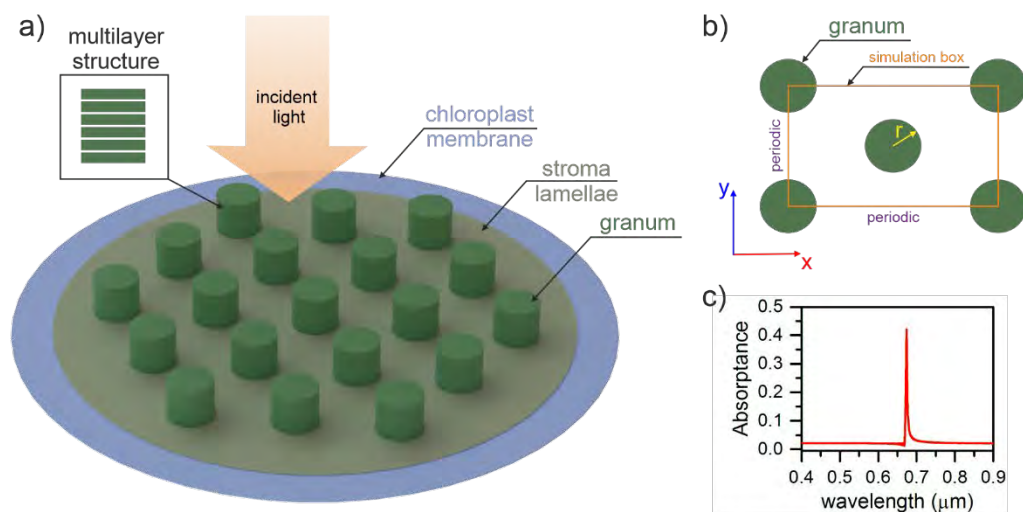


Рис. 1. (а) Схематическое изображение исследуемой структуры; (б) схематическое изображение расчетной области и (с) спектр пропускания структуры, рассчитанный методом конечных разностей во временной области

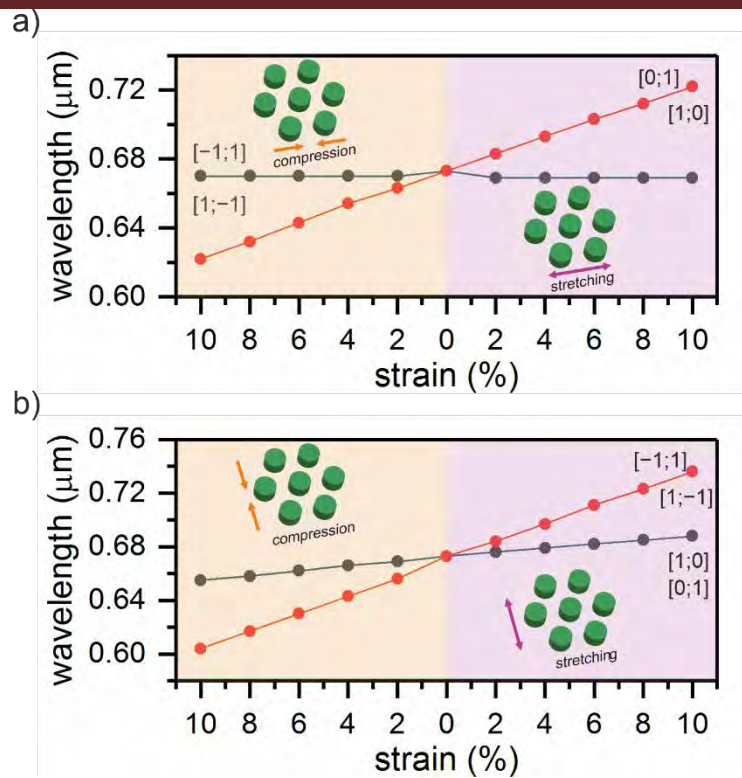


Рис. 2. (а) Зависимости длин волн расщепленных пиков в случае сжатия и растяжения исследуемой структуры вдоль (а) оси x и (б) оси y . Точками изображены положения резонансной линии, рассчитанные методом конечных разностей во временной области. Пара чисел в квадратных скобках – вектор обратной решетки, соответствующий резонансной линии

Исследуемые резонансы устойчивы к умеренным искажениям и деформациям, свойственным биологическим структурам. В качестве приложения изученной биоструктуры рассмотрен оптический датчик на основе полностью диэлектрических фотонных материалов [3]. При растяжении или сжатии симметричной структуры снимается вырождение и мода расщепляется на пару поляризованных мод (см. рис. 2а,б). Разница частот определяется аналитически. Она практически линейно зависит от коэффициента растяжения, что упрощает калибровку тензодатчика. Чувствительность рассматриваемой структуры остается на уровне 5,5 нм /% в широком диапазоне деформаций. Ожидается, что использовать такую самоорганизующуюся структуру будет технологически проще и дешевле, чем изготовить ее искусственные аналоги.

Литература

1. Capretti A. et al., *Light: Science & Applications* **8**, 1, 5 (2019)
2. Wood R.W. *Proc. Phys. Soc. Lond.* **18**, 269–275 (1902)
3. Bikbaev R.G., Timofeev I.V., Shabanov V.F., *Nanomaterials* **11**, 1–8 (2021)

ФОТОКОНВЕРСИОННЫЕ ФТОРПОЛИМЕРНЫЕ ПЛЕНКИ И ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ЗАКРЫТЫХ ГРУНТОВ

Гудков С.В.*, Симакин А.В., Асташев М.Е., Баймлер И.В., Шкирин А.В.,
Бункин Н.Ф., Бурмистров Д.Е., Иванюк В.В., Яныкин Д.В.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г.Москва

**E-mail: S_makariy@rambler.ru*

Известно, что для получения энергии в процессе фотосинтеза растения используют преимущественно кванты красной и сине-фиолетовой части спектра. Большая часть нашей страны находится в зоне рискованного земледелия, что определяется, в том числе, и режимом инсоляции. Для многих культур, выращиваемых условиях закрытого грунта в зоне рискованного земледелия, среднесуточной интенсивности красной и сине-фиолетовой части спектра обычно хватает только в ясные летние дни. Проблему недостаточной освещенности в теплицах обычно решают с помощью источников искусственного света, так называемой «досветки». В данном проекте предполагается создание научных основ и технологии изготовления полимерного фотоконверсионного покрытия для теплиц, парников и т.д. Покрытие производит фотоконверсию УФ-излучения в сине-фиолетовый свет, а зеленого и желтого света в красный свет. Задача по созданию фотоконверсионных полимерных покрытий стоит давно. Первые покрытия содержали в своем составе органические флуорофоры, основной проблемой таких покрытий было быстрое выгорание флуорофора. Позднее в качестве люминофоров начали использовать редкоземельные металлы и их соединения, часто европия. Частично решалась проблема стабильности, однако квантовый выход был невелик. На современном этапе используют квантовые точки, популярными являются пары кадмий-селен, цинк-сера и т.д. В данном исследовании мы используем наночастицы золота легированные редкоземельными металлами совместно с квантовыми точками. Наночастицы способны эффективно конвертировать УФ-излучение, часть зеленого и желтого света в синий свет и красный свет необходимый растениям. Такие частицы малотоксичны и довольно стабильны. В докладе будут детально рассматриваться физико-химические характеристики наночастиц. Нами разработана технология включения наночастиц в биоинертные паронепроницаемые фторполимерные матрицы без изменений и модификаций, причем благодаря разработанному нами экспериментальному приему наночастицы могут образовывать в фторполимерном покрытии агрегаты в виде цепочек состоящих из единичных частиц (похоже на «бусы»). Такие агрегаты в модельных экспериментах позволяют увеличивать люминесцентный выход. В докладе будут детально рассматриваться физико-химические характеристики фторполимерных покрытий содержащих наночастицы. С помощью искусственных источников освещения моделирующих солнечный свет проведены первичные испытания фотоконверсионных полимерных покрытий. Показано, что при освещении модельным солнечным светом через фотоконверсионное полимерное покрытие наблюдается заметное увеличение накопления биомассы растений. Установлено, что это связано с более эффективной работой фотосинтетического аппарата.

Работа выполнена в рамках проекта создания и развития научного центра мирового уровня «Фотоника» (проект 075-15-2020-912).

ПРИЧИНЫ ДЕГРАДАЦИИ МЕДИЦИНСКИХ ЗОНДОВ, ПРИМЕНЯЕМЫХ ДЛЯ КОАГУЛЯЦИИ И ВАПОРИЗАЦИИ ТКАНЕЙ. ОПЫТ ТЕСТОВ IN VITRO

Грищенко А.Б.*, Петров П.А., Камалиева А.Н., Харшак А.А.

*Фирма Керамоптек, г. Ливаны, Латвия
E-mail: Andrejs.Griscenko@ceramoptec.com

Компания Керамоптек, производитель заготовок и оптического волокна типа кварц/кварц, разрабатывает также ряд медицинских решений для лазерной хирургии. Решение, для лечения конкретного заболевания, включает в себя методику лучевого воздействия на требуемую ткань и соответствующий медицинский лазер, укомплектованный одноразовыми волоконными зондами. Медицинские разработки Керамоптек подразумевают непосредственный контакт обрабатываемых тканей с дистальным концом зонда. Применяемые мощности лазерного излучения составляют от единиц до сотен Ватт что достаточно, например, для быстрой коагуляции либо вапоризации тканей пациента. В качестве источников излучения, используются полупроводниковые лазеры собственного производства, излучающие в непрерывном режиме при длинах волн 980 и 1470 нм. Более подробную информацию о медицинских решениях компании Керамоптек можно найти на интернет странице материнской компании [1]. Ранее разработчиком медицинских продуктов являлось только подразделение в Бонне, но с 2019 года в Латвии, в рамках отдела развития, стали углубленно изучать и разрабатывать продукты медицинского назначения. В данной работе мы попытались обобщить некоторые результаты наблюдений за поведением, произведенных нами, медицинских зондов в экстремальных условиях использования.

Механизм деградации оптоволоконных зондов, работающих в контакте с мягкими тканями животного происхождения, начинается с попадания продуктов абляции [2] на поверхность зонда в месте выхода лазерного излучения. Содержащийся в них углерод эффективно преобразует лазерное излучение в тепло, вызывая локальный нагрев поверхности.

Увеличение температуры ведёт к усилению поглощения лазерного излучения кварцем сердцевины и дальнейшему разогреву. Создаются благоприятные условия для кристаллизации кварца на поверхности дистального конца. (Рис.1 и 3.4). В результате кристаллизации, зонд теряет прочность в местах выхода лазерного излучения. При плотностях мощности на поверхности зонда порядка 60 Вт/см^2 , локальный перегрев зондов в месте выхода излучения может достигать величины, достаточной для размягчения кварца. Вследствие этого, зонд может менять свою геометрию в оптической части (Рис.2).

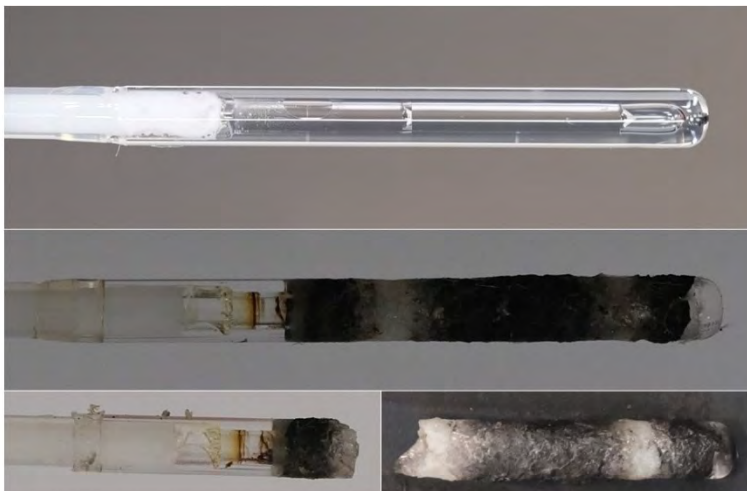


Рис. 1. Зонд для лазерного схлопывания вен. Кристаллизация и разрушение зонда по месту выхода лазерного излучения

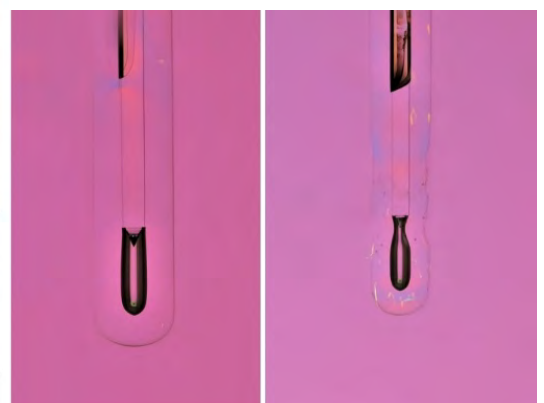


Рис. 2. Зонд для лазерного схлопывания вен. Изменение формы зонда в месте выхода лазерного излучения. Слева – новый зонд. Справа – зонд после испытаний в лаборатории

Разогрев излучающей части зонда, совместно с достаточной плотностью мощности лазерного излучения (мы оцениваем критическую плотность мощности порядка в несколько десятков кВт/см²), создаёт подходящие условия для образования плазмоида в световедущей сердцевине. Плазмоид движется в сторону источника излучения оставляя открытый (Рис.3.2), либо заваренный (Рис.3.3), капилляр, что вызывает ослабление либо разрушение дистального конца. Скорость движения плазмоида оценивается в несколько метров в секунду, что согласуется с литературными данными [3,4]. В волокнах кварц/кварц с диаметром сердцевины порядка 600 микрон, наблюдалось движение плазмоида на глубину порядка десяти миллиметров.

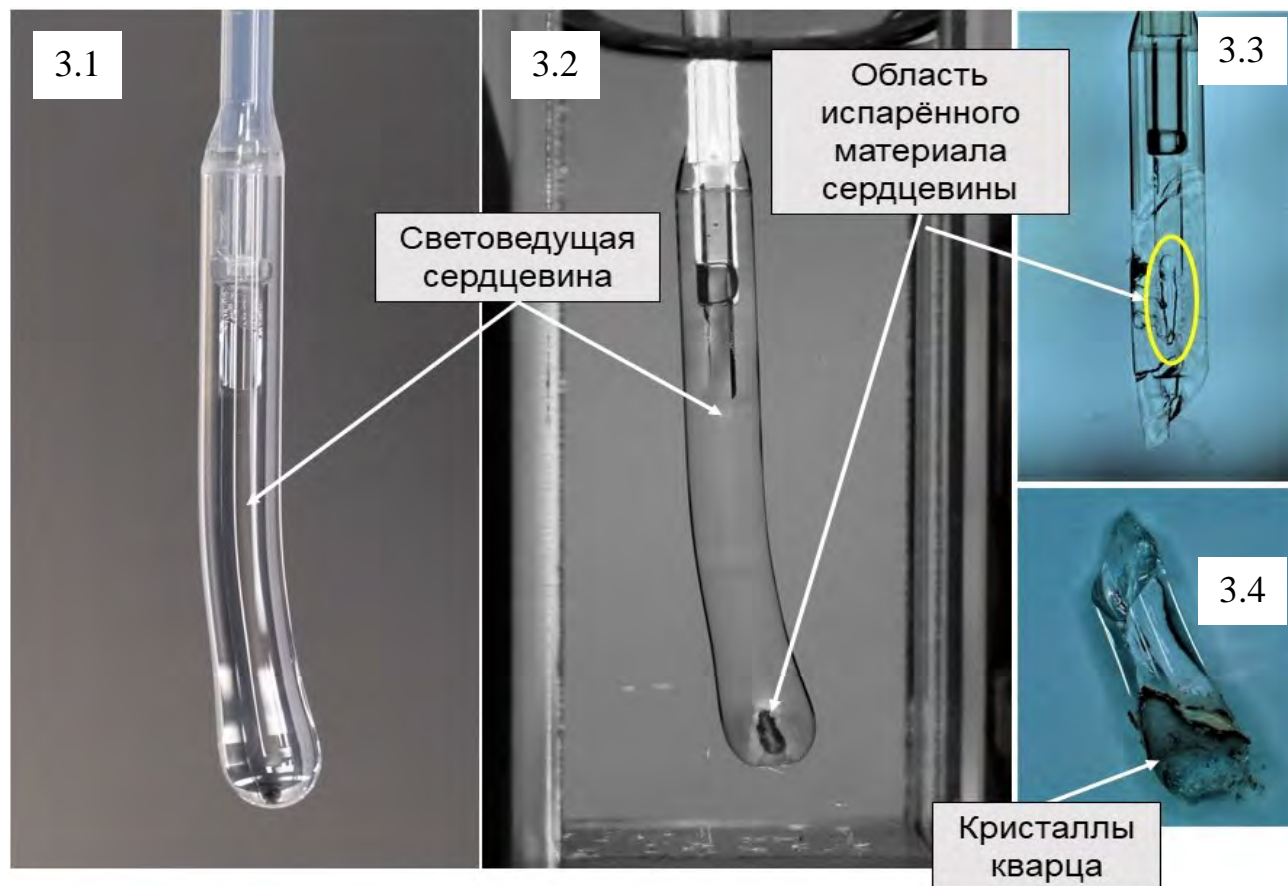


Рис 3. Зонд для лазерной вапоризации аденомы предстательной железы. 3.1 – новый зонд; 3.2 – зонд после лабораторных испытаний и травления во фтористоводородной кислоте (фотография в воде); 3.3 и 3.4 – части зонда, после разрушения плазмоидом

Разработка новых типов волоконных зондов, как и внедрение изменений в существующие медицинские решения, требует разработки оригинальных методик тестирования и всестороннего предварительного изучения продуктов «in vitro». Выявление путей и причин возникновения дефектов медицинских изделий наиболее быстро происходит в экстремальных режимах эксплуатации, переход на которые может привести к уменьшению светового потока на выходе зонда, перегреву рабочей зоны, изменению формы зонда и, в крайнем случае, физическому разрушению во время эксперимента или неправильно проводимой, медицинской манипуляции. Причинами деградации являются: карбонизация животных тканей, локальный перегрев, кристаллизация кварца на поверхности рабочей зоны зонда и образование плазмоида. Учёт данных явлений при разработке медицинских лазеров и оптоволоконных зондов, помогает создавать медицинские решения [5,6] для быстрых и безопасных манипуляций в лазерной хирургии.

Литература

1. <https://www.biolitec.com/en/start.html>
2. Neimz M.H. et al., *Laser-tissue interactions: Fundamentals and applications*. (2003)
3. Kashyap R., *Optical Express*, **21**, 6422-6441 (2013)
4. Bufetov I.A. et al., *OFC, Technical Digest, paper OThQ7* (2005)
5. Takada J. et al., *Journal of Japan Society for Laser Surgery and Medicine*, **36-4**, 440-449 (2016)
6. Nappi L. et al., *Gynecological Surgery*, **18:11**, 1-6 (2021)

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ СИЛЬНОРАССЕИВАЮЩИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД В КОРОТКОВОЛНОВОМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ПРИ ПОМОЩИ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ИОНАМИ

Поминова Д.В.^{1,2*}, Пройдакова В.Ю.¹, Романишкин И.Д.¹, Грачев П.В.^{1,2}, Рябова А.В.^{1,2}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва

²НИЯУ МИФИ, г. Москва

*E-mail: pominovadv@gmail.com

В аспекте развития ранней медицинской диагностики наиболее перспективно использовать люминесцентные методы, так как они неинвазивны, безопасны для пациентов, а также обладают рекордной чувствительностью (вплоть до уровня отдельных клеток) [1-3]. Однако, применение люминесцентных методов ограничено глубиной проникновения излучения в биологические ткани. В связи с этим, важной задачей в области люминесцентной диагностики по-прежнему остается повышение глубины и качества визуализации сильно рассеивающих биологических сред.

Недавние исследования показали, что за счет низкого рассеяния в коротковолновой инфракрасной области (КВИК, 1100 – 2000 нм, так называемые второе, 1100 – 1350 нм, и третье, 1600–1870 нм, окна прозрачности биологических тканей) можно значительно повысить глубину и чувствительность люминесцентной визуализации, а также получать люминесцентные изображения с превосходным контрастом и рекордно высоким соотношением сигнал/шум [4, 5]. Внедрение люминесцентной визуализации в КВИК диапазоне в клиническую практику затрудняется тем, что достаточно мало веществ обладают полосами поглощения и люминесценции в данном диапазоне, а их квантовая эффективность сравнительно низкая.

В рамках данной работы в качестве люминесцентных маркеров КВИК диапазона были исследованы наночастицы NaGdF₄, легированные редкоземельными ионами (РЗИ). Наночастицы были синтезированы сольвотермальным методом в олеиновой кислоте [6]. Дополнительно осуществлялось покрытие наночастиц инертной оболочкой NaYF₄ для предотвращения тушения люминесценции. Была исследована глубина биовизуализации при помощи наночастиц, легированных РЗИ, в КВИК диапазоне и проведено сравнение с глубиной визуализации в красном (люминесценция Er³⁺) и ближнем инфракрасном (люминесценция Tm³⁺) диапазонах. Экспериментальные исследования проводились на фантомах биотканей, имитирующих их рассеивающие и поглощающие свойства, а также накопление исследуемых люминофоров. Для моделирования рассеивающих свойств биологических тканей был использован раствор жировой эмульсии Липофундин®, для моделирования поглощающих свойств - эритроцитарная масса. Наночастицы помещались на разную глубину в толще фантомов, при помощи оптоволоконных спектрометров ЛЭСА-01 (Биоспек, Россия) и DWARF-Star (StellarNet, США) измерялись спектры люминесценции в видимом и ближнем инфракрасном, а также КВИК диапазонах соответственно. Использовалось непрерывное и импульсно-периодическое возбуждение. Полосы люминесценции РЗИ ионов Er³⁺, Tm³⁺ и Ho³⁺ в КВИК диапазоне были использованы как для биовизуализации, так и для бесконтактной термометрии по отношению интенсивностей люминесценции нескольких ионов за счет температурной зависимости вероятности нерезонансной фонон-опосредованной передачи энергии [7]. Такой подход позволяет проводить оценку температуры биологических тканей не только на поверхности, но и в толще.

Было показано, что при использовании красной люминесценции ионов Er³⁺ удастся уверенно детектировать люминесцентный сигнал для глубины до 6 мм. Использование импульсно-периодического возбуждения позволяет повысить глубину зондирования до 12 мм. Использование полос люминесценции РЗИ в КВИК диапазоне позволяет увеличить глубину зондирования в 1.5 раза, при этом интенсивность сигнала остается достаточной для детектирования температуры спектроскопическими методами.

Таким образом, использование наночастиц, легированных РЗИ позволяет повысить качество и глубину оптической визуализации сильно рассеивающих биологических сред. Бесконтактное определение температуры позволяет проводить мониторинг физиологических изменений, которые связаны с гиперметаболизмом и гиперваскуляризацией и создают источник тепла с более высокой

температурой. Использование бесконтактной термометрии по люминесценции РЗИ позволит дополнительно получать информацию о функциональном состоянии исследуемых биотканей. Увеличение глубины зондирования и получение дополнительной информации о физиологических изменениях, происходящих в биотканях при развитии различных патологий имеет большую фундаментальную значимость в аспекте исследования процессов прогрессии как онкологических, так и других заболеваний (например, сердечно-сосудистых заболеваний, диабета и сопутствующих патологий).

Работа выполнена в рамках государственного задания на фундаментальные научные исследования государственных академий наук на 2013-2021 годы (тема «Физические методы в медицине и биологии» № 0024-2019-0003).

Литература

1. Santos H.D. A., et al, *Adv. Funct. Mater.* 28, 1803924 (2018)
2. Li Y.B. et al, *Adv. Healthcare Mater.* 6, 1601231 (2017)
3. Ozawa T. et al, *Anal Chem.* 85(2), 590-609 (2013)
4. Hong G. et al, *Nat Photon*,8,723–730 (2014)
5. Bruns O.T. et al, *Nat. Biomed. Engineering*, 1, 0056 (2017)
6. Liu J. et al, *Nanoscale*, 9, 91-98 (2017)
7. Sekiyama S. et al, *Scientific reports* 8, 16979 (2018)

ИССЛЕДОВАНИЕ IN VITRO ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРОВ НА ОСНОВЕ ВОДОРАСТВОРИМЫХ ПРОИЗВОДНЫХ СИНТЕТИЧЕСКИХ БАКТЕРИОХЛОРИНОВ

Меерович Г.А.^{1,2}, Ахлюстина Е.В.², Каршиева С.Ш.^{3,5}, Макарова Е.А.⁴,
Романишкин И.Д.¹, Бармашов А.Е.³, Барышникова М.А.^{2,3}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва

²НИЯУ МИФИ, г. Москва

³НИИ ЭДнТО «НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина» Минздрава России, г. Москва

⁴ГНЦ «НИОПИК», г. Москва

⁵Лаборатория биотехнологических исследований «3Д Биопринтинг Солюшенс», г. Москва

*E-mail: katya_ahlyustina@mail.ru

Фотосенсибилизаторы на основе водорастворимых производных синтетических бактериохлоринов обладают рядом важных свойств: высокой экстинкцией в «спектральном окне прозрачности» биоткани, водорастворимостью, стабильностью химического состава, простотой синтеза и высоким технологическим выходом при использовании доступного сырья. Поликатионные синтетические бактериохлорины (БХ) благодаря своим свойствам продемонстрировали высокую эффективность фотодинамической инактивации грамположительных и грамотрицательных бактерий в планктонном состоянии и биоплеках.

В настоящей работе изучены фотофизические параметры тетракатионного БХ ((3-РyBrE)₄VCBr₄), октакатионного БХ ((3-РyEPy)₄VCBr₈) и электронейтрального БХ на основе цвиттер-иона ((3-РyBS)₄VC) в широком диапазоне концентраций (0,06-0,01 мМ): интенсивности и формы спектра основной полосы поглощения; интенсивности, формы спектра и излучательного времени жизни основной полосы флуоресценции. Была также оценена (по спаду интенсивности флуоресценции) скорость фотодеградации этих соединений.

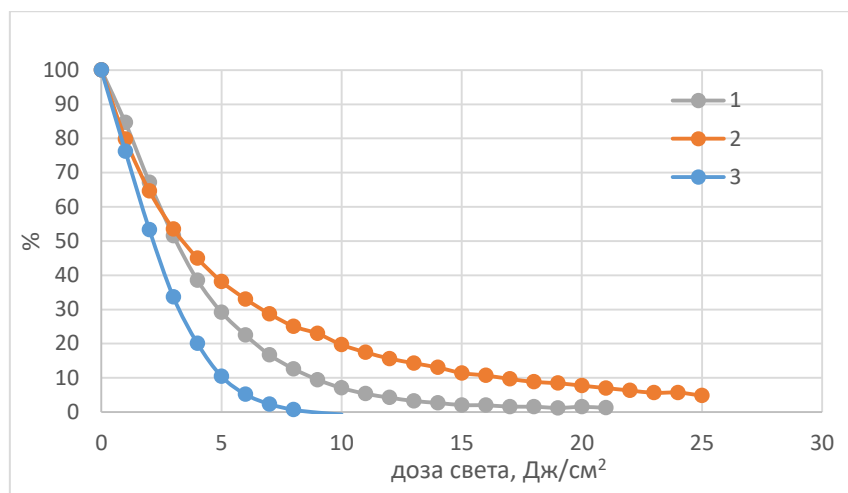


Рис. 1. Скорость фотодеградации БХ при концентрации 0.03 мМ в процентах от первоначальной интенсивности образца в зависимости от дозы поглощенного света для: 1-(3-РyBrE)₄VCBr₄, 2-(3-РyEPy)₄VCBr₈, 3-(3-РyBS)₄VC

Фотодинамические свойства соединений в качестве противоопухолевых фотосенсибилизаторов изучались *in vitro* с использованием МТТ-теста при облучении светодиодным источником с плотностью мощности около 20 мВт/см² и длиной волны излучения 760 нм. Плотность дозы облучения составляла 12 Дж/см², время инкубации культуры с фотосенсибилизаторами 30 и 60 мин. Исследования проводились на культурах опухолевых клеток рака легкого LLC и A549.

Получены данные о фототоксичности изучаемых фотосенсибилизаторов в зависимости от заряда их молекул.

Работа поддержана РФФИ и NSFB (билатеральный проект RFBR#20-52-18008, BNSF# KP-06-Russia/9-2020).

ИЗМЕРЕНИЕ СИГНАЛОВ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Ушаков Н.А.*, Маркварт А.А., Лиокумович Л.Б.

Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург

**E-mail: n.ushakoff@spbstu.ru*

Мониторинг пульсовой волны широко используется для диагностики сердечно-сосудистых заболеваний, сахарного диабета и других проблем со здоровьем, поскольку он обеспечивает точную и достоверную оценку жесткости артерий [1]. Наиболее прямыми и точными способами измерения сигнала пульсовой волны (ПВ) и скорости пульсовой волны являются дренажные катетеры, которые, однако, являются инвазивными и поэтому не могут быть широко распространены. Измерение пульсовой волны используется в различных коммерческих приборах и широко исследуется в научной литературе с использованием новых датчиков, в том числе волоконно-оптических, преимуществами которых является электромагнитная нейтральность, отсутствие электрических токов в чувствительном элементе и достижимые высокая точность и разрешающая способность [2].

Основной целью данной работы является разработка методов измерения сигналов пульсовой волны различными волоконно-оптическими чувствительными элементами и их последующее сравнение. Для оценки их эффективности необходимо разработать метод оценки качества демодулированных сигналов пульсовой волны.

Оптическая когерентная томография (ОКТ) является одним из наиболее известных подходов биомедицинской визуализации, позволяющим получать трехмерные изображения тканей. Основным этапом ОКТ-визуализации является регистрация так называемого А-скана, рассчитываемого как преобразование Фурье измеренного спектра отраженного оптического сигнала [3], при этом 2-х и 3-х мерные изображения вычисляются путем объединения А-сканов.

При использовании оптической когерентной томографии для измерения сигналов ПВ (рисунок 2.4), основные пики отражения располагаются на глубине 230-260 мкм и соответствуют границе между эпидермисом и дермой. Учитывая, что показатель преломления эпидермиса составляет около 1,42 [4], положение пика соответствует типичной ширине эпидермиса около 150-200 мкм, из-за большого отличия показателя преломления дермы (около 1,36), относительно сильное отражение происходит на этой границе. Другими словами, изменение фазы отраженной световой волны можно отслеживать благодаря смещению границы между эпидермисом и дермой, которое вызвано пульсовой волной.

Многомодовое волокно на оконечности ОКТ зонда использовано для снижения потерь света, возникающих из-за дифракционной расходимости при распространении в исследуемых тканях. За счёт большего диаметра излучения на выходе многомодового волокна (использовалось градиентное волокно с диаметром сердцевины 50 мкм, в котором возбуждалась главным образом основная мода), дифракционная расходимость снижалась, и большая доля отражённого света захватывалась волокном.

Другими подходами, использованными в данной работе для измерения сигналов пульсовой волны, были волоконный интерферометр Фабри-Перо (ИФП) [5], волоконная брэгговская решетка (ВБР) и межмодовый интерферометр с одномодовым подключением (МИОП) [6].

Интерферометрические сигналы регистрировались при помощи установки, схематично показанной на рисунке 1, состоящей из спектрометра Ibsen I-MON USB512 (интервал измерения спектра 1,51 – 1,595 мкм, переменное время интегрирования от 10 до 100 мкс, частота измерения спектров до 3 кГц) и суперлюминисцентного диода Exalos EXS210066-01 (выходная мощность до 5 мВт,

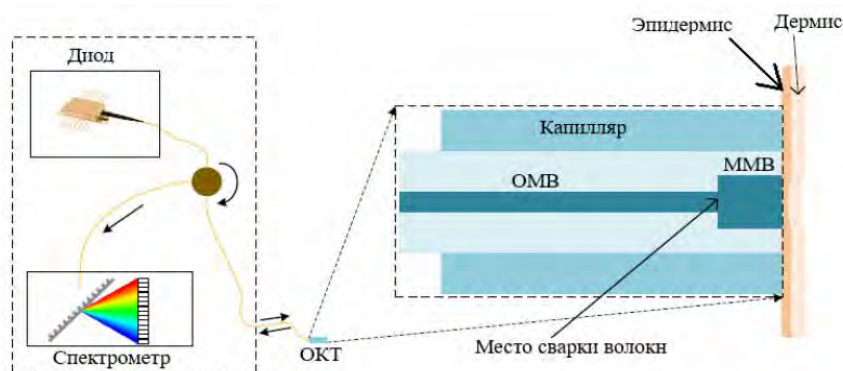


Рис. 1. Схематичное изображение принципа измерения пульсовой волны при помощи оптической когерентной томографии

центральная длина волны 1,55 мкм, ширина спектра 160 нм), установленных на плате драйвера Exalos EBD5000. Оптический циркулятор использовался для направления света, отраженного в чувствительных элементах, на спектрометр и предотвращения обратного отражения на диод.

Сигнал с волоконной брэгговской решетки демодулировался путем аппроксимации измеренных спектров гауссовыми функциями. Демодуляция сигналов датчиков на основе интерферометра Фабри-Перо, межмодового интерферометра и ОКТ проводилась с использованием расчета фазы на основе быстрого преобразования Фурье, как это часто делается в случае спектральной интерферометрии [5].

После вышеупомянутой обработки интерференционных сигналов были получены сигналы пульсовой волны, измеренные четырьмя датчиками. Сравнение характеристик датчиков проводилось по следующим метрикам качества сигнала пульсовой волны: отношение сигнал/шум (ОСШ); процент успешно найденных сигнальных признаков (ПСП), таких как пики и провалы в сигнале пульсовой волны; коэффициент корреляции отрезков сигнала пульсовой волны (ККПВ), соответствующих различным ударам сердца.

Таблица 1. Сравнение метрик качества сигналов пульсовой волны для разных чувствительных элементов

	ИФП	ВБР	ОКТ	МИОП
ОСШ, дБ	65	30	69	40
ПСП, %	99	95	100	78
ККПВ, о.е.	0,91	0,96	0,96	0,81

На основе полученных результатов можно сделать выводы, что наиболее приемлемым способом для измерения сигналов пульсовой волны является датчик с использованием оптической когерентной томографии. Данный датчик явно лидирует по всем показателям, сферой его применений могут быть медицинские исследования, долговременные измерения пульсовой волны и другие области здравоохранения, требующие высокой точности измерений.

Литература

1. *M.Peltokangas et al, IEEE J. Biomed. Heal. Informatics 21, 142–149 (2017)*
2. *R.Correia et al, J. Opt., 20, 073003 (2018)*
3. *R.A.Leitgeb, Biomed. Opt. Express 10, 2177 (2019)*
4. *H.Ding et al, Phys. Medicine Biol. 51, 1479–1489 (2006)*
5. *N.A.Ushakov, A.A.Markvart and L.B.Liokumovich, IEEE Sens. J. 20, 11302–11312 (2020)*
6. *S.Silva et al, Meas. Sci. Technol. 22, 085201 (2011)*

НОВЫЕ ПОДХОДЫ К ТЕРАНОСТИКЕ ХОЛАНГИОЦЕЛЛЮЛЯРНОГО РАКА СПЕКТРАЛЬНО-ФЛУОРЕСЦЕНТНЫМИ МЕТОДАМИ

Яковлев Д.В.^{1,2}, Фаррахова Д.С.², Ширяев А.А.³, Эфендиев К.Т.^{2,4}, Лощенов М.В.²,
Решетов И.В.³, Лощенов В.Б.^{2,4}

¹Институт биоорганической химии им. академиков М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова Российской академии наук, Москва 117997, Россия

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва 119991, Россия

³Университетская клиническая больница № 1, Онкологический центр, Первый Московский государственный медицинский университет им. И.М. Сеченова (Сеченовский университет) Минздрава России, Москва, 119991, Россия

⁴Национальный Исследовательский Ядерный Университет НИЯУ МИФИ, Москва, 115409, Россия

Цель: Онкологические заболевания в настоящее время являются одной из главных проблем здравоохранения, во всех развитых и многих развивающихся странах мира и одной из основных причин смертности и инвалидности населения. На сегодняшний день актуальной является задача определения границ опухолевой ткани, а также новообразований малых размеров. Наша группа разработала принципиально новый подход флуоресцентной интраоперационной навигации холангиоцеллюлярного рака при помощи оптического волокна с боковым облучателем.

Материалы и методы: В качестве фотосенсибилизаторов были использованы препараты на основе хлорина еб с коммерческими названиями «Радахлорин», «Фотолон», «Фоторан». Для регистрации флуоресцентного сигнала использовалась видеофлуоресцентная система для эндоскопии УФФ-630/675-01 и спектроскопическая система ЛЭСА-01-БИОСПЕК, а также модифицированный световод с боковым облучателем.

Результаты: Была отмечена прямая корреляция между спектроскопическим и видеофлуоресцентным методами диагностики. Эффективность одного сеанса терапии оценивалась по снижению интенсивности флуоресцентного сигнала в области патологии после облучения. Продемонстрирована прямая корреляция между фотобличингом фотосенсибилизатора и регрессией стриктуры.

Выводы: Методика показала возможность ранней диагностики раковых заболеваний желчных протоков, что позволит избежать обширной резекции тканей, которая ухудшает качество жизни пациента из-за сложной анатомии гепатобилиарной системы. Кроме того, данный подход к диагностике опухолей позволит снизить высокую смертность онкологических больных.

КОМПЛЕКСНАЯ СИСТЕМА МОНИТОРИНГА ПРОТЯЖЕННОЙ ИНФРАСТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, ГРАДИЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРЫ И РАСТЯЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

**Бухарин М.А.^{1*}, Спиридонов Е.П.¹, Филютич Е.А.¹, Остапенко Д.А.², Нуруллин А.А.²,
Трещиков В.Н.¹**

¹ООО «Т8 Сенсор», г. Москва

²ООО «Инкаб», г. Пермь

*E-mail: buharin@t8.ru

В мониторинге нефте- и газопроводов, транспортной и энергетической инфраструктуры, а также в геофизических применениях одними из наиболее актуальных задач являются обнаружение и классификация виброакустических и температурных воздействий вблизи протяженных объектов критической инфраструктуры для обнаружения и предотвращения на них аварийных ситуаций, контроля активности и технологических процессов [1]. Для решения этих задач свою эффективность показали распределенные оптоволоконные датчики вибраций (DAS), температуры (DTS) и растяжений (DSS). Однако установка одновременно трех отдельных систем (DAS, DTS и DSS) является технически сложным и зачастую экономически недоступным решением.

В настоящей работе представлены результаты разработки и применения нового поколения распределенных оптоволоконных датчиков вибраций, измеряющих градиенты температуры и растяжения оптического волокна (DdTSS) на основе анализа рассеяния Релея. Показана дальность работы системы на расстояниях до 75 км (бюджет оптических потерь до 15 дБ) с пространственным разрешением до 10 м, временем обновления информации о градиентах температуры или растяжения 1 секунда с точностью измерения не хуже 0.1°C [2, 3].

Указанный функционал открывает возможности при помощи лишь одной системы осуществлять мониторинг широкого класса технологических процессов на нефте- и газопроводах, нефте- и газодобывающих скважинах, высоковольтных линиях электропередач, объектах транспортной инфраструктуры, а также производить геофизический мониторинг.

В работе представлены результаты применения комплексной системы мониторинга на эксплуатируемых объектах с указанием чувствительности, дальности работы и классов фиксируемых событий. Предоставлены результаты мониторинга высоковольтных линий электропередач на предмет локализации короткого замыкания и удара молнии, локализации и измерения эоловой вибрации и низкочастотных (<2 Гц) вибраций проводов, а также момента отрыва гололедно-изморозевых отложений с использованием одновременно каналов вибрации и градиента температуры и растяжения. Представлены результаты мониторинга волоконно-оптических кабелей с различной глубиной залегания (имитация процесса эрозии почвы) на основе анализа суточных колебаний температуры.

Помимо этого, представлены результаты экспериментов с растяжением оптического волокна, встроенного в грозозащитный трос и фазный провод в полевых условиях с контролем температуры, а также независимым измерением абсолютного растяжения оптического волокна. В работе предоставлены результаты сравнительных испытаний разработанной комплексной системы DdTSS на основе анализа рассеяния Релея с прибором DSS на основе рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.

Литература

1. Бухарин М.А. и др., *Фотон-экспресс*, 2, 14-19 (2019)
2. Nikitin S.P. et al, *Laser Physics*, 28(8), 085107 (2018)
3. Лукашова Т.О. и др., 50, 9 (2020)

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ К РАСПОЗНАВАНИЮ СИГНАЛОВ С ОПТОВОЛОКОННЫХ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ДАТЧИКОВ ВИБРАЦИЙ

Бухарин М.А.*, Прокопенко С.В., Гуртовой К.В., Калашев О.Е.

ООО «Т8 Сенсор», г. Москва

*E-mail: buharin@t8.ru

В мониторинге протяженных объектов критической инфраструктуры (таких как железные дороги, нефте- и газопроводы) одними из наиболее актуальных задач являются обнаружение и классификация утечек, врезок и несанкционированной активности вблизи объекта мониторинга для предотвращения аварийных ситуаций. Для решения этих задач свою эффективность показали распределенные оптоволоконные датчики вибраций (DAS), способные обеспечивать наблюдение за объектами длиной до 100 км с помощью одного опрашивающего устройства [1-3].

Обязательным пунктом при решении указанных задач является не только детектирование сигнала, но и его классификация, которая на практике осложняется рядом факторов. К таким негативно воздействующим факторам относятся: большое количество классов событий или типов источников виброакустических воздействий (до 10 и более, учитывая классы шумов и внешних помех), низкое отношение сигнал/шум из-за высокого естественного уровня вибраций от анализируемой инфраструктуры (трубопровод, железная дорога, ограждение), а также необходимости фиксации целевых классов событий с высокой чувствительностью и на дальностях до 100 км вдоль объекта мониторинга [3-5]. Задача классификации также осложняется малыми отличиями в сигналах от разных типов источников виброакустических воздействий.

В настоящей работе представлены результаты применения методов машинного обучения для решения задачи классификации сигналов для мониторинга нефте- и газопроводов, а также железнодорожного транспорта. Примененный классификатор на основе искусственной нейронной сети обладает большой обобщающей способностью и является легко масштабируемым в сторону увеличения количества классов событий или типов источников виброакустических воздействий. На практике показано использование до 15 различных классов событий с использованием вычислительных мощностей промышленных компьютеров портативного формата (менее 1U, 19") с производительностью до 100 Гфлопс для обработки данных со 100 км (более 60 тыс. пространственных каналов DAS).

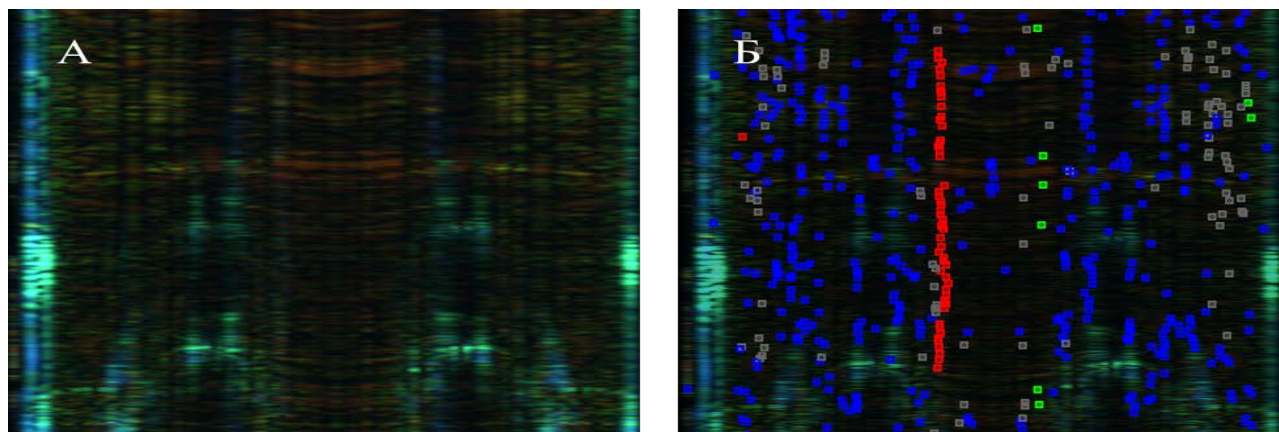


Рис. 1. Распознавание слабой утечки жидкости из трубопровода (20 бар, 2 мм², 1.5 м до волоконно-оптического кабеля). (А) – исходный сигнал, (Б) – результат распознавания (красный – утечка, зеленый – утечка на большом расстоянии, синий – промышленные помехи, серый – неклассифицированные шумы)

Помимо этого, методы машинного обучения, основанные, в частности, на использовании искусственных нейронных сетей, позволяют добиться одновременно высокой чувствительности (см. параметры распознавания на Рис. 1), обобщающей способности системы распознавания и низкого количества ложных срабатываний (на уровне менее 2-5% на протяженных объектах).

Указанные обобщающая способность, масштабируемость и высокая производительность использованных методов анализа виброакустических сигналов с DAS с помощью машинного обучения делают их более эффективным для практического применения, чем широко распространённые алгоритмические методы с описанием модели виброакустического сигнала, сценариев, статистических параметров сигнала и адаптивных порогов. В работе представлены результаты применения классификаторов с использованием нейронных сетей на эксплуатируемых объектах нефтегазовой отрасли.

Литература

1. Nikitin S.P. et al, *Laser Physics*, **28(8)**, 085107 (2018)
2. Лукашова Т.О. и др., **50**, 9 (2020)
3. Бухарин М.А., Шишков К.В., *Железнодорожный транспорт* **4**, 58-59 (2020)
4. Бухарин М.А. и др., *Фотон-экспресс*, **2**, 14-19 (2019)
5. Бухарин М.А. и др., *Автоматика. Связь. Информатика*, **9**, 8-10 (2019)

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВЫХ ШУМОВ ЛАЗЕРА НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОГЕРЕНТНЫХ РЕФЛЕКТОМЕТРОВ РЭЛЕЯ С УСРЕДНЕНИЕМ СИГНАЛА

Фомиряков Э.А.^{1,2*}, Харасов Д.Р.^{3,1}, Никитин С.П.^{1,4}, Наний О.Е.^{1,2}, Трещиков В.Н.^{1,5}

¹Группа компаний Т8, г. Москва

²МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

³Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

⁴ООО «ФемтоВижн», г. Москва

⁵ФИРЭ РАН им А.В.Котельникова, г. Фрязино

*E-mail: fomiryakov@t8.ru

Фазочувствительные (когерентные) оптические рефлектометры рассеяния Рэлея в оптическом волокне (Ф-OTDR, COTDR) широко применяются как распределенные датчики виброакустических воздействий [1, 2] и температуры [3] для мониторинга и охраны протяженных объектов.

Чувствительность Ф-OTDR принципиально ограничена шумами фазы/частоты лазера [4]. Наиболее часто встречающимися типами шумов частоты лазера являются белый шум (определяющий мгновенную ширину линии лазера), фликкер-шум и случайный дрейф частоты оптической несущей [4,5]. Для измерения фазо-частотных шумов обычно используют методы гетеро- и автогетеродинамирования, а для численной характеристики шумов – спектральную плотность шума и/или дисперсию Аллана частоты [4-6]. Дисперсия Аллана описывает разброс относительных приращений случайной величины, усредненной на характерном временном интервале τ , и является надежно измеряемой в эксперименте величиной.

В данной работе исследуется влияние фазовых шумов лазера, используемого в рефлектометре, на дисперсию Аллана интенсивности рефлектограммы с целью получить оценку для предела чувствительности рефлектометра, достижимого методом усреднения последовательно измеренных рефлектограмм (или иного способа, связанного с цифровой фильтрацией сигнала рефлектометра). В силу случайного характера сигнала Ф-OTDR (т.е. рефлектограммы) в такой анализ необходимо включить сигналы от многих точек вдоль волокна. Для этого относительную дисперсию Аллана интенсивности рефлектограммы можно усреднить на участке волокна с длиной много больше длины рассеяния зондирующего импульса:

$$\langle \sigma_I^2(\tau) \rangle = \frac{\langle [I_{n+1}(z) - I_n(z)]^2 \rangle}{\langle I_n(z)^2 \rangle} / 2.$$

Здесь $I_n(z)$ – среднее за время τ n -ое значение интенсивности рефлектограммы в точке волокна z , верхняя черта означает усреднение по n , а угловые скобки – усреднение вдоль длины. Обратная величина $ОСШ_A(\tau) = 1/\langle \sigma_I^2(\tau) \rangle$ характеризует отношение сигнала к шуму в последовательности рефлектограмм, усредненных за время τ . Последняя величина имеет наглядный, практически понятный смысл, и поэтому именно она используется при дальнейшем обсуждении результатов.

В данной работе для численной оценки влияния фазовых шумов разного характера на $ОСШ_A$ использована ранее разработанная нами модель сигнала когерентного рефлектометра, включающая в себя шумы лазерного излучения [5]. Результаты моделирования представлены прямыми линиями на рис.1. Три сплошные наклонные линии в левой части рис.1 относятся к моделям лазера с различными уровнями белого шума частоты, соответствующим мгновенным ширинам линии 1, 10, 200 кГц при стабильной частоте несущей, а две штрихпунктирные линии справа в правой – к моделям лазера с нулевым уровнем белого шума, но с линейными уходами частоты 100 кГц/с и 1 МГц/с.

Видно, что если основным шумом лазера является белый шум частоты, то чувствительность Ф-OTDR можно улучшить усреднением последовательно измеренных рефлектограмм, что используется при измерении медленных воздействий на волокно. Такой сценарий возможен, например, при использовании лазеров с привязкой частоты к частоте моды внешнего высокостабильного резонатора [7] или к оптической частоте молекулярного перехода [8]. Однако, если частота несущей лазера дрейфует, то улучшение чувствительности рефлектометра методом усреднения сигнала имеет предел, зависящий от скорости частотного дрейфа. В частности, при использовании когерентного рефлектометра компании «Т8 Сенсор» [4] и одиночных зондирующих импульсов длительностью $T = 200$ нс сдвиг частоты несущей на $1/T \sim 5$ МГц между последовательными рефлектограммами

приводит к полной декорреляции между ними [9]. При используемой в данной работе частоте зондирования 1 кГц такой дрейф частоты настолько велик, что на практике не встречается. Тем не менее, и более медленные уходы частоты приводят к ограничениям метода усреднения рефлектограмм, что находит отражение в описываемой модели и подтверждается экспериментально.

Табл.1. Результаты эксперимента и характеристики используемых лазеров

Обозначение	Лазер	Ширина линии [5, 6], кГц	Линейный дрейф частоты [5], МГц/с	Оптимальное время усреднения по ОСШ _A , τ_{max} , с
INV	"Inversion Fiber"	<0,1	0,3	~0,005
RIO	"RIO Orion"	2,0	0,5	0,07
CLA	"Wavelength References Clarity"	300	<0,1	0,15; >2
OEW	"OE Waves OE4023"	<0,1	0,5	0,015

Экспериментальные результаты измерений ОСШ_A интенсивности, измеренные на первых километрах волокна, где фазовые шумы являются преобладающими, представлены также на рис.1. Интересно, что сравнение модельных и экспериментальных данных позволяет оценить как мгновенную ширину линии (т.е. интенсивность белого шума частоты), так и линейный дрейф частоты тестируемых лазеров (см. таблицу 1, в которой указаны оптимальные времена усреднения и результаты прямых измерений шумовых параметров, полученные ранее методами гетеро- и автогетеродинамирования [4,5]). Оценка ширины линии для лазеров с шириной линии >1 кГц с помощью ОСШ Аллана в сигнале рефлектометра показывает вполне сопоставимые значения, что нельзя сказать о лазерах с шириной линии менее 100 Гц. Это расхождение можно объяснить влиянием фликкер-шума частоты, относительных шумов интенсивности лазера и шумов электроники в приемном тракте, не учтенных при моделировании. Значения линейного дрейфа частоты во всех случаях показывают хорошее совпадение с прямыми измерениями. Также именно оно определяет оптимальное время τ_{max} для усреднения рефлектограмм.

Из данных, представленных на рис.1, видно: выбор оптимального τ_{max} позволяет увеличить чувствительность Ф-ОТДР на 10 – 20 дБ для лазеров, используемых в данном эксперименте. Особенность ОСШ Аллана для лазера CLA, проявляющаяся как рост при временах более 1 с, может быть связана с особенностями стабилизации частоты лазера.

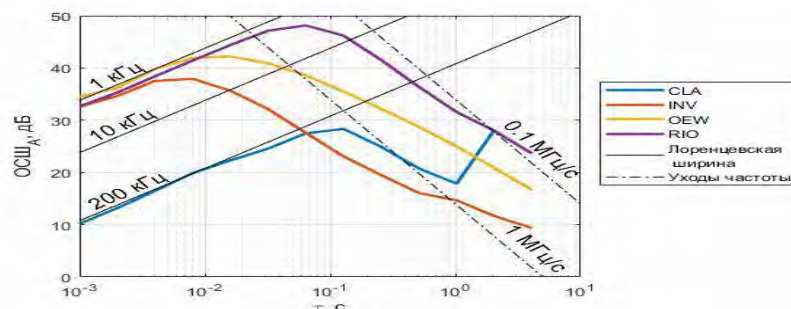


Рис.1. ОСШ Аллана интенсивности рефлектограммы для лазеров с различными уровнями шумов частоты

Представлены результаты численного моделирования и экспериментальных измерений влияния фазовых шумов разного типа на дисперсию Аллана сигнала рефлектометра. Установлены пределы улучшения чувствительности когерентных рефлектометров методом усреднения принимаемого сигнала, а также определены оптимальные времена усреднения сигнала рефлектометра при использовании нескольких лазеров разного типа. Данные результаты важны для понимания пределов улучшения точности и чувствительности когерентных рефлектометров при обнаружении медленных воздействий, таких как изменения температуры и квазистатические деформации. Кроме того, полученные результаты важны при выборе лазеров для когерентных рефлектометров.

Литература

1. Hartog A.H. *An introduction to distributed optical fiber sensors*, CRC press (2017)
2. Shatalin S.V., Treschikov V.N., Rogers A J. *Appl. Opt.* **37**(24), 5600-5604 (1998)
3. Koyamada Y. et al. *IEICE transactions on communications.* **89**(5), 1722-1725 (2006)
4. Nikitin S.P. et al. *J. of Lightwave Technol.* **38**(6), 1446-1453 (2019)
5. Fomiryakov E.A. et al. *J. of Lightwave Technol.* (2021) doi.org/10.1109/JLT.2021.3082263
6. Ishida O.J. *J. of Lightwave Technol.* **9**(11), 1528-1533 (1991)
7. Drever R.W.P. et al. *Appl. Phys.* **31**, 97-105 (1983)
8. Gilbert S.T. et al. *NIST special publication.* **260**, 137 (1999)
9. Mermelstein M.D. et al. *Opt. Lett.* **26**(2), 58-60 (2001)

ФАЗО-ЧАСТОТНАЯ КОГЕРЕНТНАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ АБСОЛЮТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Яцеев В.А.*, Бутов О.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

**E-mail: yatseev@gmail.com*

Волоконно-оптические распределенные системы позволяют проводить измерения таких физических величин, как температуры, деформация вдоль многокилометровых длин оптоволоконных кабельных линий благодаря чему находят применение в различных областях измерительной техники: скважинный мониторинг [1], мониторинг трубопроводов [2], железнодорожного полотна [3], защиты периметра [4] и пр. В некоторых применениях необходимо лишь качественно зафиксировать факт воздействия на оптическое волокно, но в большинстве случаев необходимо количественное измерение физической величины.

В настоящей работе предложен фазо-частотный метод для проведения абсолютных измерений в оптическом волокне с искусственными слабыми отражателями [6]. В качестве слабых отражателей часто используются слабые брэгговские решетки [5]. В нашей работе в качестве таких отражателей предлагается использование искусственных дефектов без периодической структуры.

Отрезок оптического волокна с отражателем представлен на рис. 1.

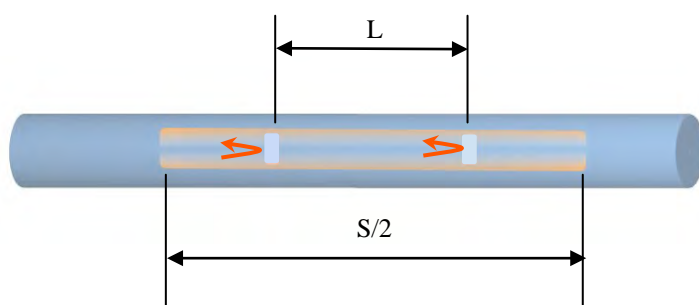


Рис. 1. Соотношение длины светового импульса $S/2$ и расстояния между отражателями L

Искусственные отражатели для нормализации отклика системы измерительной системой, были индуцированы в волокне с помощью фемтосекундной лазерной установкой. Дефект представлял собой поперечный штрих, записанный по диаметру сердцевины. Характерное расстояние между дефектами составляло $L \sim 10$ м.

Схема установки показана на рис. 2 и представляет собой классическую схему когерентного рефлектометра в которой в качестве источника излучения используется сканирующий по частоте лазер.

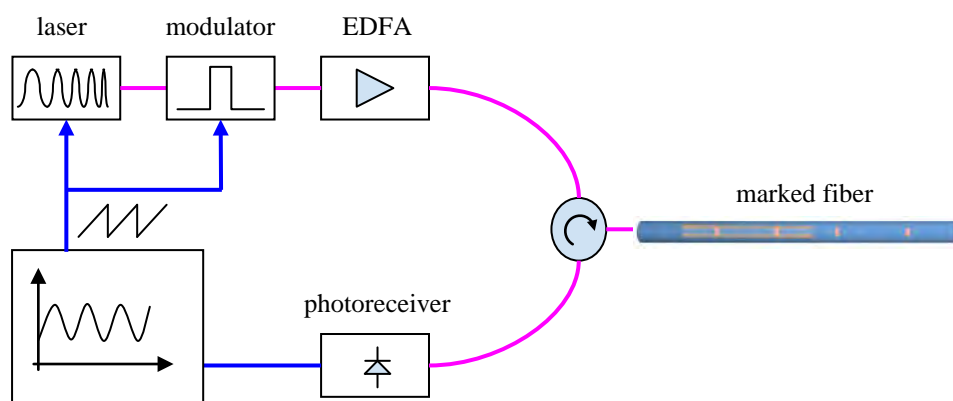


Рис. 2. Оптическая схема рефлектометра

Лазер медленно изменяет оптическую частоту по линейному закону, смещая лазерную линию генерации на 600 МГц. В оптоволокно с помощью модулятора посылаются короткие зондирующие импульсы с частотой несколько кГц, оцифровка производилась при частоте 100 МГц.

С одного участка волокна, соответствующий расположению отражателей, получаем интерферометрический сигнал биений (см. рис. 3).

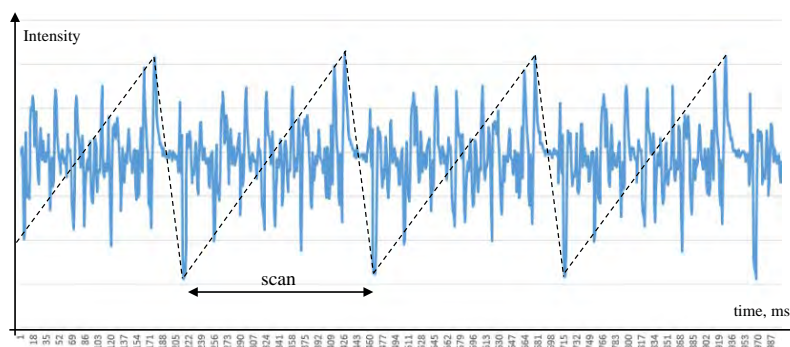


Рис. 3. Сигнал биений, наблюдаемый в процессе сканирования лазером по длинам волн

При изменении базы интерферометра (расстоянию между отражателями) наблюдаются два процесса: изменение частоты биений и сдвиг интерференционных полос.

Таким образом, для нулевых частот (статического случая) мы измеряли расстояние между отражателями в абсолютных значениях методом OFDR [7] по частоте биений, и проводили измерение относительных смещений с помощью фазовых методов OTDR [8]. Комбинируя результаты этих измерений, мы получили абсолютную величину наблюдаемых изменений в полном диапазоне частот.

Однако при интерферометрической базе в несколько метров и для малого диапазона перестройки частот лазера, частотный метод обладает погрешностью на несколько порядков превышающих фазовый метод. Для улучшения точности измерения абсолютных значений был предложен метод «умного» усреднения, при котором заданный разброс значений OFDR усредняется гладкой линией, полученной с помощью более точного, но не обеспечивающего абсолютную величину при измерении фазовым методом. Таким образом, уменьшается погрешности измерения и улучшается время отклика системы на внешние воздействия [9].

Литература

1. Daley T.M. et al, *Alabama. Geophysical Prospecting*, October, **64**(5), pp. 1318–1334 (2015)
2. Tejedor J. et al, *J. Lightwave Technol.*, **36**, 1052–1062 (2018)
3. Peng F. et al, *IEEE Photonics Technology Letters*, **26**(20), pp. 2055–2057 (2014)
4. Juarez J.C. et al, *Journal of Lightwave Technology* **23**, pp. 2081–2087 (2005)
5. Stepanov K.V. et al, *Sensors*, **20** (22), 6431 (2020)
6. Yatseev V. et al, *Results in Physics*, **19**, 103485, (2020)
7. Jingjing, X. et al, *IEEE Photonics Journal*, May, **11**, n. 3 (2019)
8. Muanenda, Y., *Journal of Sensors*, **23**, p 1(2018)
9. Yatseev V. et al, *Proc. SPIE 11772, Optical Sensors 2021*, 1177215

СРАВНЕНИЕ РАБОТЫ КОГЕРЕНТНОГО ДУХИМПУЛЬСНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА С ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ С ЛАЗЕРАМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Бенгальский Д.М.^{1*}, Харасов Д.Р.^{1,2}, Фомиряков Э.А.^{1,3}, Наний О.Е.^{1,3}, Никитин С.П.¹,
Трещиков В.Н.^{1,4}

¹Группа компаний Т8, г. Москва

²Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный

³МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

⁴Фирма РАН им. В.А. Котельникова, г. Фрязино

*E-mail: bengalskiy@t8.ru

Импульсные фазочувствительные оптические рефлектометры на основе эффекта рэлеевских рассеяния света в оптическом волокне (Ф-ОТDR) [1] широко используются в качестве распределенных акустических и температурных датчиков для мониторинга и охраны протяженных объектов (например, трубопроводы, линии электропередач) и всё чаще для геофизических применений [2] (например, для вертикального сейсмического профилирования).

Чувствительность Ф-ОТDR к внешним воздействиям принципиально ограничена фазовыми шумами лазера. Поэтому в большинстве случаев в Ф-ОТDR используются лазеры с крайне низким уровнем фазовых и амплитудных шумов [3]. Однако, стоимость таких лазерных источников начинается от нескольких тысяч долларов США за самые простые модификации, что сильно сказывается на конечной стоимости распределённых датчиков на базе Ф-ОТDR. Для ряда задач, где нужно регистрировать только относительно сильные внешние воздействия (например, проезд поезда рядом с закопанным оптическим кабелем), высокая чувствительность Ф-ОТDR необязательна. Для таких случаев стоимость Ф-ОТDR можно снизить за счёт использования лазеров с более простыми характеристиками. Цель данной работы – сравнить фазовые сигналы из двухимпульсного когерентного рефлектометра с дифференциальной фазовой модуляцией «Дунай» (Т8 Сенсор) [4] при работе с разными лазерами: узкополосным высокостабильным лазером RIO Orion, более доступными диодным РОС-лазером Дилаз ИЛНП-249 (далее Dilas) и интегрированной перестраиваемой лазерной сборкой PurePhotonics PPCL200 (далее ITLA). В таблице 1. приведены характеристики данных лазеров, измеренные методами гетеро- и автогетеродинамирования [3,5]. Уход частоты для Dilas не был измерен.

Схема экспериментальной установки показана на Рис.1. Ф-ОТDR «Дунай» зондировал волоконную линию с частотой $f_p = 1$ кГц двойными импульсами: длительностью каждого импульса $t_p = 200$ нс и задержкой между ними $t_d = 300$ нс. Между импульсами формировалась разность фаз $[0, \pi/2, \pi, 3\pi/2]$, что дает возможность восстановить фазу $\Phi(z, t)$ в рефлектограмме во всех точках волокна. При этом эффективная частота зондирования в двухимпульсном режиме составляла 250 Гц. Для подавления ASE шума усилителей использовались DWDM фильтры перед приёмником: на 34 канал ITU Grid 100 Гц для RIO и ITLA и 41 канал для Dilas. На расстоянии 5км от начала волоконной линии был установлен волоконный пьезомодулятор (PZT), на который подавалось напряжение с генератора сигналов (SG). Данные записывались в течение 1 секунды на участке с 4 по 6 км от начала линии. На рис.2. показаны спектры шума фазы, усредненные по пространственным каналам вдоль 2 км. На рис 3. показаны водопады приращения фазы $\phi(z, t) = \Phi(z, t) - \Phi(z, 0)$ при воздействии PZT 20 нанострейн на частоте 10 Гц. Сигнал PZT виден на координатах 5000-5060 м. На рис.3в (лазер ITLA) на водопаде виден шум в виде горизонтальных полос, возникающий из-за резких изменений несущей частоты зондирующего импульса. Данный эффект описан в работе [6]. Отношение сигнал-шум при воздействии 20 нанострейн получается 45 дБ в полосе 1 Гц для RIO, 27 дБ для Dilas и 20 дБ для ITLA.

Таким образом, экспериментально показана возможность использования диодных РОС-лазеров (на примере Дилаз ИЛНП-249) и ITLA (на примере PurePhotonics PPCL200) в Ф-ОТDR с дифференциальной фазовой модуляцией для регистрации воздействий в 20 нанострейн.

Таблица 1. Характеристики лазеров

Параметры	RIO	Dilas	ITLA
Мощность, мВт	~15	<19	~18-19
Длина волны, нм	1550,12	1544,1	1550,1
Ширина линии, кГц	2	10	<10
Уход частоты, МГц/с	~1	-	~30
Фликкер-шум, Гц ²	~10 ⁶	~10 ⁹	~10 ⁸
ОСШ, дБ/Гц	45	27	20

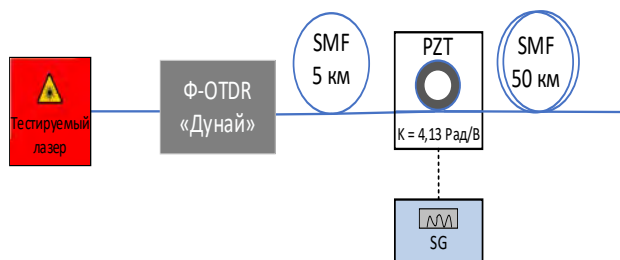


Рис.1. Схема эксперимента

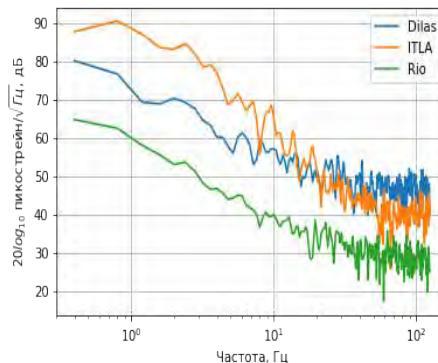
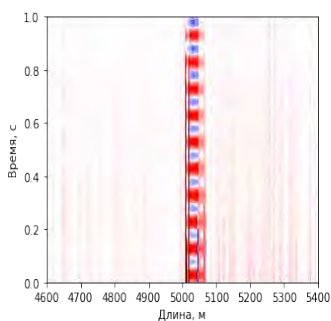
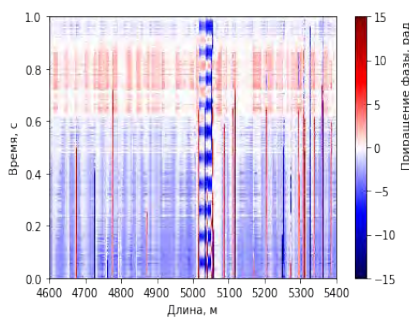


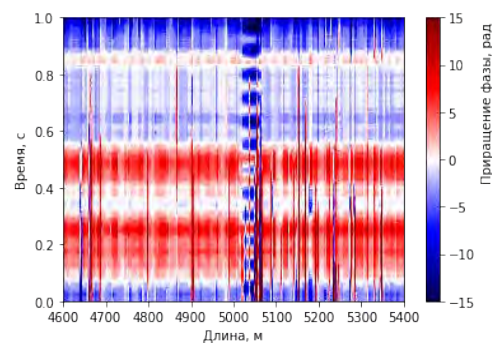
Рис.2. Спектр шума фазового водопада, усредненный по каналам вдоль 2 км



а) RIO



б) Dilas



в) ITLA

Рис.3. Водопад приращения фазы с разными лазерами при гармоническом воздействии 20 нанострейн с частотой 10 Гц

Литература

1. Shatalin S.V., Treschikov V.N., Rogers A.J. *Appl. Opt.*, **37**(24), 5600-5604 (1998)
2. Parker T., Shatalin S., & Farhadiroushan M. *First break*, **32**(2) (2014)
3. Nikitin S. et al. *J. of Lightwave Technol.* **38**(6) 1446-1453 (2019)
4. Nikitin S.P. et al. *Laser Phys.*, **28** (8), 085107 (2018)
5. Fomiryakov E. et al. *J. of Lightwave Technol.* (2021) doi.org/10.1109/JLT.2021.3082263
6. Бенгальский Д.М. и др. *Квантовая электроника*, **51**(2), 175-183 (2021)

ОБРАТНО-КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД ПОСТ-ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

Кривошеев А.И.^{1,2*}, Константинов Ю.А.², Барков Ф.Л.³, Первадчук В.П.⁴

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

²Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь

³Программный комитет международной конференции «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика», г. Пермь

⁴Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

*E-mail: antokri@ya.ru

В настоящее время распределенные волоконно-оптические датчики являются хорошо зарекомендовавшим себя и динамично развивающимся техническим решением для широкого спектра применений в научно-технической и инженерной областях. Значительная часть усилий разработчиков направлена на точность получения требуемых физических величин. Не является исключением и бриллиэновская рефлектометрия, в которой точность определения деформаций и температур зависит от точности детектирования спектров усиления Бриллиуэна ((Brillouin gain spectrum – BGS) [1] (предпочтительно с максимальным отношением сигнал/шум, SNR) и определения частотной координаты его максимального значения (Brillouin frequency shift - BFS).

Существует множество современных подходов к детектированию максимума бриллиэновского спектра, наиболее распространенным считается аппроксимация функцией Лоренца, конкуренцию ему составляют, набирающие популярность, корреляционные методы, но все они не лишены некоторых недостатков [2-4].

Принципиальный подход предлагаемого метода схож с уже известным методом кросс-корреляции с лоренцевой функцией, за тем исключением, что, вместо функции Лоренца, используется сам исследуемый спектр, но, отраженный по оси абсцисс (далее – обратный спектр). Свертка двух сигналов, в дискретном виде, может быть выражена следующим образом:

$$X = \sum_{i=0}^{2N} P_i * P''_i = \sum_{i=0}^{2N} P_i^s * P''_i^s + \sum_{i=0}^{2N} P_i^n * P''_i^s + \sum_{i=0}^{2N} P_i^s * P''_i^n + \sum_{i=0}^{2N} P_i^n * P''_i^n \quad (1)$$

где P – основной спектр, P'' – обратный и смещенный спектр, i – номер выборки в спектре, P^s – составляющая полезного сигнала, P^n – составляющая шумового сигнала. Второе и третье слагаемые должны быть равны нулю с точностью до статистической погрешности, так как шумовая и полезная составляющие сигнала независимы. Четвертый член также должен быть близок к нулю, так как значения шума умножаются в разных точках. Что касается первого члена, то чем ближе максимумы P^s и P''^s зашумленного спектра друг к другу, тем он больше.

На рисунке 1 показана принципиальная схема с использованием реальных данных, описывающая принцип работы нового метода. Здесь, на рис. 1а – прямой спектр с BFS, обнаруженным с помощью процедуры FindMax; на рис. 2b – обратный спектр со смещенной копией; на рис. 1с – обратная корреляционная функция и ее BFS.

Для первоначальной оценки эффективности метода была проведена серия численных экспериментов. Был взят диапазон сканирования от 10 400 МГц до 10 800 МГц. В этом диапазоне BFS f_b BGS был выбран случайным образом. Для данного шага сканирования и SNR был сформирован спектр в соответствии с [5]:

$$P_i = \frac{1}{\pi} \left(\frac{w}{(f_i - f_b)^2 + w^2} \right) + P_i^n, \quad (3)$$

где w – ширина бриллиэновского спектра (при

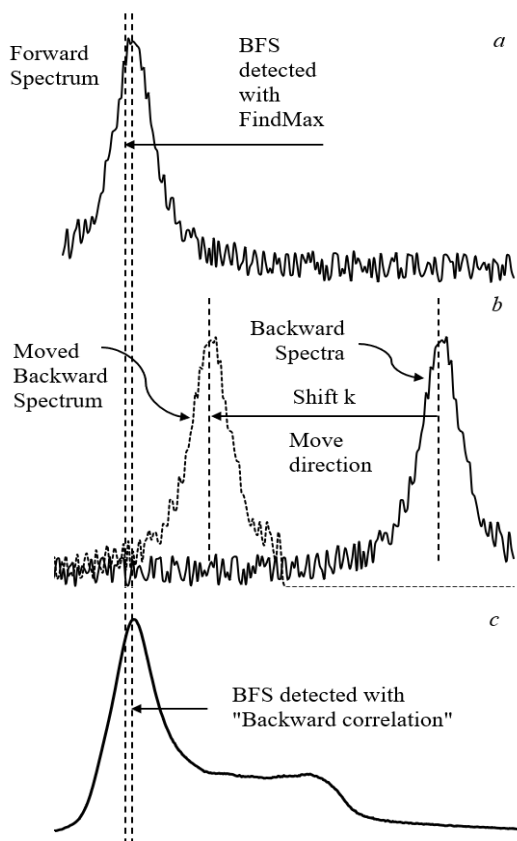


Рис. 1. Схема использования нового метода

моделировании принимается за постоянную величину в 40 МГц), P^n – амплитуда шумовой составляющей.

P_i^n был выбран случайным образом равновероятно в диапазоне R [6]:

$$R \in \left[-\frac{1}{\pi W * \text{SNR}}; \frac{1}{\pi W * \text{SNR}} \right]. \quad (3)$$

На рисунке 2 показано сравнение различных методов нахождения максимума BGS для шага частотного сканирования 1 МГц: абсолютная погрешность нахождения частоты (МГц) в зависимости от отношения сигнал/шум исходного спектра, дБ. Данные лоренцевой аппроксимации взяты из [7].

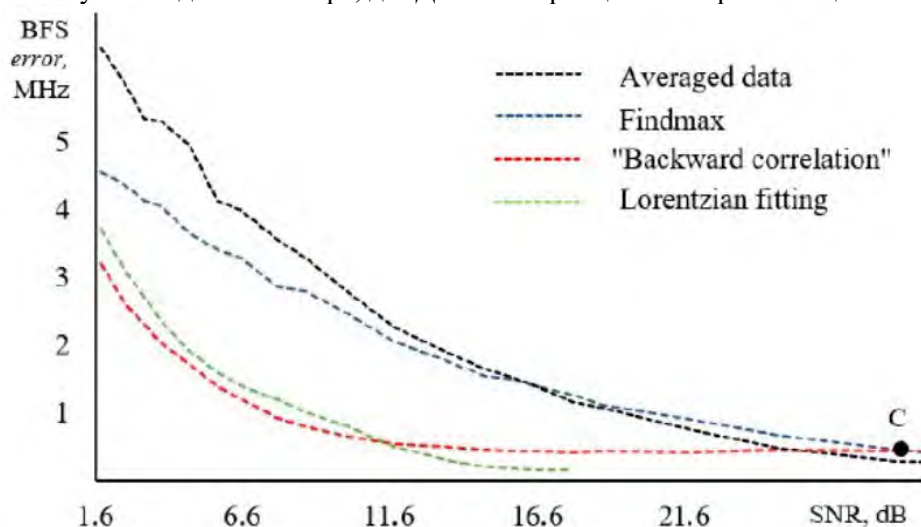


Рис. 2. Сравнение методов поиска максимума BGS

Разработанный метод продемонстрировал свои преимущества при нахождении максимума BGS как на модельных данных, так и на полученных в результате эксперимента. Эффективность метода в условиях высокой зашумленности спектров обнаруживает потенциал для применения в бриллиэновских анализаторах и рефлектометрах с использованием более дешевых фотоприемных устройств. Помимо этого станет возможным сократить время сбора данных в ряде случаев.

Работа выполнена как часть Государственного задания №АААА-А19119042590085-2.

Литература

1. Hartog A., *An introduction to distributed optical fibre sensors* (2017)
2. Feng C. et al. *Journal of Lightwave Technology*, **37**, 5231 – 5237 (2019)
3. M.A.Farahani, E.Castillo-Guerra, B.G.Colpitts, *Optics Letters*, **36** (21), 4275 (2011)
4. M.A.Farahani, E.Castillo-Guerra, B.G.Colpitts, *IEEE Sensors Journal*, **13** (12), 4589–4598 (2013)
5. Haneef S. et al., *Opt. Express*, **26**, 14661 (2018)
6. А.Кривошеев, Ф.Барков, Ю.Константинов, *Первая миля*, № 7-8 (92), 38-45 (2020)

ВЛИЯНИЕ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ШУМЫ СИГНАЛА В РАСПРЕДЕЛЁННОМ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ СЕНСОРЕ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА САНЬЯКА

**Чобан Т.В.^{1*}, Жирнов А.А.^{1,2}, Степанов К.В.¹, Чернуцкий А.О.¹, Хан Р.И.¹,
Кошелев К.И.¹, Пнев А.Б.¹, Карасик В.Е.¹**

¹МГТУ им. Н.Э. Баумана, г. Москва

²Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, г. Москва

*E-mail: chobantv@yandex.ru

Распределённые волоконно-оптические сенсорные системы являются сейчас одной из наиболее динамично развивающихся областей. Их преимущества: невосприимчивость к электромагнитным помехам, большая протяжённость и автономность сенсора – делают их крайне привлекательными для мониторинга протяжённых объектов: периметров, трубопроводов и других. Наиболее популярной системой такого типа на данный момент является фазочувствительный рефлектометр [1-3], который, однако, довольно сложен в реализации и обработке данных. В качестве альтернативы для объектов с малым уровнем фоновго шума можно рассмотреть систему на основе распределённого интерферометра Саньяка [4-5]. Датчики такого типа имеют существенное ограничение – невозможность регистрации одновременно нескольких тревог, но могут быть созданы на основе существенно более простой схемы (рисунок 1).



Рис. 1. Схема акустического датчика на основе двух петель РИС с мультиплексированием длин волн

Благодаря работе на основе анализа интерференции проходящего, а не обратнорассеянного света, данные системы имеют также большой запас по энергетике и в простейшем случае не требуют применения эрбиевых усилителей, а при их применении могут работать на более чем 1000 км [6]. На данный момент является недостаточно исследованным вопрос критериев выбора источника излучения для таких систем. В отличие от фазочувствительного рефлектометра в данной схеме нет необходимости применения узкополосного источника, однако это только увеличивает перечень возможных компонентов: можно также использовать лазеры с резонатором Фабри-Перо, суперлюминисцентные диоды, волоконные источники усиленного спонтанного излучения.

Основными сложностями, которых надо избежать при применении различных источников являются:

1. Для узкополосных – возникновение ВРМБ [7], которое генерирует рефлектограммы, своим уровнем мощности заглушающее полезное проходящее излучение в интерферометре.
2. Для широкополосных – недостаточный уровень спектральной плотности в диапазонах пропускания используемых компонентов или его значительная неравномерность, как показано на рисунке 2.

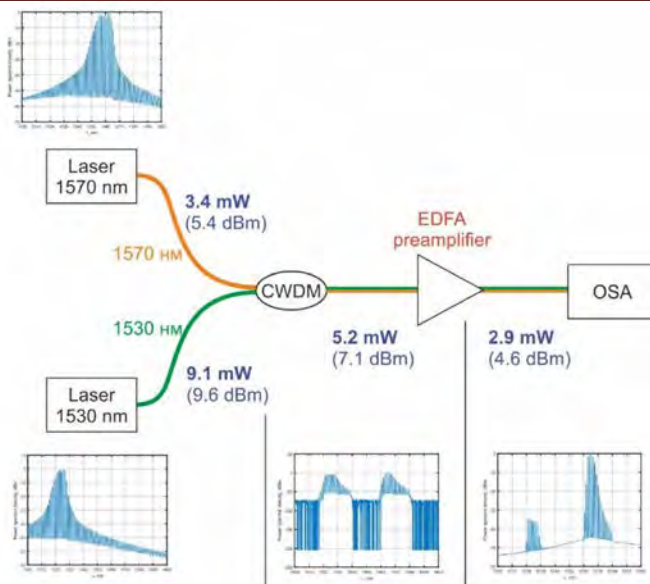


Рис. 2. Схема измерения спектральной мощности в полосах работы компонентов при усилении общим EDFA

В ходе экспериментальных исследований были получены результаты преобразования мощностей в схеме с мультиплексированием длин волн. Среди источников: узкополосного лазера, лазера с резонатором Фабри-Перо, суперлюминисцентного диода и спонтанного шума EDFA-бустера в качестве оптимального выбрана пара диодов Фабри-Перо с длинами волн, соответствующим полосам пропускания CWDM-мультиплексоров в схеме.

Литература

1. Choban T.V. et al. Φ -OTDR based on tunable Yb-Er: phosphate-glass laser, *Journal of Physics: Conference Series*, T. 1410, №. 1, С. 012108 (2019)
2. Бенгальский Д.М. и др. Работа когерентного рефлектометра в условиях сильного локального воздействия на волокно, *Квантовая электроника*, Т. 51, №. 2, С. 175-183 (2021)
3. Konstantin V.Stepanov, Andrey A.Zhirnov, Anton O.Chernutsky, Kirill I.Koshelev, Alexey B.Pnev, Alexey I. Lopunov, Oleg V.Butov, «The Sensitivity Improvement Characterization of Distributed Strain Sensors Due to Weak Fiber Bragg Gratings» *Sensors* 2020, 20 (22), 6431
4. Teng F. et al. Optimized localization algorithm of dual-Sagnac structure-based fiber optic distributed vibration sensing system, *Optics Express*, Т. 29, №. 9, С. 13696-13705 (2021)
5. Чобан Т.В. и др. Распределённый волоконно-оптический датчик вибрации на основе интерферометра Саньяка, *Лазеры в науке, технике, медицине: Сборник научных трудов XXXI Международной конференции, Москва, 28–30 октября 2020 года*, С. 99-103 (2020)
6. Yan Y. et al. Forward Transmission Based Ultra-long Distributed Vibration Sensing with Wide Frequency Response, *Journal of Lightwave Technology*, Т. 36, №. 7, С. 2241-2249 (2020)
7. He X. et al. Influence of stimulated Brillouin scattering on positioning accuracy of long-range dual Mach-Zehnder interferometric vibration sensors, *Optical Engineering*, Т. 55, №. 11, С. 116111 (2016)

СОЗДАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ КОНТРОЛЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ И ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Бутов О.В.¹, Базакуца А.П.¹, Федоров А.Н.², Шевцов И.А.², Никитов С.А.¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

²ООО «Пролог», г. Обнинск

*E-mail: obutov@mail.ru

В работе представлены новые достижения в области технологии волоконных световодов, волоконно-оптической радиационно-стойкой сенсорики. Разработана технология отечественных радиационно-стойких волоконных световодов и волоконно-оптических датчиков на их основе. Результаты научных и технологических изысканий нашли практическую реализацию в виде контрольно-измерительного комплекса ИКС-49 для измерения профиля технологических каналов энергетических ядерных реакторов РБМК-1000. Датчики комплекса способны работать в условиях активной зоны реактора. Впервые была обеспечена возможность высокоточного измерения геометрии конструкции реактора в столь жестких условиях эксплуатации. Система не имеет мировых аналогов и является полностью уникальной разработкой авторского коллектива. Внедрение системы на Ленинградской, Курской, Смоленской АЭС позволило решить важную отраслевую задачу повышения безопасности, сокращения сроков плановых предупредительных ремонтов, отработки технологии восстановления ресурсных характеристик реакторной установки типа РБМК, что обеспечило значительный экономический эффект в масштабах страны. Кроме того, задел и результаты, полученные при проведении работ, открывают широкие перспективы для их дальнейшего внедрения в атомной и нефтедобывающей отраслях, авиации и космонавтике, военной промышленности.

Ключевой особенностью конструкции нового датчика изгибных деформаций является специально разработанный цельный стержень-световод диаметром 2,1 мм из радиационно-стойкого кварцевого стекла, который содержит 4 световедущие сердцевинки. В сердцевинках записаны по 20 групп брэгговских структур, выполняющих роль датчиков деформации [1-2]. Принцип работы такого датчика подробно описан в работе [3]. Система обеспечивает измерение формы технологических каналов реактора по всей длине непосредственно в процессе работы реактора. Главным преимуществом конструкции является цельноволокнистое исполнение, обеспечивающее жесткость конструкции без дополнительного согласования отдельных элементов и клеевых соединений, что, в свою очередь, обеспечивает бесперебойную работу датчика в условиях высоких температур и высокого фона ионизирующего излучения.



Рис. 1. Конструкция датчика

Предложенная конструкция пришла на смену составной версии датчика, представлявшей собой профилированный металлический стержень, а впоследствии, круглый стержень малого диаметра с прикрепленными к нему волоконными линиями с брэгговскими решетками [4]. Для повышения стойкости ионизирующего излучения использовались световоды с сердцевиной, легированной азотом. Такой состав стекла сердцевины демонстрирует повышенную стойкость к ионизирующему излучению по сравнению со стандартными германосиликатными аналогами и позволяет производить запись брэгговских решеток с помощью стандартной методики с применением лазерного излучения ультрафиолетового диапазона [5-7]. Кроме того, брэгговские решетки, записанные в световодах с азотосиликатной сердцевиной, также обладают повышенной стойкостью к

температуре и воздействию ионизирующего излучения [7-11]. В качестве высокотемпературной защитной оболочки световода использовалось металлическое покрытие на основе медного сплава. Такая конструкция датчика позволяла проводить измерения на расхоленном реакторе при температуре до 110 °С и относительно низком радиационном фоне.

Впоследствии была разработана полностью волоконная конструкция датчика. Как и в случае составной версии датчика, сердцевина световода были сформированы из кварцевого стекла, легированного азотом. В новой версии измерительного стержня были использованы уже сердцевина из наиболее радиационно-стойкого, нелегированного кварцевого стекла. Формирование брэгговских решеток в такой сердцевине производилось методом поточечной записи с использованием второй гармоники (532 нм) иттербиевого фемтосекундного лазера с длительностью импульса порядка 320 фс [3]. Такие решетки, помимо высокой радиационной стойкости, обладают также высокой устойчивостью к воздействию температуры. Такой цельноволокнистый датчик способен работать в условиях активной зоны работающего на полной мощности реактора при температурах окружающей среды до 500 °С. Кроме того, корпусированный датчик в диаметре составляет всего 5 мм, что обеспечивает возможность его установки непосредственно в центральный канал тепловыделяющей сборки, диаметром 6 мм, что позволяет проводить измерения без выгрузки топлива из канала реактора. Конструкция датчика в сборе показана на рисунке 1.

Система измерения на основе цельноволокнистого датчика получила кодовый индекс ИКС-49 и после проведения испытаний была внедрена в промышленную эксплуатацию. Система обеспечивает измерение стрелы прогиба в диапазоне от 0 до 120 мм при доверительном интервале абсолютной погрешности не более ± 3 мм. По результатам измерений системой ИКС-49, выполняемых в короткий срок (2-3 рабочих смены), определяется текущее состояние графитовой кладки, определяется объем и строится план требуемых операций для восстановления ресурсных характеристик графитовой кладки. Применение системы ИКС-49 значительно сократило объем выгружаемых/перегружаемых топливныхборок, тем самым сократило время ремонтной кампании и снизило дозовую нагрузку на персонал АЭС. Сокращение сроков ремонтов происходит за счет сокращения объема операций, стоящих на критическом пути графика ремонта, необходимых на выгрузку/загрузку тепловыделяющихборок из активной зоны на 10-14 дней на каждом ремонте каждого энергоблока с реактором РБМК-1000.

В настоящее время система ИКС-49 в варианте для работы на расхоленном реакторе используется на всех блоках АЭС с реакторами РБМК-1000. Ведется опытно-промышленная эксплуатация высокотемпературного варианта системы ИКС-49.

Литература

1. Butov O.V. et al, *OFS'26, Lausanne, Switzerland, TuE103* (2018)
2. Бутов О.В. и др., *Фотон-Экспресс-Наука*, №6 (158), 26-27 (2019)
3. Butov O.V. et al, *Sensors*, 19(19), 4228 (2019)
4. Butov O.V. et al, *Proc.SPIE 9157, 91570X* (2014)
5. Dianov E. et al, Tomashuk, *Electron. Lett.*, 31, 1490 (1995)
6. Волошин В.В. и др., *Радиотехника и электроника*, том 54, №7, с.890-894, (2009)
7. Бутов О.В. и др., *Фотон-Экспресс-Наука*, №6, 42-43 (2011)
8. Butov O.V. et al, *Meas. Sci. and Tech.*, 17, 975-979 (2006)
9. Butov O.V. et al, *Electron. Lett.*, 38 (11), 523-525 (2002)
10. Butov O.V. et al, *J. Appl. Phys.*, 118 (7), 074502 (2015)
11. Бутов О.В. и др., *Фотон-Экспресс*, 6 (12), 134-135 (2015)

ПРОБЛЕМЫ ЖИВУЧЕСТИ И ИСПЫТАНИЙ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ И ДАТЧИКОВ

Беловолов М.И., Парамонов В.М., Беловолов М.М., Семенов С.Л.

*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М.Дианова РАН,
г. Москва
E-mail: bmi@fo.gpi.ru*

Проблемы физической прочности и долговечности волоконно-оптических датчиков в практических системах, рассчитываемых на тяжелые физические условия работы, возникают как естественное продолжение исследований по прочности и сроку службы волоконных световодов /1-3/. Под живучестью будем понимать свойства сохранять работоспособность датчиков под воздействием внешних и эксплуатационных факторов, способных вызвать повреждения датчиков или участков волокна системы мониторинга. Естественно, требуются специальные испытания и отбор датчиков по уточненным техническим требованиям, поскольку волоконные системы и датчики рассчитываются на надежную работу в течение всего времени эксплуатации изделия вплоть до его физического разрушения.

Проблемы живучести волоконно-оптических коммуникационных сетей и волоконно-оптических датчиков на их основе приобретают особую актуальность и требуют комплексного подхода к своим решениям для ряда современных применений. Прежде всего это обусловлено сложностью систем и физических условий, в которых предполагается эксплуатировать эти объекты – оптические волокна и датчики. Так, для летательных аппаратов авиационно-космической техники возникают и приобретают особую актуальность проблемы живучести волоконно-оптических систем, которые могут находиться эпизодически или длительно под воздействием нагрузок, близких к экстремальным. В некоторых случаях, таких как посадка летательного аппарата на поверхность удаленной планеты, достаточным может оказаться время бесперебойной работы в течение от нескольких минут до часов. Поэтому для предварительных испытаний на безотказность работы необходимо разрабатывать новые концепции и подходы к отдельным видам испытаний, так и к комплексам испытаний.

Данный доклад посвящен попытке начального анализа проблем живучести на основе имеющихся сведений из материаловедения и испытаний конструкций с указанными элементами волоконно-оптической техники, которые могут адекватно поставить сложную задачу предварительных испытаний для того, чтобы получить данные объективного контроля параметров надежности и живучести в предполагаемых условиях эксплуатации. Следует отметить, что подобная постановка задачи или комплекса практических задач является чрезвычайно сложной и далекой от исчерпывающего решения, если последнее вообще возможно ввиду статистического характера как воздействий, так и накопленных или возникающих дефектов конструкции. Необходимость в таком рассмотрении обусловлена широким внедрением волоконно-оптических датчиков в различные системы коммуникаций и управления ответственных конструкций и аппаратов.

Цель доклада – задать направление исследований и сформулировать первичные положения о живучести волоконно-оптических элементов в современной технике, которая может оказаться под экстремальными воздействиями. Сами волоконные световоды и кабели связи уже разработаны достаточно прочными и рассчитанными на долговременное применение в кабельных коммуникациях со сроком службы 10 – 25 лет.

На обсуждение выносятся некоторые важные положения и исходные данные для данного круга проблем живучести волоконных датчиков и систем.

1. Проблемы долговечности, ресурса надежности и живучести необходимо решать для каждой разновидности оптических датчиков и прежде всего прочности на разрыв, живучести при ударных воздействиях, при воздействии ускорений, гидростатических давлений, градиентов температур и др.
2. Особенностью рассмотрения проблем живучести является то, что современные системы с датчиками представляют собой фактически многосенсорную (мультисенсорную) систему с рядом разнородных датчиков в одной волоконной линии, находящихся под комплексным физическим или испытательным воздействием /4/.
3. Наиболее подходящими для применений являются датчики на самом волокне с габаритами, не намного превышающими поперечные размеры современных оптических волокон во внешних и защитных покрытиях, чтобы их можно было встраивать в единую волоконную систему сбора

данных и распределения команд управления, например, внутри композитных материалов корпусов летательных аппаратов.

4. Виды испытательных воздействий могут быть подобными применяемым при исследовании как прочности и живучести оптических волокон и кабелей, так и элементарных конструктивных элементов, например, испытательных пластинок из композитного материала со встроенными внутрь волокнами и датчиками, а также конструктивно подобными изделиями и макетами функционально полных изделий.
5. Параметром живучести или прочности конструкции с волоконно-оптическими датчиками может быть график Вейбула или число зафиксированных разрывов внутренних молекулярных связей твердотельной конструкции с единицы площади изделия в зависимости от параметра времени или деформирующей нагрузки. Наиболее надежными величинами – индикаторами разрыва внутренних связей и разрыхления материала изделия являются импульсы акустической эмиссии АЭ и их суммарное число.
6. Ответственная конструкция или изделие с волоконными датчиками должно иметь систему сбора и картографирования импульсов акустической эмиссии со своей конструкции, чтобы по факту превышения допустимого их числа можно было определить опасное их количество и оценить ресурс надежности при эксплуатации.

В настоящее время наметилось направление создания мультисенсорных систем регистрации на одном волоконном световоде, при котором реализуется квази-точечная распределенная волоконно-оптическая шина регистрации многих физических воздействий на разнородных датчиках, реализованных на самих волоконных световодах /4/, включая и датчики акустической эмиссии. В докладе приводится примерная схема мультисенсорной системы с волоконными датчиками.

При встраивании волоконных датчиков в композитные материалы и корпуса летательных аппаратов важно, чтобы при физических нагрузках исключались эффекты проскальзывания и основной материал образовывал с волокном и датчиками монолитную конструкцию с хорошей адгезией. При таких условиях можно надеяться, что датчик, например, механического растягивающего воздействия, будет следовать за текстурой композитного материала и показания датчика будут адекватно отражать нагрузку. Приводятся экспериментальные данные по испытаниям на разрыв композитных материалов с интегрированными в них волоконными датчиками акустической эмиссии.

В настоящее время накоплен экспериментальный материал по параметрам чувствительности волоконных датчиков при различных физических воздействиях и известны пределы прочности на разрыв типовых оптических волокон / 5 /. По известным данным произведены оценки предельных величин физических воздействий, при которых волокно или волоконный датчик может сохранять свою целостность и работоспособность. Показано, что живучесть оптического волокна и датчиков может сохраняться вплоть до гидростатических давлений ~ 8000 атм, растягивающих напряжений до $3,2 \cdot 10^3$ микрострейн, перепадов температур ~ 420 °С, ускорений больше 250 g. По этим данным сделано заключение о возможности применять волокно и волоконные датчики в ракетно-космической технике. Однако для этого волокна и волоконные датчики должны пройти комплексные предварительные испытания при импульсных и периодических воздействиях вплоть до величин, указанных выше.

Литература

1. Богатырев В.А. и др. Квантовая электроника, **11**, 2370–2372 (1984)
2. Семенов С.Л. Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства, **№3**, 47-63 (2000)
3. Семенов С.Л. Волоконно-оптические технологии, материалы и устройства, **№2**, 9-20 (1999)
4. Simon Pevec, Denis Donlagic. Opt. Eng. **58**(7), 072009(2019)
5. Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические датчики и измерительные сети. Владивосток: Дальнаука, 1999. – 283 с.

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОПТИЧЕСКОЙ ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ

Мясников М.А.¹, Оглезнев А.А.², Созонов Н.С.^{2*}, Шардаков И.Н.³

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

²ООО «Инверсия-Сенсор», г. Пермь

³Институт механики сплошных сред УрО РАН, г. Пермь

*E-mail: sozonov@i-sensor.ru

Механические напряжения и деформации являются одними из самых востребованных параметров измерения. Методы классической и оптической тензометрии широко используются в самых различных применениях и имеют свои уникальные особенности. В качестве чувствительного элемента волоконно-оптических измерительных систем широкое распространение получила волоконная брэгговская решетка (ВБР). На основе ВБР разработаны и практически применяются датчики деформации, температуры, давления, вибрации и др., а мультиплексирование позволяет размещать в одном измерительном канале несколько датчиков вне зависимости от измеряемой величины.

При удлинении и изменении температуры у ВБР изменяется резонансная длина волны. В случае одноосной деформации изменение длины волны брэгговской решетки описывается формулой

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_{B0}} = k\varepsilon + (\alpha + \xi)\Delta T \quad (1)$$

где k – коэффициент оптической тензочувствительности; ε – осевая деформации оптического волокна, λ_{B0} – начальная длина волны ВБР, α – коэффициент линейного температурного расширения (для кварца $\alpha = 0,55 \cdot 10^{-6}$), ξ – термооптический коэффициент (для волокон с добавками германия $\xi = 8,6 \cdot 10^{-6}$).

Величина коэффициента оптической тензочувствительности составляет от 0,77 до 0,81 [1,2] в зависимости от типа волокна и параметров ВБР. В литературе, как правило, коэффициент приводится без указания точности измерения, а значащих цифр недостаточно для измерения деформации с точностью 1 млн⁻¹. Чтобы наиболее точно определить коэффициент оптической тензочувствительности для одной ВБР были проведены множественные испытания по следующей методике.



Рис. 1. Схема установки по определению коэффициент оптической тензочувствительности

На сотовой столешнице (рис. 1) размещены 2 нанопозиционера с пневматическими зажимами. В пневмозажимы помещается оптическое волокно с ВБР с небольшим предварительным натяжением (нулевая длина волны 1559,88 нм, изменение длины волны ВБР от 100 до 300 пм), еще одна ВБР для температурной компенсации аналогично первой натянута и приклеена на неподвижные части нанопозиционеров. Температурная компенсация проводится вычетом изменения длины волны компенсационной ВБР из изменения длины волны деформационной ВБР.

База измерения деформации – расстояние между пневмозажимами составляет 1200 мм. Деформация волокна задается с помощью перемещения позиционеров. Перед испытанием проводится 3 цикла тренировочной нагрузки до деформации 3300 млн⁻¹. Затем проводятся измерительные циклы,

в которых деформация волокна задается ступенчато от 0 до 3000 млн⁻¹ и обратно с шагом 500 млн⁻¹. Выдержка на каждой ступени 60 с.

Изменение длины волны ВБР на каждой ступени нагрузки осреднялось по последним 40 с, затем для каждого цикла нагрузки методом наименьших квадратов определялся коэффициент оптической тензочувствительности. После проведения 30 циклов нагрузки ВБР снималась и повторно устанавливалась в пневмозажимы, после чего продолжались измерительные циклы до достижения суммарного количества 900.

На основе статистической обработки данных 900 измерений получено значение коэффициента оптической тензочувствительности $k = 0,7983 \pm 0,0029$.

Работа выполнена при финансовой поддержке федерального государственного бюджетного учреждения «Фонд содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере» №160ГРЦТС10-D5/61862.

Литература

1. *Kreuzer Manfred, Strain Measurement with Fiber Bragg Grating Sensors, S2338–1.0 e (2006)*
2. *Campanella C.E. et al., Sensors, 18.9, 3115 (2018)*

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПОТОЧЕЧНОЙ ЗАПИСИ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК С ПОМОЩЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА

Пржиялковский Д.В.*¹, Пикалов А.М.^{1,2}, Дорофеев А.В.^{1,3,4}, Бутов О.В.¹

¹Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

²Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва

³Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, г. Москва,

⁴Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, г. Москва, 127030

*E-mail: dvprz@yandex.ru

Введение

В настоящее время волоконные брэгговские решётки широко используются в телекоммуникации. Они являются неотъемлемой частью современных волоконных лазеров, служат чувствительным элементом в разного рода сенсорных системах и датчиках [1-3]. Благодаря своим уникальным свойствам приборы на основе ВБР могут использоваться там, где применение других приборов затруднено, а иногда и невозможно, к примеру, в условиях повышенного радиационного фона, в условиях агрессивных химических сред, на объектах с повышенной пожарной опасностью [4,5]. Особый интерес представляет технология записи брэгговских решеток с помощью фемтосекундного излучения благодаря возможности использования нефоточувствительных волоконных световодов и возможности создания датчиков, устойчивых к воздействию высоких температур и ионизирующего излучения [6,7].

В наших экспериментах исследовались особенности формирования ВБР с помощью сфокусированного фемтосекундного излучения методом поточечной записи [6,8]. Подобные изменения материала волокна, индуцированные субпикосекундными импульсами, имеют природу, отличную от той, что наблюдается при классической UV записи. Многие процессы имеют существенно нелинейный и комплексный характер, к примеру, многофотонное поглощение с образованием плазмы твёрдого тела [9]. В нашей работе предпринята попытка промоделировать динамику формирования точечных дефектов в кварцевом стекле при записи брэгговских решеток.

Эксперимент

Запись ВБР проводилась в стандартном телекоммуникационном волоконном световоде Corning SMF-28e методом поточечной записи с помощью фемтосекундного лазера Optosystems FL300 с длиной волны основной гармоники 1064 нм (532 нм, соответственно, для второй гармоники) и длительностью импульса порядка 320 фс. Выбор частоты второй гармоники для записи обусловлен в первую очередь снижением дифракционного предела фокусировки лазерного пучка, что позволяет повысить пространственное разрешение таких структур и при этом сохранить достаточно высокую энергию в импульсе. Все изготовленные решетки имели длину $L=5$ мм и длину волны отражения в первом порядке (брэгговскую длину волны λ_B) в диапазоне 1540-1547 нм.

Результаты и обсуждение

В нашем эксперименте исследовалась зависимость уровня отражения брэгговской решетки от энергии импульсов фемтосекундного лазера (рис. 1). Для удобства анализа измеряемый экспериментально коэффициент отражения R решетки пересчитывался в усредненную, эффективную величину модуляции показателя преломления $\eta \Delta n_{mod}$, исходя из соотношения

$$R = \tanh^2(\pi \eta \Delta n_{mod} L / \lambda_B) \quad (1)$$

где Δn_{mod} – усредненная величина наведенного показателя преломления в области штриха решетки, η – интеграл перекрытия моды волокна с решеткой. В нашем случае эта величина не совпадает с долей энергии моды, распространяющейся по сердцевине волокна, как это имеет место в случае стандартных брэгговских решеток, а соотношение усредненной площади сечения фотоиндуцированного штриха решетки к эффективной площади поля моды.

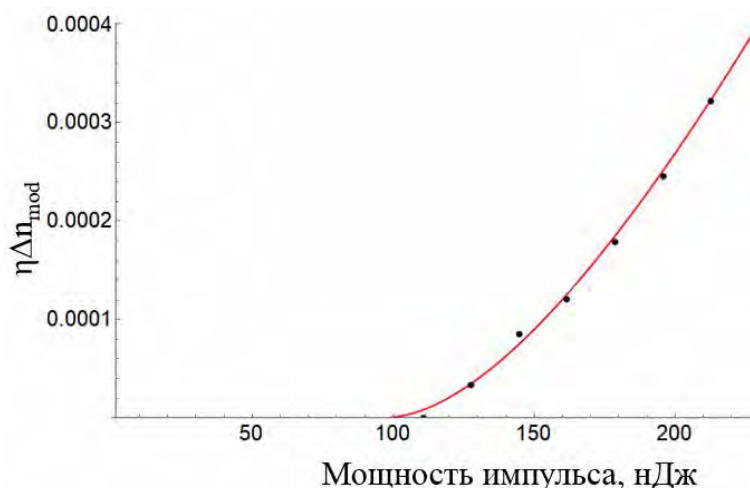


Рисунок 1. Зависимость модуляции показателя преломления при записи ВБР от энергии в импульсе записывающего излучения, полученная в эксперименте (точки) и в результате численного моделирования (кривая)

Как видно из рисунка 1, зависимость амплитуды модуляции показателя преломления от энергии импульса демонстрирует пороговое поведение: ниже пороговой энергии запись структур практически не наблюдается. Нами было проведено моделирование процесса записи решетки в предположении гауссовского распределения поля в сфокусированном пучке. Было показано, что пороговая зависимость изменения показателя преломления от локального электрического поля в импульсе дает хорошее согласие расчета с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-37-90141.

Литература

1. Kashyap R., *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, (1999) 458
2. Lee K.K.C et al, *Opt. Express* **21(20)**, 24076–24086 (2013)
3. Cusano A., Cutolo A. and Albert J., *Fiber Bragg Grating Sensors: Recent Advancements, Industrial Applications and Market Exploitation*, Bentham Science Publishers, (2011), 322
4. Vasiliev S.A. et al *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, **45**, NO 3 1580-1583, (1998)
5. Butov O.V. et al, *Proc.SPIE 9157*, 23rd International Conference on Optical Fibre Sensors Article 91570X; Code 105788 (2014)
6. Butov O.V. et al, *Sensors*, **19(19)**, 4228 (2019)
7. Бутов О.В. Всероссийская конференция по волоконной оптике ВКВО-2019, спецвыпуск Фотон-Экспресс-Наука, №6 (158), 26-27 (2019)
8. Достовалов А.В., Вольф А.А., Бабин С.А., *Прикладная фотоника*, №2 48-61 (2014)
9. Smelser C.W., Mihailov S.J., and Grobnc D., *OPTICS EXPRESS* **13** №14 5377-5386 (2005)

КОМПАКТНОЕ УСТРОЙСТВО ОПРОСА ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Гаськов М.П.^{1,2}, Смолянинов Н.Н.¹, Распопин К.С.¹, Тимиртдинов Ю.А.¹, Лобач И.А.^{1*}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

*E-mail: lobach@iae.nsk.su

Благодаря таким эксплуатационным характеристикам как компактность, невосприимчивость к электромагнитным воздействиям и агрессивным средам, волоконно-оптические сенсоры находят области применения, в которых не могут использоваться электрические датчики. Ключевым элементом волоконной сенсорики является волоконная брэгговская решетка (ВБР), которая, по сути, работает как спектральный фильтр. Длина волны отражения ВБР изменяется с деформацией или изменением температурой. Благодаря этому свойству ВБР может выполнять функцию датчика. ВБР-датчики используются в различных приложениях, таких как мониторинг состояния конструкций, вибрационное зондирование при высоком электромагнитном шуме, в качестве гидрофонов и другие.

Для создания полноценной сенсорной системы на основе ВБР требуется специальное устройство – устройство опроса (или интеррогатор от англ. interrogator) – которое выполняет функцию измерения длины волны ВБР-датчиков. Существует два основных подхода в реализации устройств опроса, которые, по сути, различаются в месте спектральной селекции – до или после ВБР-датчика. В первом случае источником и приёмником излучения для анализа выступает перестраиваемый лазер и обычный фотодиод, а во втором – широкополосный источник излучения и спектрометр. Существующие устройства опроса, несмотря на их высокое техническое совершенство, имеют ряд существенных недостатков: большое энергопотребление, низкие частоты сканирования (<100 Гц) массива датчиков, большие массогабаритные характеристики (например: Modular SmartScan 50x30x10 см³, 3 кг [1]), чувствительность к вибрации и другим типам воздействующих факторов. Эти факторы ограничивают применение систем мониторинга на основе ВБР-датчиков только стационарными задачами. Таким образом, видится актуальной задача разработки компактного и простого устройства опроса. В качестве целевых параметров были сформулированы следующие требования к разрабатываемому устройству: 1) количество датчиков в линии: 1 шт., 2) точность измерения длины волны: менее 10 пм; 3) диапазон измерения: 1 нм, 4) размер должен удовлетворять условию, чтобы устройство должно «помещаться в карман».

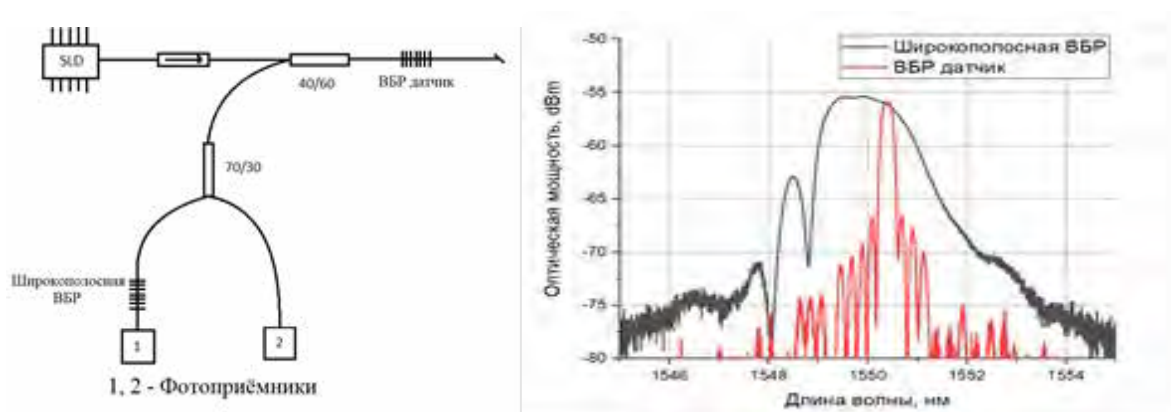


Рис. 1. (а) Схема устройства опроса и (б) спектры отражения ВБР-датчика и используемого спектрального фильтра

В данной работе для достижения поставленной цели был выбран подход с широкополосным источником излучения и спектральной фильтрации анализируемого сигнала. Ожидается, что такой подход является более дешевым по сравнению со схемами на основе перестраиваемых источников. Оптическая схема представлена на Рис.1а. Роль источника широкополосного излучения в данной схеме выполняет суперлюминисцентный диод SLD с длиной волны 1550 нм. На выход источника был добавлен изолятор для исключения влияния обратного сигнала на характеристики диода. Далее излучение проходило через разветвитель 40/60 один из выходов, которого соединен с ВБР-датчиком.

Роль датчика выполняла узкая ВБР на длине волны 1550.8 нм (Рис.1б). Сигнал, отраженный от ВБР датчика, снова проходил разветвитель 50/50 в обратном направлении. Далее стоял разветвитель 30/70 – 30% мощности излучения шло напрямую на фотоприемник, а 70% через спектральный фильтр. Выбор таких значений коэффициентов ветвлений обусловлен выравниваем интенсивностью в двух портах. Второй порт нужен для нормировки сигнала, чтобы исключить зависимость от источника излучения и снизить шумность сигнала. В роли фильтра использовалась широкополосная ВБР с длинным фронтом спектра отражения (Рис.1б). Из минусов такого фильтра является то, что датчик ВБР и фильтр требуют тщательного согласования. Затем два сигнала подавались на два фотоприемника. Сигнал с фотоприемников оцифровывался с помощью АЦП, встроенный в плату микроконтроллера, и далее поступал на компьютер или осциллограф.

В итоге на основе ВБР с широким спектром в роли спектрально-селективного элемента был создан макет компактного устройства опроса под рабочим названием Microb (Рис.2). Ошибка измерения длины волны данного прибора составляет не более 5 пм, вес около 200 граммов, размер 120x100x50 мм³, питание от аккумулятора и способность работать через Bluetooth с собственным приложением на андроиде.

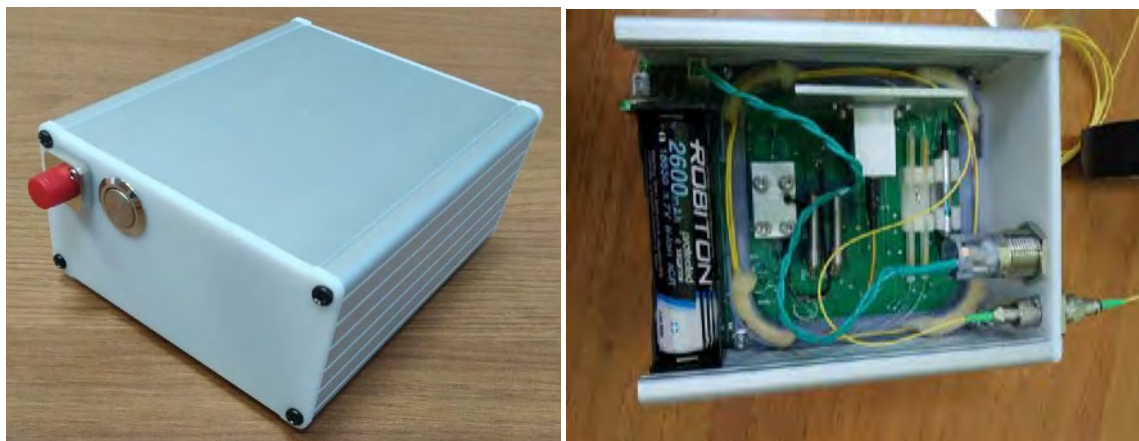


Рис. 2. Компактное устройство опроса Microb

Литература

1. <https://www.smartfibres.com/products/modular-smartscan>

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ НА АДРЕС ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЫ

Губайдуллин Р.Р.*, Сахабутдинов А.Ж.

КНИУТУ-КАИ, г. Казань
*E-mail: diablogr@gmail.com

Введение

Развитие волоконно-оптических сенсорных систем привело к созданию концепции адресных волоконных брэгговских структур [1,2], где в качестве датчиков выступают волоконные брэгговские решетки (ВБР) с двумя и более амплитудами, разностная частота между которыми выступает в качестве уникального идентификационного параметра, что позволяет мультиплексировать массив подобных структур в одну измерительную систему. Данные структуры были названы адресными волоконными брэгговскими структурами (АВБС). Одним из ограничивающих факторов по количеству АВБС в системе является величина ширины полосы пропускания амплитуд АВБС. Очевидно, что чем меньше ширина полосы пропускания, тем больше АВБС могут поместиться в ширину полосы пропускания источника лазерного излучения, однако создание АВБС со сверх узкой полосой пропускания амплитуд может оказаться весьма трудной и затратной задачей при реализации реальных сенсорных систем, по этой причине необходимо изучить влияние ширины полосы пропускания амплитуды АВБС на метрологические характеристики системы.

Основная часть

В качестве объекта исследования в данной работе была выбрана двухчастотная АВБС смоделированная с помощью функции Гаусса при трех значениях среднеквадратичного отклонения ($\sigma_1=0,5$ ГГц, $\sigma_2=0,3$ ГГц, $\sigma_3=0,1$ ГГц), которое можно принять, как параметр прямо пропорционально связанный с шириной полосы пропускания. Следовательно, оптический отклик АВБС можно представить как:

$$G_{AFBG}(A, f_A, f_B, f, \sigma) = A \cdot \exp\left(-\left(\frac{f-f_A}{\sqrt{2} \cdot \sigma}\right)^2\right) + A \cdot \exp\left(-\left(\frac{f-f_B}{\sqrt{2} \cdot \sigma}\right)^2\right),$$

где: A – амплитуда, f – частота, $f_{A,B}$ – частоты длины волны Брэгга для каждой из амплитуд.

Согласно [3] для внесения асимметрии в оптический отклик АВБС использую ассиметричные оптические фильтры с заранее известными характеристиками, что необходимо для определения величины сдвига длины волны Брэгга АВБС при воздействии на нее физических полей по величине амплитуды электрического сигнала на адресной частоте полученного с фотодетектора с помощью преобразования Фурье. В данной работе был использован прямолинейный наклонный фильтр, как и в большинстве более ранних работ. Исходя из этого, оптический сигнал АВБС после фильтра можно представить как:

$$G_{inc} = Inf \cdot G_{AFBG},$$

где: $Inf=(f-f_0)/d$ – функция прямолинейного наклонного фильтра; f_0, d – параметры настройки наклонного фильтра.

Полученный оптический сигнал был преобразован в оптическое излучение, которое поступает на измерительный фотодетектор, полученную мощность можно выразить через интеграл:

$$F_{AFBS} = \int_{f_{min}}^{f_{max}} G_{inf} \cdot \sin(f \cdot t) d f,$$

где: t – время.

Результат интегрального уравнения был обработан с помощью преобразования Фурье, результаты данного преобразования представлены на рисунках 1б-г.

Проанализировав рисунки 1б-г можно констатировать, что с уменьшением ширины полосы пропускания уменьшается величина амплитуды биения электрического сигнала на фотодетекторе и уменьшается разница адресной частоты между оптическим сигналом и частотой полученной на фотодетекторе. Исходя из выше представленных данных, была построена диаграмма, графически отображающая данную зависимость (Рисунок 2).

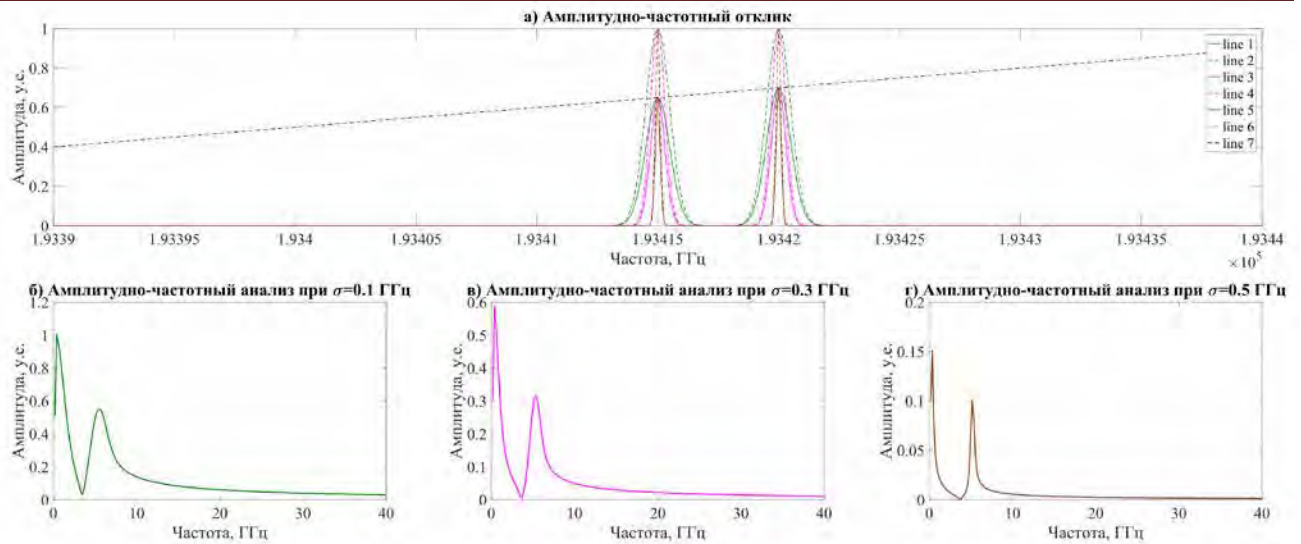


Рис. 1. а) амплитудно-частотный отклик АВБС до и после наклонного фильтра; б) амплитудно-частотный анализ отклика АВБС со $\sigma=0,5$ ГГц; в) амплитудно-частотный анализ отклика АВБС со $\sigma=0,3$ ГГц; г) амплитудно-частотный анализ отклика АВБС со $\sigma=0,1$ ГГц

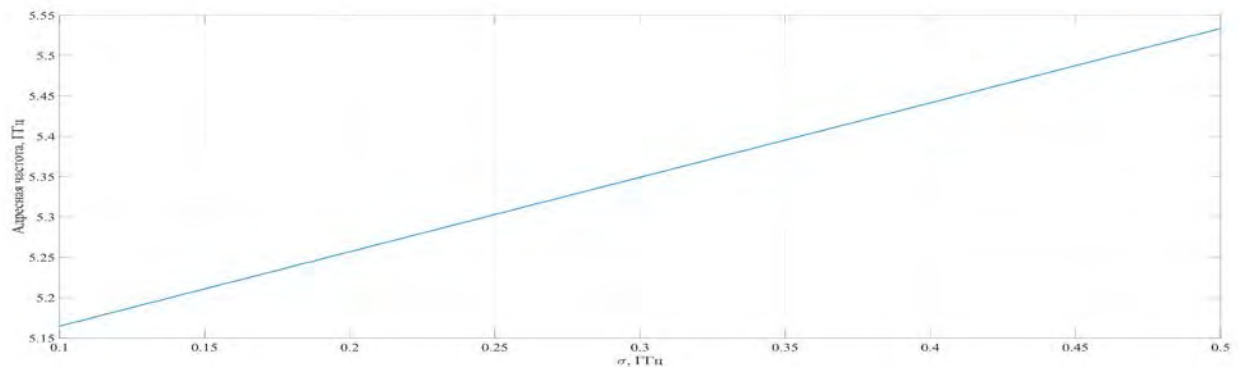


Рис. 2. Зависимость изменения адресной частоты АВБС на фотодетекторе от величины среднеквадратичного отклонения

Заключение

Проанализировав полученный график можно сделать следующие выводы: сдвиг адресной частоты на фотодетекторе прямо пропорционален ширине полосы пропускания амплитуды АВБС, данный сдвиг можно легко компенсировать в ходе цифровой обработки сигнала из-за линейного характера данного явления, что должно повысить метрологические характеристики измерительной системы, основанной на применении АВБС.

Литература

1. Аглиуллин Т.А. et al. Управление Тонкой Структурой Трёхкомпонентных Адресных Брэгговских Измерительных Преобразователей, Последовательно Записанных В Оптическое Волокно Квазираспределённой Радиопотонной Сенсорной Системы // Вестник Поволжского Государственного Технологического Университета. Серия: Радиотехнические И Инфокоммуникационные Системы. 2020. №4 (48)
2. Артемьев В.И., Тяжелова А.А., Иванов А.А. Многосенсорная Система Контроля Усилия Прижима Токосприемника Электропоезда К Контактной Сети. 2020. Р. 140–142
3. Gubaidullin R.R. et al. Mathematical modeling of optical response of address fiber Bragg structure using Gauss function. 2020. Vol. 11516

СЕНСОРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ НАКЛОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Долженко Е.И.^{*}, Томышев К.А., Бутов О.В.

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Москва

^{}E-mail: dolzhenko@phystech.edu*

Доклад посвящён использованию наклонных волоконных брэгговских решёток (НВБР) в качестве чувствительных элементов для сенсоров окружающей среды. НВБР представляет собой периодическую модуляцию показателя преломления сердцевины волокна. Плоскости штрихов этой структуры направлены под углом к оптической оси волокна. В результате взаимодействия распространяющегося по оптическому волокну света с НВБР возбуждается дискретный набор оболочечных мод, проявляющийся на спектре пропускания в виде серии характерных пиков и провалов. Очевидно, что распространение оболочечных мод напрямую связано с их взаимодействием с внешней средой, формирующей ближайшее окружение сенсора, что и определяет одно из важных свойств НВБР – чувствительность к показателю преломления внешней среды [1,2].

При изменении показателя преломления внешней среды условие полного внутреннего отражения перестаёт выполняться для ряда мод, что находит свое отражение на спектре пропускания такой решетки в виде уменьшения амплитуды спектральных пиков в коротковолновом диапазоне, что может быть использовано для измерения показателя преломления (рис.1).

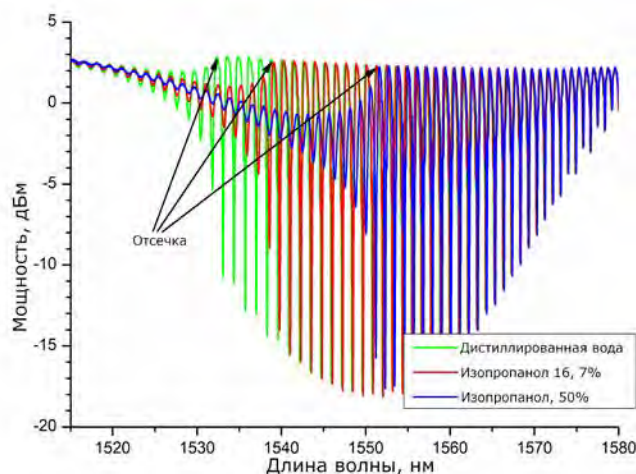


Рис. 1. Сдвиг длины волны отсечки в различных средах

Длина волны, на которой эти изменения начинают наблюдаться, называется длиной волны отсечки. Следует отметить, что разрешение сенсора в первую очередь будет определяться точностью измерения данного параметра, что является нетривиальной задачей. В нашей работе был предложен математический аппарат, основанный на комплексном анализе спектральных пиков с использованием аппроксимации огибающих спектра гладкими функциями (рис.2) [3]. Для проведения анализа спектр проходит предварительную обработку с помощью Фурье-фильтрации [3,4]. Предложенный математический аппарат позволяет проводить относительные измерения с высокой точностью и в автоматическом режиме, не требуя предварительной калибровки сенсора. Работа алгоритма была апробирована с помощью экспериментов по измерению температурной дисперсии показателя преломления воды, демонстрирующих высокие точность и разрешение сенсора.

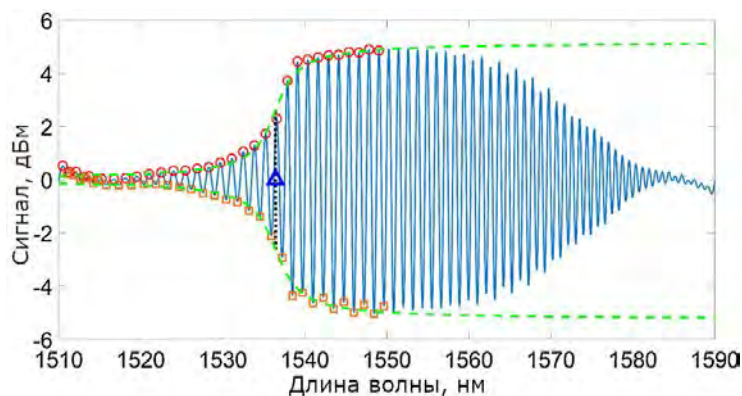


Рис. 2. Аппроксимация огибающих после Фурье-фильтрации

Применение НВБР в сенсорике не ограничивается рефлектометрией. Использование функционального покрытия, нанесённого на боковую поверхность волокна с записанной в нём НВБР и изменяющего свой показатель преломления при изменении определённого параметра внешней среды, позволяет создавать соответствующие сенсоры. Примером такого сенсора может служить волоконный гигрометр, измеряющий атмосферную влажность [5,6]. В роли функционального покрытия в работе был использован поливиниловый спирт. Реакция сенсора на изменение влажности воздуха представлена на рис.3.

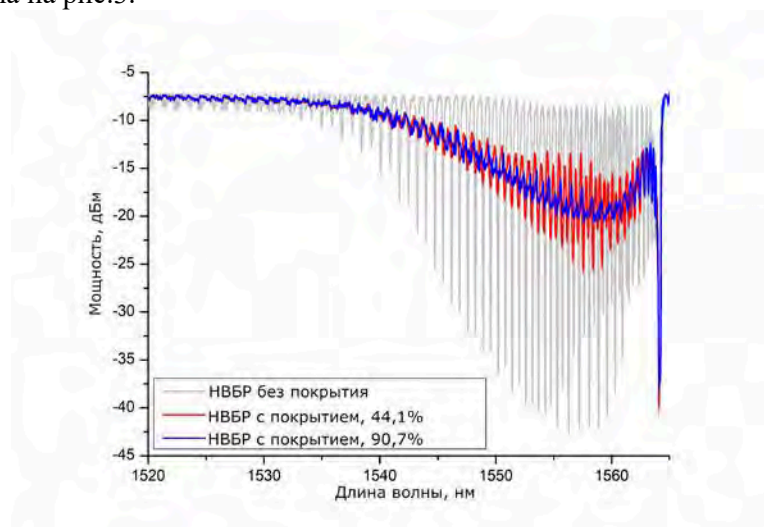


Рис. 3. Спектры пропускания НВБР и гигрометра на её основе при различных значениях влажности

Таким образом, волоконные датчики на основе НВБР являются крайне перспективным направлением развития сенсорики, имея огромный потенциал применимости во многих областях, включая биологию, медицину, а также производственные и хозяйственные процессы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №20-07-00467.

Литература

1. Albert J., Shao L., Caucheteur C., *Laser Photonics Rev.* **7.1**, 83-108 (2013)
2. Бутов О.В., Томышев К.А., ВКВО-2019, спецвыпуск *Фотон-Экспресс-Наука*, **6**, 158, 22-23 (2019)
3. Tomyshev K. et al, *Sens. Actuator A Phys.* **308**, 112016 (2020)
4. Томышев К.А., Мануйлович Е.С., Бутов О.В., ВКВО-2019, спецвыпуск *Фотон-Экспресс-Наука*, **6**, 158, 24-25 (2019)
5. Dolzhenko et al, *pss (RRL)* **14**, 12, 2000435 (2020)
6. Dolzhenko E.I., Tomyshev K., Butov O.V., *Proc. SPIE*, **11772**, *Optical Sensors 2021*; 117720S (2021)

ИНТЕРФЕРОМЕТР МАХА-ЦАНДЕРА НА ОСНОВЕ УТОНЕННОГО ВОЛОКНА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Симонов В.А.^{*}, Терентьев В.С.

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

**E-mail: simonova@iae.sbras.ru*

Интерферометр Маха-Цандера (ИМЦ), плечи которого образуют разные моды оптического волокна, могут использоваться в качестве датчиков уровня жидкости [1], показателя преломления и/или температуры/деформации/изгиба [2]. Разность длин плеч возникает из-за различия эффективного показателя преломления n_{eff} для разных мод. К недостаткам можно отнести образование более чем двух плеч, что приводит к интерференции большего числа лучей, чем в случае классического ИМЦ, и усложняет анализ интерференционной картины. Механизм чувствительности к внешней среде заключается в том, что поле моды вываливается из волокна и частично распространяется по внешней среде. Для мод более высокого порядка доля энергии вне волокна больше – значит и набег фазы больше.

Существует несколько технологически несложных способов создать ИМЦ такого типа: вставка из другого типа волокна [1]; вставка волокна со смещением оси [3]; неадиабатическое изменение диаметра волокна [4]; наклонные и длиннопериодные ВБР. Также, возможны комбинации вышеперечисленных способов. Анализ показаний датчиков различных величин (показателя преломления среды, температуры и деформации) обычно производится по смещению положения минимума или максимума интерференционной картины (одного или нескольких). Также для этого использовалась Фурье-фильтрация [5] и быстрое преобразование Фурье [6].

В данной работе предлагается способ, являющийся комбинацией нескольких из описанных и представленный на Рис.1(а). Преимуществами данного метода являются использование одного вида волокна и возможность тонкой настройки связи основной моды входного волокна с модами вставки за счет подбора степени утонения. Кроме того, предлагается использовать преобразование Фурье для анализа интерференционной картины ИМЦ, что позволит обойти ограничение, связанное со смещением экстремума интерференционной картины на величину, большую чем область свободной дисперсии интерферометра, а также снизить влияние интерференции с возбуждаемыми модами высшего порядка.

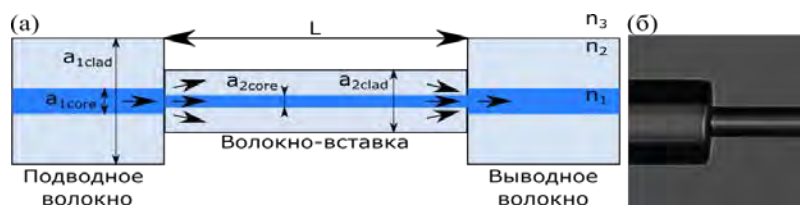


Рис. 1. (а) Схема предлагаемого ИМЦ; (б) изображение сварки подводного волокна с утоненной вставкой диаметром 44,5 мкм

Для начала следует посмотреть на то, как перераспределяется входное излучение по модам волокна-вставки в зависимости от степени его утонения. С помощью аналитической модели методом направляемых мод, численно реализованной на языке Fortran [7, 8], проведено моделирование параметров предложенного ИМЦ для поиска оптимальных степеней утонения волокна-вставки.

Во-первых, интересуют количество возбуждаемых мод в волокне-вставке (Рис. 2(а)). Видно, что при всех рассматриваемых степенях утонения $>95\%$ энергии распределяется по первым четырем модам. Во-вторых, необходимо определить при каких степенях утонения энергия перекачивается преимущественно в одну высшую моду волокна-вставки, так как при этом интерференция будет преимущественно между этой и основной модой. Можно выделить два случая. Первый - при $TR \approx 2,8$ перекачка в первую моду достигает максимального значения ($\sim 0,3$), при этом перекачка в основную моду близка к минимуму ($\sim 0,6$). С одной стороны, при этом видность интерференции между этими модами будет максимальной, но с другой, коэффициент перекачки в третью моду достигает почти 0,1, что будет существенно усложнять интерференционную картину. Второй случай - при $TR > 3,3$

перекачка во вторую моду становится максимальной, а в первую и третью – быстро убывают с увеличением TR. Таким образом, интерференционная картина будет больше похожей на двухлучевую как для классического ИМЦ, но рост коэффициента связи с первой модой и снижение с третьей будут снижать видность интерференции. Можно рассчитать спектры пропускания для степеней утонения (TR) 2,8, 3,3 и 4 в зависимости от длины вставки (Рис. 2(б)).

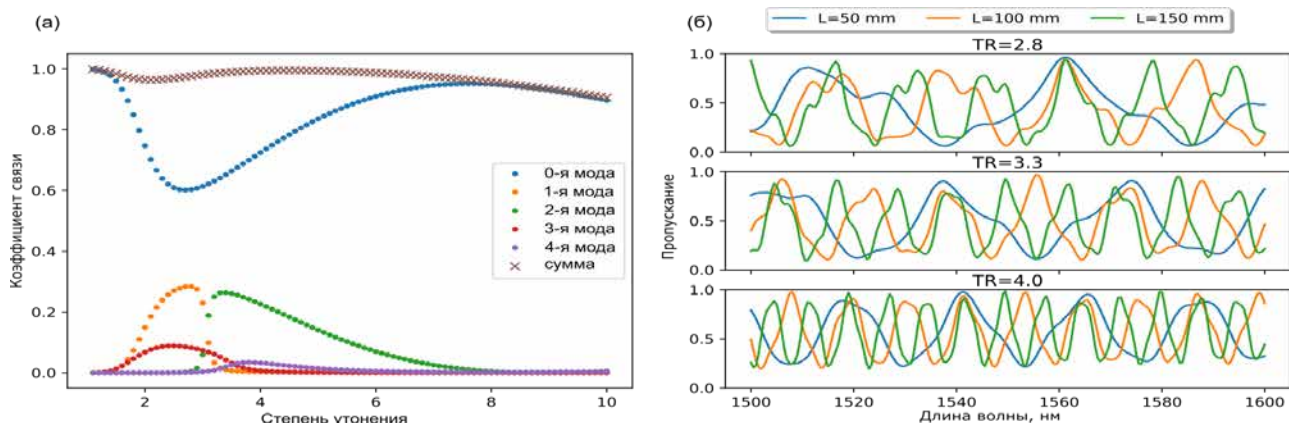


Рис. 2. (а) Коэффициенты связи основной моды подводного волокна с модами волокна-вставки. (б) Спектры пропускания ИМЦ с различными длинами и степенями утонения

Для указанных выше случаев (TR=2,8, 3,3 и 4, и L=50, 100 и 150 мм) рассчитаны спектры для разных n_3 в диапазоне 1,3164-1,3305, что соответствует водным растворам глицерина с концентрацией 0-10%. Для анализа используется преобразование Фурье по непрерывному пространству частот и поиск максимальной пространственной частоты. На Рис. 3(а) показаны Фурье спектры для раствора 0%, а на Рис. 3(б) – зависимость положения максимума от показателя преломления для разных степеней утонения и длины вставки.

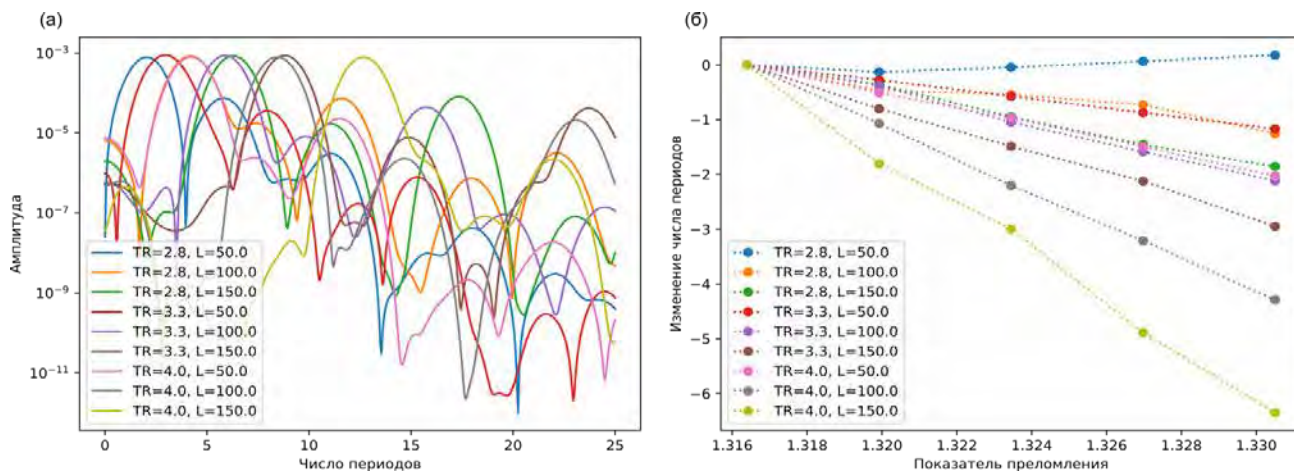


Рис. 3. (а) Фурье спектры для различных степеней утонения и длин вставок. (б) Зависимость положения максимума пространственной частоты от показателя преломления среды

Работа выполнена в рамках темы госзадания ИАиЭ СО РАН (№ гос. рег. АААА-А17-117062110026-3). Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН.

Литература

1. O.V.Ivanov, *Opt. Fiber Technol.*, **55**, 102146 (2020)
2. S.Gao et al., *Sensors Actuators B Chem.*, **188**, 931–936 (2013)
3. M.S.Avila-Garcia et al., *Opt. Lasers Eng.*, **107**, 202–206 (2018)
4. X.Han et al., *Sensors*, **19**, 5440 (2019)
5. H.W.Fu et al., *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **27**, 658–660 (2015)
6. X.Yu et al., *IEEE Photonics J.*, **8**, 6801710 (2016)
7. О.В.Иванов, С.А.Никитов, Ю.В.Гуляев, *УФН*, **176**, 175-202 (2006)
8. В.С.Терентьев, В.А.Симонов, *Квантовая электроника*, **46**, 142-146 (2016)

ГИБРИДНЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ

Соколовский А.А.^{*}, Моисеев В.В.

*Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники
им. В.А. Котельникова РАН
E-mail: asokol@list.ru

Гибридные измерительные системы (ГИС) [1] сочетают достоинства волоконно-оптического канала передачи и микроэлектронных датчиков технологических параметров. Области применения ГИС определяются возможностью создания измерительных систем отличающихся гальванической развязкой, пожаро- и взрывобезопасностью, а также возможностью передачи измерительной информации на значительное расстояние в условиях мощных электромагнитных помех.

Ключевым узлом ГИС является система питания электронных устройств оптическим излучением (СПОИ), в которой осуществляется преобразование оптического излучения в электрическую мощность для питания электронной схемы удалённого измерительного модуля. Основная характеристика СПОИ, это КПД преобразования. От этого параметра зависит надёжность и ресурс работы основных компонентов, входящих в состав СПОИ - фотовольтаического преобразователя (ФВП) и лазера питания. Достаточно эффективные ФВП могут быть изготовлены на основе структур AlGaAs, которые применяются для производства светодиодов с длиной волны излучения 850-870 нм [2, 3]. КПД системы питания, работающей в промышленном диапазоне температур (-60 ÷ +60 град. Ц.) можно существенно повысить за счёт оптической обратной связи, которая позволяет оптимизировать мощность питающего излучения для работы ФВП в точке максимальной мощности при изменении температуры и тока потребляемого измерительной платой.

Фотовольтаические характеристики некоторых светодиодов с двумя последовательными р-п переходами, усреднённые по 3-5 образцам каждого типа, при комнатной температуре приведены в таблице 1[2].

Таблица 1. Фотовольтаические характеристики светодиодов с двумя последовательными р-п переходами

LED	Спектр фоточув., нм	Eff., % при P, mW		U _{OC} , V при P, mW		U _{MPP} , V при P, mW		I _{SC} , mA при P, mW		ff при P, mW	
		100	400	100	400	100	400	100	400	100	400
SFH4235	850-780	35	32,4	2,534	2,55	2,295	2,243	15,876	59,2	0,869	0,86
SFH4715S	850-780	35,58	29,3	2,53	2,54	2,285	2,312	16,24	52,65	0,865	0,845
SFH4770S	850-780	34,82	29,36	2,525	2,5	2,07	1,942	21,86	67,78	0,633	0,689
SFH4775S	930-760	42,23	32,85	2,286	2,303	2,067	2,09	23,72	86,62	0,782	0,658
SFH4780S	805-750	46,48	38,98	2,733	2,75	2,441	2,51	20,45	64,1	0,847	0,857

Напряжение точки максимальной мощности линейно зависит от температуры и может быть вычислено из соотношения $U_{mpp}(V) \approx U_{mpp}(20^{\circ}) - 2,7 \cdot 10^{-3} T$, где T- температура в град. С.

Структурная схема СПОИ с управлением мощностью питающего лазера в зависимости от напряжения на фотовольтаическом преобразователе приведена на Рис. 1

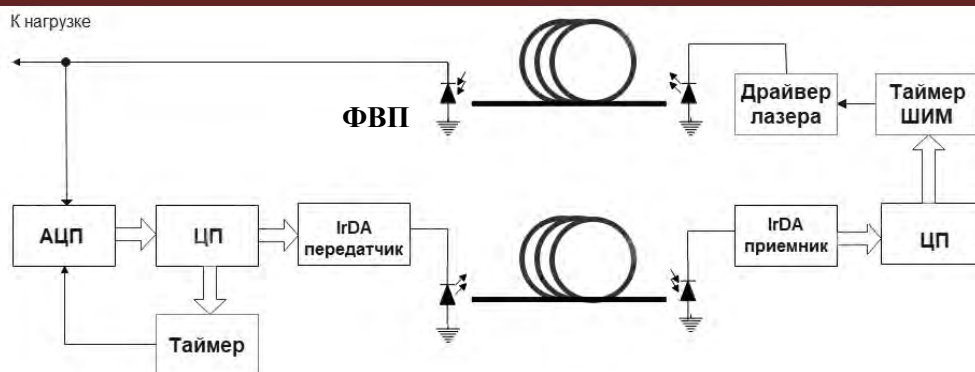


Рис.1 Структурная схема СПОИ

На основе таких СПОИ созданы опытные образцы измерительных систем для удалённого (до 2 км) измерения температуры в диапазоне $-60 \div +60^\circ\text{C}$ с мощностью оптического питания менее 2мВт, точного (классы 0,2S и 0,2) измерения тока и напряжения в высоковольтных цепях с мощностью оптического питания менее 100мВт.

ГИС температуры выполнена на основе таймера TS555 с линейным терморезистором во времязадающей цепи; выходным параметром является частота следования импульсов, которая по волокну передаётся короткими ($<100\text{нс}$) импульсами на фронтах выходного сигнала генератора. Измерительная плата ГИС напряжения/тока выполнена на основе 16 разрядного АЦП с частотой дискретизации 64 кГц, управляемого ПЛИС XC2C256, что обеспечивает точное измерение не только амплитудных, но и фазовых характеристик переменного напряжения. Экономичный режим работы измерительных модулей реализуется за счёт кодирования цифровых данных для передачи по ВОЛС короткими импульсами разной длительности (20нс-«0», 60нс-«1»), что обеспечивает высокую скважность и малую ($<30\text{ мВт}$) среднюю потребляемую мощность. Первичным преобразователем в измерительном трансформаторе напряжения является ёмкостной или резистивный (для постоянного напряжения) делитель, понижающий измеряемое напряжение (60-150 кВ) до величины приемлемой для измерения АЦП AD7980.

Литература

1. Ján TURÁN, Luboš OVSEŇÍK, Ján TURÁN, Jr., *Optically powered fiber optic sensors*, *Acta Electrotechnica et Informatica* No. 3. 5, 2005
2. Dumke M. et al., *Power Transmission by Optical Fibers for Component Inherent Communication*, *SYSTEMICS, CYBERNETICS AND INFORMATICS* 8 - N 1, 55-60,- 2010
3. Соколовский А.А., *Фотовольтаические характеристики светодиодов на основе AlGaAs*, *Письма в ЖТФ*, №8, 57-60, 2018
4. Соколовский А.А., Моисеев В.В. *Фотовольтаические характеристики светодиодов с двойным p-n переходом*, *Письма в ЖТФ*, №1, 47-50, 2021

ВИБРО-ДАЛЬНОМЕР НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННОГО ЛАЗЕРА С САМОСКАНИРОВАНИЕМ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Воликова А.М.^{*}, Смолянинов Н.Н., Лобач И.А., Каблуков С.И.

Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

**E-mail: Volikova@iae.nsk.su*

Вибрации присутствуют в большинстве конструкций и сильно влияют на производительность машин. Следовательно, становятся одной из важных физических величин, которую необходимо измерять во многих областях техники. В частности, необходимо контролировать вибрации в таких устройствах, как генераторы высокой мощности в сфере энергетики и в машинах на нефтехимических предприятиях. Электрические виброметры уступают волоконно-оптическим, поскольку последние невосприимчивы к электрическому полю. Лазерные интерферометрические виброметры [1] позволяют измерять мельчайшие вибрации удаленной цели без физического контакта с хорошей чувствительностью. Среди интерференционных приборов получили широкое применение измерители на основе перестраиваемых лазеров [2]. Альтернативой обычным перестраиваемым лазерам является лазер с самосканированием длины волны [3], в котором длина волны изменяется за счет внутренних процессов, и не требуются дорогостоящие перестраиваемые фильтры и системы перестройки частоты.

Нами предложен лазерный виброметр, оптическая схема которого аналогична схеме дальномера [4]. В качестве источника излучения используется иттербиевый волоконный лазер с самосканированием длины волны в области ~1056-1074 нм. Лазер генерирует последовательность микросекундных импульсов со спектральной шириной не более 1 МГц. Каждый импульс соответствует одной продольной моде, расстояние между которыми $\delta\nu \sim 5.5$ МГц. Для измерения расстояния до мишени в схеме вибро-дальномера используется интерферометр Маха-Цендера (ИМЦ). В измерительное плечо интерферометра вставлен разветвитель с коллиматором для фокусирования излучения на мишень и сбора рассеянного света обратно в волокно. Сигнал на выходе интерферометра состоит из импульсов, амплитуда которых изменяется с длиной волны излучения в результате интерференции по гармоническому закону. Период амплитудной модуляции хранит информацию о местоположении мишени. Для устранения флуктуаций на микроконтроллере производилось поимпульсное деление интерференционного сигнала на опорный. Данная операция была реализована на микроконтроллере с последующей обработкой на компьютере [5]. К интерференционному сигналу применялось быстрое преобразование Фурье, в результате которого получалась рефлектограмма измеряемой линии. Пики на рефлектограмме соответствуют какому-либо отражению в измерительном канале. Пространственная координата отражения от мишени пропорциональна частотной координате максимума на рефлектограмме. Положение резонанса, соответствующего отражению от мишени,

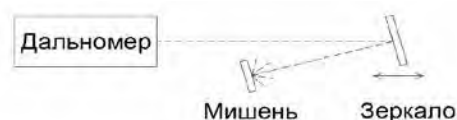


Рис. 1. Оптическая схема виброметра

определяется в соответствии с выражением: $\Delta L = \frac{c \cdot \nu_i}{2\nu_{\text{геп}}\delta\nu}$. По теореме Котельникова частота

следования импульсов $\nu_{\text{геп}}$ должна быть как минимум в два раза больше частоты модуляции сигнала (области свободной дисперсии ИМЦ) $\nu_{\text{геп}} \geq 2\nu_i$. Из этого следует, что максимальная длина до

мишени равна: $L_{\text{max}} = \frac{c}{4\delta\nu} = 13.64$

м. Ранее была продемонстрирована возможность измерения расстояний до ~11 м с пространственным разрешением ~0.4 мм [4]. Также было отмечено, что измеряемый сигнал имеет высокую чувствительность к вибрационным возмущениям. В настоящей работе показано, что эта схема также позволяет измерять вибрации удаленной мишени. Для измерения вибраций использовалось зеркало на пьезокерамике (рис. 1). На пьезокерамику генератором сигналов (DG 4162, Rigol) подавался синусоидальный электрический сигнал. Мишенью служила шлифованная черная алюминиевая поверхность стандартной микроподвижки. Измерения проводились в течении 4 с, что соответствует области сканирования 4 нм. Измерение рефлектограмм проводилось при разных параметрах вибрации поворотного зеркала: частота 2 Гц – 5 кГц и напряжение модуляции до 6 В.

При возникновении вибраций зеркала на выходе интерферометра появлялась дополнительная модуляция сигнала из-за варьирования разности плеч. На рефлектограмме кроме центрального пика,

соответствующего отражению от мишени, появляются дополнительные боковые пики. Мгновенное значение модулированного сигнала записывается в виде: $u_m(t) = U_m \cos(2\pi\nu_0 t + m \sin Ft)$. Индекс модуляции $m = \frac{\Delta\nu_i}{F}$ представляет собой девиацию фазы сигнала [6]. При индексе модуляции значительно меньше единицы $m \ll 1$ к несущей частоте ν_i добавляются две боковые компоненты $\nu_i + F$ и $\nu_i - F$, где F – частота модулирующего сигнала [6]:

$$u(t) = U_m \cos 2\pi\nu_i t + \frac{U_m m}{2} [\cos 2\pi(\nu_i + F)t - \cos 2\pi(\nu_i - F)t] \quad (1)$$

где U_m – коэффициент, равный амплитуде несущего колебания без модуляции. При увеличении индекса модуляции число боковых компонент может существенно вырасти $\nu_i \pm kF$ ($k = 1, 2, \dots, N$). Известно [6], что амплитуды боковых пиков пропорциональны функциям Бесселя $J_k(m)$. На рефлектограмме расстояние между центральным и первым боковым пиками связано с частотой модуляций F и аналогично вышеуказанной формуле определения положения мишени:

$$\Delta l = \frac{c}{2\nu_{\text{герц}} F}$$

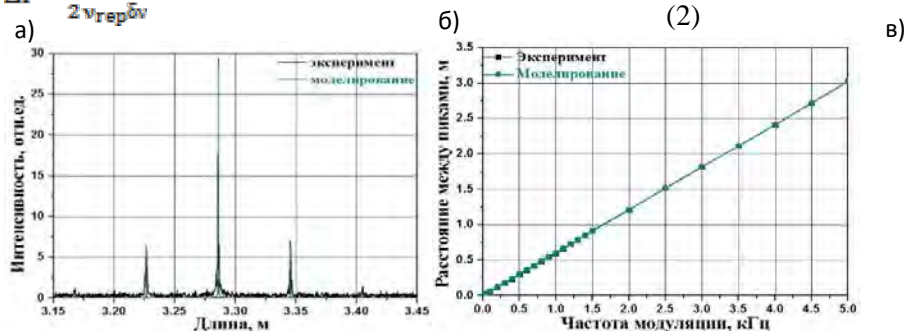


Рис. 2. (а) Рефлектограмма и её моделирование при вибрации зеркала 100 Гц, 1 В. (б) Расстояние между центральным и боковым пиками. Черные квадраты – экспериментальные данные, зеленые круги – моделирование. (в) Зависимость амплитуды боковых пиков от амплитуды колебаний зеркала при частоте вибрации 100 Гц. Черные и синие квадраты – боковые пики, зеленые круги – моделирование

На рис. 2а изображен участок рефлектограммы при модуляции зеркала частотой 100 Гц и напряжением 1 В. Пик с максимальной амплитудой соответствует отражению от мишени, боковые пики – колебаниям зеркала. Расстояние между центральным и первым боковым пиком линейно зависит от частоты модуляции (рис. 2б) в соответствии с выражением (2). На рис. 2в изображено изменение амплитуды первого бокового пика от амплитуды смещения зеркала при частоте модуляции 100 Гц. При увеличении напряжения на пьезокерамике до ~2.5 В амплитуда пика растет, а затем уменьшается. Это связано с ростом числа боковых пиков в рефлектограмме, при котором происходит перераспределение энергии по спектру. Для калибровки амплитуды смещения зеркала на пьезокерамике в нанометрах использовалась схема интерферометра Фабри-Перо с применением одночастотного Nd:YAG лазера. Получено, что при напряжении 1 В зеркало смещается на ~60 нм. В наших экспериментах модуляция оптического пути происходит с помощью поворотного зеркала поэтому при вибрациях мишени модуляция оптического пути будет в два раза меньше.

Также проводилось компьютерное моделирование сигналов вибро-дальномера. Частотные и амплитудные характеристики вибраций, полученные в результате моделирования, хорошо согласуются с экспериментальными данными (рис. 2).

Таким образом, в работе продемонстрирована работа прибора, способного измерять абсолютное расстояние до объекта до ~11 м с пространственным разрешением не хуже ~0.4 мм и его вибрацию с частотой в диапазоне от 2 Гц до 5 кГц.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 18-12-00243, <https://rscf.ru/project/18-12-00243/>.

Литература

1. Donati S. *Electro-optical instrumentation: sensing and measuring with lasers*. – Pearson Education (2004)
2. McManamon P.F. *Lidar technologies and systems*. – SPIE (2019)
3. Lobach I.A. et al., *Laser Phys. Lett.* **11**, 045103-045108 (2014)
4. Воликова А.М. и др., *Прикладная фотоника* **7**, 90-101 (2020)
5. Смолянинов Н.Н. и др., *Приборы и техника эксперимента* **2**, 762-782 (2021)
6. Баскаков С.И. *Радиотехнические цепи и сигналы*. – М: Высшая школа (2000)

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ Се:YAG И МНОГОМОДОВОГО ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА

Матросова А.С.^{1,2,3}, Булыга Д.В.², Садовничий Р.В.^{1,3}, Пчелкин Г.А.^{1,3,4}, Шурупов Д.Н.^{1,4},
Демидов В.В.^{1,3*}, Евстропьев С.К.^{1,2,3,5}, Никоноров Н.В.², Дукельский К.В.^{1,2,6},
Подрухин Ю.Ф.⁴, Слобожанинов А.А.²

¹Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
г. Санкт-Петербург

²Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург

³Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, г. Москва

⁴Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург

⁵Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет),
г. Санкт-Петербург

⁶Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича,
г. Санкт-Петербург

*E-mail: demidov@goi.ru

Измерение температуры с помощью волоконно-оптических датчиков (ВОД) обладает рядом преимуществ по сравнению с аналогичными по функциям устройствами другого типа [1]. ВОД компактны, легки, электрически безопасны, невосприимчивы к электромагнитным помехам и обеспечивают локализованное в одной точке либо распределенное по всей длине измерение параметров окружающей среды. Необходимость контроля высоких значений температуры различных объектов, в сочетании с длительностью измерительного процесса и труднодоступностью зоны контроля, требует использования материалов, обладающих высокой термической устойчивостью.

Особое внимание уделяют разработке люминесцентных ВОД, осуществляющих конвертацию УФ излучения в сигнал видимого диапазона за счет явления фотолюминесценции. Преимущества таких устройств заключаются в быстром отклике и высокой чувствительности [2]. Принцип действия люминесцентных ВОД для измерения температуры основан на контроле температурных изменений фотолюминесценции редкоземельных ионов [3]. Целью настоящей работы было исследование люминесцентного ВОД простой конструкции, в котором в качестве термочувствительного материала используются нанокристаллы алюмоиттриевого граната, активированного ионами церия (Се:YAG).

Наноломинофор Се:YAG (концентрация ионов церия 1,0 масс.%), представленный в виде порошка, был синтезирован полимерно-солевым методом [4]. В качестве исходных материалов использовались растворы нитратов металлов и высокомолекулярного поливинилпирролидона. После смешивания растворы подвергались сушке и термической обработке при 1000 °С в течение 2 часов. На Рис. 1 приведены снимки порошка Се:YAG, полученные методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Из рисунка видно, что материал имеет пористую структуру (Рис. 1а), каркас которой состоит из нанокристаллов размером менее 100 нм (Рис. 1б).

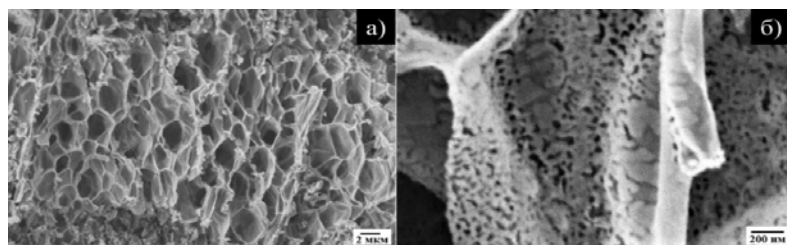


Рис. 1. СЭМ-снимки структуры наноломинофора Се:YAG, полученного полимерно-солевым методом

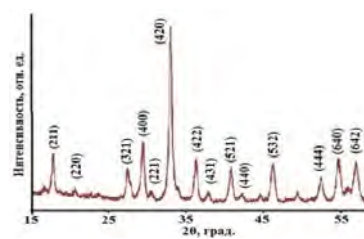


Рис. 2. Рентгенограмма наноломинофора Се:YAG

Данные рентгенофазового анализа (Рис. 2) показали, что синтезированный порошок содержит только кристаллы алюмоиттриевого граната. Средний размер кристаллов, рассчитанный согласно уравнению Шеррера, составил 19 нм. Параметры кристаллической ячейки a и V кристаллов Се:YAG составили 12,055 Å и 1751,73 Å³ соответственно. Эти значения выше аналогичных величин для чистого алюмоиттриевого граната (12,002 Å и 1728,86 Å³), что свидетельствует о некотором расширении кристаллической решетки при замещении ионов Y³⁺ большими по размеру ионами Се³⁺.

Исследование люминесцентных свойств порошка показало, что в спектре возбуждения фотолюминесценции наблюдаются два пика с максимумами на длинах волн 340 и 460 нм (Рис. 3, кривая 1), аналогично результатам работы [8]. Спектр эмиссии фотолюминесценции в видимом диапазоне состоит из двух различных полос с максимумами вблизи длин волн 535 и 574 нм (Рис. 3, кривая 2), соответствующих электронным переходам $Ce^{3+} 5d^1 \rightarrow 4f^1 (^2F_{5/2})$ и $5d^1 \rightarrow 4f^1 (^2F_{7/2})$ [4, 5].

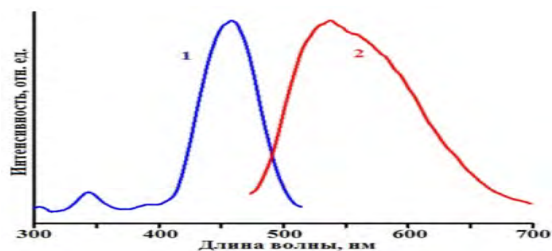


Рис. 3. Спектры возбуждения (кривая 1) и эмиссии фотолюминесценции (кривая 2) нанолуминофора Ce:YAG

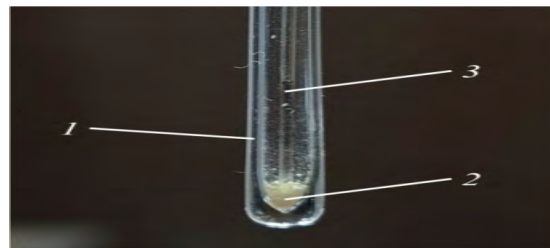


Рис. 4. Фотография ВОД: 1 – кварцевый капилляр, 2 – нанолуминофор Ce:YAG, 3 – многомодовый волоконный световод

ВОД представлял собой конструкцию из многомодового волоконного световода с сердцевинной диаметром 200 мкм и числовой апертурой 0,22 длиной 2 м и кварцевого капилляра с внутренним диаметром 0,8 мм длиной 45 мм, заплавленного с одного конца (Рис. 4). Полость капилляра со стороны заплавленного конца была заполнена слоем нанолуминофора Ce:YAG толщиной ~1,5 мм, к которому был подведен очищенный от защитного покрытия и отполированный торец световода с пропусканием более 99%/м в видимом диапазоне. При воздействии излучения длин волн 340 и 460 нм на участок капилляра, заполненный порошком, происходило возбуждение фотолюминесценции, и оптический сигнал с преобразованной за счет этого явления длиной волны от 535 до 574 нм захватывался световодом и передавался к приемной аппаратуре.



Рис. 5. Схема экспериментальной установки для исследования температурной чувствительности ВОД

Исследование температурной чувствительности ВОД проводилось на экспериментальной установке, схема которой представлена на Рис. 5. Подвод тепла к сегменту капилляра, заполненному нанолуминофором Ce:YAG, осуществлялся за счет нагрева нихромовой проволоки, намотанной двумя витками снаружи капилляра. Нагрев проволоки регулировался подачей напряжения от лабораторного автотрансформатора. Излучение ртутной лампы подводилось напрямую к капилляру, способствуя эффективному возбуждению фотолюминесценции порошка. Изменение интенсивности оптического сигнала в зависимости от температуры проволоки регистрировалась фотодетектором. Измеренная таким образом зависимость в диапазоне значений температуры от 20 до 150 °C оказалась экспоненциальной, а в диапазоне от 150 до 250 °C – линейной. Снижение интенсивности оптического сигнала по мере увеличения температуры обусловлено температурным тушением люминесценции. Поскольку синтезированный нанолуминофор Ce:YAG характеризуется устойчивостью к воздействию температуры более 700 K [6], это определяет возможность практического применения разработанной конструкции ВОД для контроля экстремально высоких значений температуры различных объектов промышленного и гражданского назначения.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-19-00596).

Литература

1. Grattan K.T.V. et al, *Sens. Act. A: Phys.* **82**, 40-61 (2000)
2. Jackson R.G., *Novel sensors and sensing*. London: CRC Press (2004)
3. Matrosova A.S. et al, *Opt. Spectr.* **127**, 746-749 (2019)
4. Sokolov I.S. et al, *Opt. Eng.* **58**, 027103 (2019)
5. He X. et al, *Sci. Rep.* **6**, 38168 (2016)
6. Denker B. et al, *Opt. Commun.* **271**, 142-147 (2007)

ОСОБЕННОСТИ ПОДАВЛЕНИЯ ИЗБЫТОЧНОГО ШУМА В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОМ ДАТЧИКЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

Пржиялковский Я.В.^{1,2*}, Старостин Н.И.^{1,2}, Моршнев С.К.^{1,2}, Сазонов А.И.^{1,2}

¹НПЦ Профотек, г. Москва

²Фрязинский филиал Института Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино

*E-mail: yankus.p@gmail.com

Оптический метод измерения электрического тока на основе эффекта Фарадея имеет ряд практических преимуществ по сравнению с традиционными методами измерения тока и в настоящее время активно внедряется в промышленности [1, 2]. Наиболее перспективной реализацией оптического датчика тока является волоконный низкокогерентный отражательный интерферометр, в качестве чувствительного элемента которого используется оптическое волокно со спиральной структурой осей встроеного линейного двулучепреломления (spun волокно).

Несмотря на то, что оптический метод измерения тока прежде всего ориентирован на измерение больших промышленных токов, быстродействие эффекта Фарадея (~ 1 нс) открывает также другое перспективное направление применения волоконно-оптических датчиков тока — измерение токовых импульсов [3]. Малая амплитуда измеряемых импульсов налагает определённые ограничения на шумовые характеристики. Одним из путей увеличения отношения сигнал/шум датчика тока является применение системы подавления избыточного шума, связанного с биением спектральных компонент низкокогерентного оптического излучения [3 — 5].

В то же время для увеличения быстродействия датчика необходимо уменьшить длину чувствительного элемента, что, при сохранении чувствительности датчика, требует уменьшения радиуса намотки волокна в чувствительном элементе. Однако опыт показывает, что при малом радиусе намотки эффективность подавления избыточного шума существенно падает. В данной работе исследуются факторы, влияющие на эффективность подавления избыточного шума, связанные с намоткой spun-волокна по малому радиусу.

Основное требование, предъявляемое системе подавления шума, является необходимость синхронизации оптических сигналов, регистрируемых фотоприёмниками датчика. Зависимость коэффициента подавления шума κ зависит от корреляции шумов в сигнальном и опорном каналах датчика по формуле

$$\frac{1}{2\kappa^2} + \gamma = 1. \quad (1)$$

Здесь γ — коэффициент корреляции шумов, зависящий, в свою очередь, от корреляции спектров светового излучения в каналах:

$$\gamma(\tau) = H(\tau) \frac{\int_0^\infty I_1(\omega)I_2(\omega)d\omega}{\sqrt{\int_0^\infty I_1^2(\omega)d\omega \int_0^\infty I_2^2(\omega)d\omega}}, \quad (2)$$

где $H(\tau)$ — корреляционная функция, определяющаяся спектральными характеристиками усилителей фототоков, τ — рассинхронизация сигналов, а $I_1(\omega)$ и $I_2(\omega)$ — спектральные плотности интенсивности излучения в каналах датчика. Исследования показывают, что при малом радиусе намотки spun волокна, наведённое изгибом двулучепреломление существенно меняет эллиптичность распространяемого по волокну излучения. Поэтому при зеркальном отражении света на конце волокна возникают некогерентные волны света, мощность которых тем больше, чем меньше радиус намотки. Именно некогерентные волны, проходя поляризатор датчика в обратном направлении теряют существенную часть мощности, что приводит к заметным изменениям спектра излучения в сигнальном канале датчика и, следовательно, к снижению коэффициента подавления.

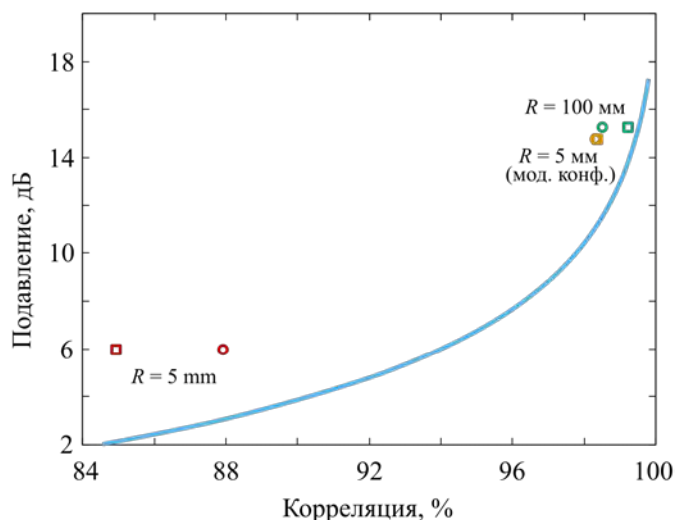


Рис 1. Сравнение теоретической зависимости коэффициента подавления избыточного шума от корреляции выходных сигналов датчика тока и экспериментальных значений (круги), а также значений, вычисленных по спектрам (квадраты), при разных конфигурациях намотки srip-волокна

Искажение спектра в сигнальном канале датчика можно предотвратить, применяя плавное снижение радиуса намотки в начале и конце srip-волокна. В результате такой намотки винтовые поляризационные моды прямого srip-волокна восстанавливаются при подходе излучения к зеркалу. Если поляризация винтовых мод близка к циркулярной (что выполнено, когда длина биений встроенного линейного двулучепреломления srip-волокна в несколько раз больше длины шага спиральной структуры), то возникающие при отражении света от зеркала некогерентные волны будут минимальны. Отсюда следует, что деформация спектра излучения в сигнальном канале датчика в этом случае будет мала и, соответственно, коэффициент подавления избыточного шума будет близким к случаю намотки с большим радиусом. На рис 1 представлена как теоретическая зависимость (1), так и экспериментальные данные, полученные из непосредственного измерения подавления (круги) и по корреляции спектров излучения по формуле (2). Экспериментальные результаты были получены для намотки srip-волокна по большому радиусу 100 мм, когда влиянием изгиба можно пренебречь, по малому радиусу 5 мм и для модифицированной намотки по радиусу 5 мм со спиральными секциями.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

Литература

1. Bohnert K., Gabus P., Kostovic J., Brändle H., «Optical fiber sensors for the electric power industry», *Optics and Lasers in Engineering*, 43(3-5), 511-526 (2005)
2. Starostin N.I., Ryabko M.V., Chamorovskii Y.K., Gubin V.P., Sazonov A.I., Morshnev S.K., Korotkov N.M. «Interferometric fiber-optic electric current sensor for industrial application» *Key Engineering Materials*, Vol. 437, pp. 314-318 (2010)
3. Пржиялковский Я.В., Губин, В.П., Старостин, Н.И., Моршнев, С.К., Сазонов, А.И. «Регистрация импульсов электрического тока волоконно-оптическим датчиком с использованием srip-световодов», *Квантовая электроника*, 48(1), 62-69 (2018)
4. Morkel P.R., Laming R.I., Payne D.N., «Noise characteristics of high-power doped-fibre superluminescent sources», *Electronics Letters*, 26(2), 96-98 (1990)
5. Burns W.K., Moeller R.P., Dandridge A. «Excess noise in fiber gyroscope sources», *IEEE photonics technology letters*, 2(8), 606-608 (1990)

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СЕНСОРЫ НА ОСНОВЕ РЕЗОНАНСА ЗАТУХАЮЩЕЙ МОДЫ ДЛЯ АГРЕССИВНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Судас Д.П.^{1,2,*}, Кузнецов П.И.¹, Якушева Г.Г.¹, Савельев Е.А.¹

¹ФирЭ им.В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино

²СПбПУ им.Петра Великого, г. Санкт-Петербург

*E-mail: dmitriisudas@mail.ru

Основная мода волоконного световода, распространяющаяся внутри сердцевины, благодаря своему эванесцентному полю или эффекту связи мод может взаимодействовать с широким спектром материалов, покрывающих боковую поверхность диэлектрического волновода. Чтобы усилить это взаимодействие, можно использовать оптические волокна, геометрия которых на некотором участке изменена химическим утонением, термическим растяжением или боковой полировкой. Такой подход применяется в большом количестве приборов, используемых для практических целей, таких как оптоволоконные датчики или импульсные лазеры [1]. Одним из видов таких устройств являются сенсоры на основе явления резонанса затухающей моды (LMR) [2]. Принцип их действия основан на том, что спектральное положение резонанса сильно зависит от действительной части показателя преломления покрытия и окружающей среды, а также от толщины плёнки. Для реализации резонанса необходимо, чтобы материал тонкой плёнки удовлетворял следующим условиям: действительная часть диэлектрической проницаемости материала покрытия положительна и превышает ее мнимую часть по абсолютной величине. При этом действительная часть показателя преломления этого вещества должна быть больше того же параметра для диэлектрического волновода и окружающей среды [3].

В данной работе представлен волоконно-оптический датчик на основе SnO_2 -покрытия, который демонстрирует высокую химическую стойкость к воздействию агрессивных жидкостей, таких как кислоты (в том числе царская водка). Пленки диоксида олова осаждались методом парофазного осаждения из металлоорганических соединений (МОСVD) на поверхность протравленного волокна (тейпера). Измерения оптического пропускания при нанесении покрытия показали наличие явления резонанса затухающей моды. В процессе осаждения SnO_2 при температуре 345 °С наблюдалось разделение первых трех порядков резонансов на TE и TM составляющие.

В качестве основы для создания сенсоров выбрано одномодовое волокно SMF-28 с диаметром сердцевины 8,2 мкм. Сужение внешнего диаметра участка волокна проводилось методом изотропного химического травления в несколько этапов. Очищенный от оболочки участок волокна заливали водным раствором малотоксичного травителя $\text{NH}_4\text{F}+(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$. Процесс нанесения покрытия методом МОСVD проводили при температурах от 310 до 500 °С и атмосферном давлении осушенного воздуха. В качестве исходного реагента использовали тетраэтилолово (SnEt_4). В процессе осаждения контролировалось оптическое пропускание волокна в диапазоне длин волн 900–1700 нм. На начальном этапе исследования процесс осаждения продолжался до тех пор, пока резонанс не появлялся в рабочем диапазоне спектрометра. С увеличением порядка резонанса его глубина уменьшалась. Максимальное количество наблюдаемых порядков резонанса достигало пяти. На рис. 1 показаны спектральные характеристики для образцов № 1(а) и 2(б) с покрытиями SnO_2 , нанесенными при температурах 500 и 345 °С соответственно.

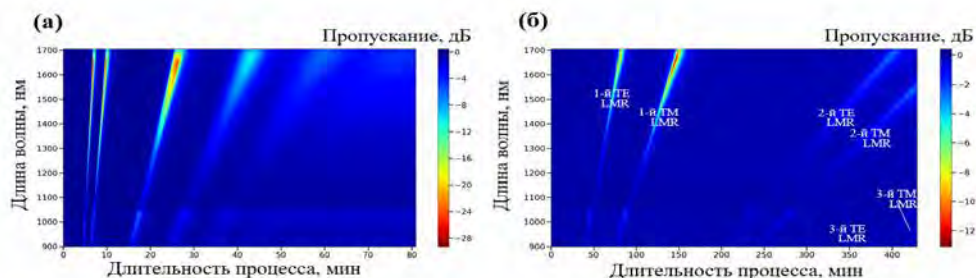


Рис. 1. Спектры пропускания образцов в зависимости от длительности процесса осаждения, проводимого при температуре: (а) – 500°С, (б) - 345°С

За основу для образцов № 1 и 2 были взяты тейпера длиной 2,4 и 2,1 мм и диаметром 17,3 и 21,4 мкм соответственно. Разные диаметры протравленной части были необходимы, чтобы получить разную глубину результирующих резонансов.

После осаждения оптическое волокно с утонённой областью извлекалось из реактора и повторно встраивалось в схему измерения оптического пропускания. Тейпер заливали раствором агрессивной жидкости и накрыли фторопластовым колпачком для уменьшения скорости испарения летучего компонента раствора. Измерения проводились с использованием набора приготовленных растворов кислот с последовательно увеличивающейся концентрацией.

В процессе №1 разделение на компоненты ТЕ и ТМ было зафиксировано только для 1-го порядка резонанса, тогда как для образца №2 разделение наблюдалось для резонансов первых трех порядков. Это было достигнуто за счет высокой степени однородности толщины покрытия SnO₂ на тейпере в данном процессе.

Перед циклом измерений были проведены два последовательных испытания полученного покрытия SnO₂ на химическую стойкость. На первом этапе регистрировалось спектральное положение резонанса при заливке тейпера изопропиловым спиртом и последующем его повторном

пребывании в 9-ти молярном растворе соляной кислоты. После промывки сенсора бидистиллированной водой и заливки изопропиловым спиртом спектральное положение резонанса вернулось в исходное положение. На втором этапе проводилось аналогичное испытание покрытия с той лишь разницей, что положение резонанса регистрировали в 9-ти молярной соляной кислоте до и после заливки тейпера царской водкой на 5 минут. Таким образом, продемонстрированы очень высокая химическая стабильность покрытия SnO₂ и возможность использования реализованного сенсора для агрессивных сред. На рис. 2 представлены спектры пропускания сенсора в водных растворах кислот (HCl, HNO₃, H₂SO₄) различной концентрации.

На рис. 2 представлены зависимости положения ТЕ составляющей 1-го порядка резонанса от молярной концентрации растворов соляной, азотной и серной кислот. Чувствительность сенсора к различным молярным концентрациям этих кислот составила, 35.2 ± 0.7 и 32.0 ± 0.7 , 34.8 ± 0.7 нм/М соответственно. Разница в спектральном положении резонанса для одинаковых молярных концентраций растворов разных кислот обусловлена различием их показателей преломления. Чтобы проиллюстрировать этот факт, мы представили положение резонанса в зависимости от показателя преломления исследуемых кислотных растворов (рис. 2 – вставки). Значения показателя преломления для рассматриваемых растворов использовали из справочных данных, где значения показателя преломления приведены на длине волны 589 нм [4].

Чувствительность полученного сенсора к показателю преломления окружающей среды в диапазоне показателя преломления от 1.375 до 1.41 составила более 5260 ± 25 нм/единицу показателя преломления.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда проект № 21-19-00259.

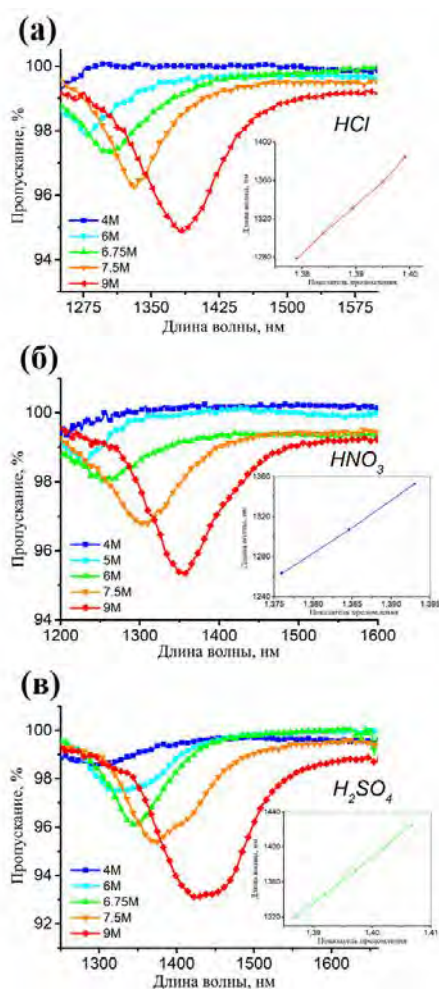


Рис. 2. Спектры пропускания сенсора в водных растворах кислот: (а) – HCl, (б) – HNO₃, (в) – H₂SO₄ различной молярной концентрации

Литература

1. Woodward R.I. and Kelleher E.J.R., *Appl. Sci.* **5**(4), 1440-1456 (2015)
2. Paliwal N. and John J., *IEEE Sensors Journal* **15**(10), 5361-5371 (2015)
3. Wang Q. and Zhao W.-M., *Optics and Lasers in Engineering* **100**, 47-60 (2018)
4. Zolotarev V.M. et al, *Handbook - L.: Chemistry*, 216 (1984)

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ МОЭМС ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Волков П.В., Горюнов А.В., Вopilкин Е.А., Краев С.А., Лукьянов А.Ю., Охaпкин А.И.

*Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород
E-mail: volkov@ipmras.ru*

Одним из направлений развития волоконно-оптических сенсоров является создание микрооптомеханических систем (МОМС), интегрированных с оптическим волокном [1, 2]. Основным достоинством такого подхода является возможность гибкого управления параметрами сенсора за счёт его геометрии.

Кроме непосредственно чувствительного элемента в состав любой системы входит оптическая схема регистрации движения микромеханического элемента. При этом для калибровки систем регистрации, равно как для отработки методов и алгоритмов, крайне полезно иметь тестовые имитаторы сенсорных элементов с управляемыми параметрами.

В рамках данной работы была создана матрица тестовых мембран с электростатическим управлением, гладкой АЧХ в широком диапазоне частот и возможностью оптического считывания.

В работе была предложена и реализована модифицированная версия хорошо известной технологии LIGA [3], позволяющая получить подвешенную мембрану практически произвольной геометрии. Требуемая структура МОЭМС формировалась в несколько шагов. В качестве подложки в принципе можно использовать любой изолирующий материал, в нашем случае использовалась подложка i-GaAs.

Изготовление элемента состояло из четырёх основных этапов:

- 1) формирование нижнего электрода;
- 2) формирование слоя защитного диэлектрика;
- 3) формирование мембраны;
- 4) освобождение мембраны.

Электронная фотография одного из вариантов итогового элемента приведена на рис.1.а Размер мембраны составил около 100х100 мкм. Поскольку параметры мембраны зависят от её толщины, а также от жёсткости подвеса, который можно регулировать шириной опорных ног, то на одном чипе был изготовлен набор мембран с разными параметрами. В дальнейшем чип монтировался на печатную плату, с возможностью независимого возбуждения отдельных рядов мембран (рис.1.б).

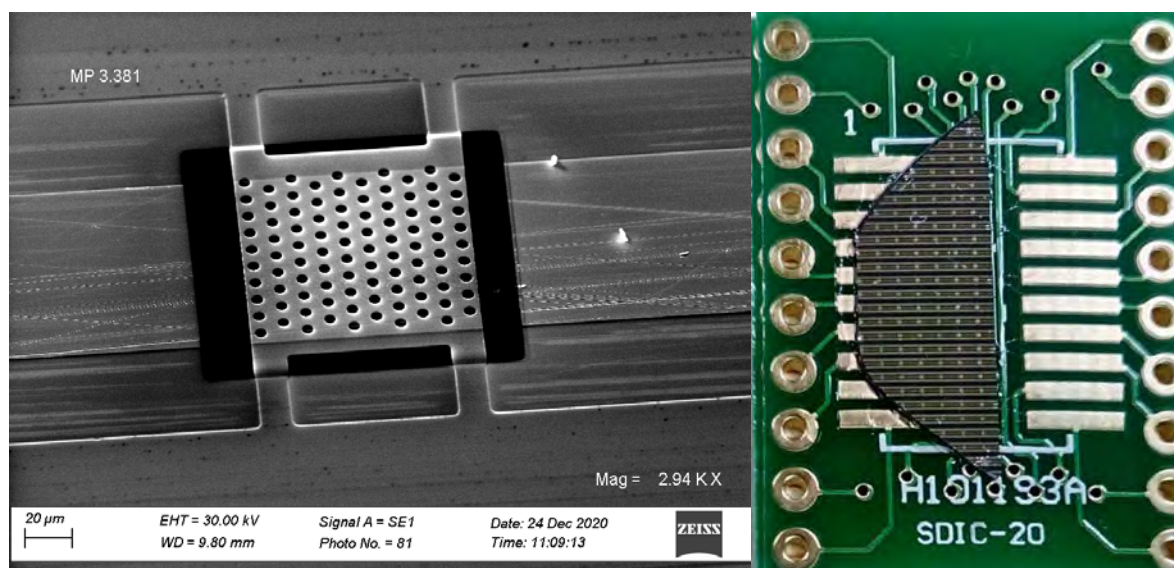


Рис. 1. Отдельная мембрана и итоговый чип

На рис. 2 приведены зависимости смещения мембраны от внешнего напряжения для мембраны толщиной 0,4 мкм при разной ширине опорных ног – 15 мкм, 30 мкм, 100 мкм (сплошные ноги).

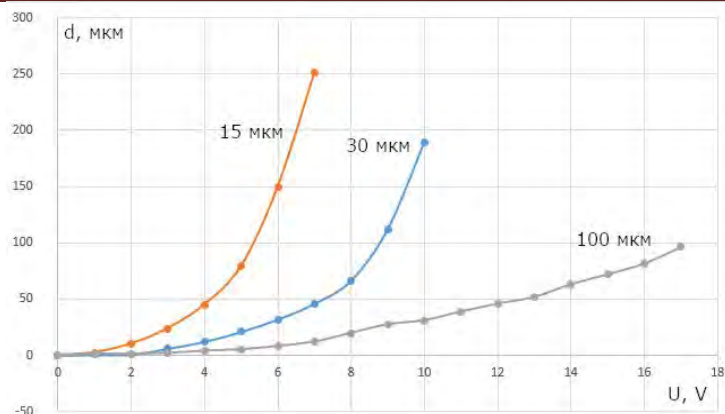


Рис. 2. Смещение мембраны при подаче напряжения для различной толщины опорных ног

Видно, что увеличение ширины ног повышает жёсткость мембраны, уменьшая отклик, но увеличивая рабочий диапазон, в том числе протяжённость линейного участка. Таким образом использование узких ног позволяет достаточно сильно перестраивать отклик мембраны, но при этом для соблюдения линейного режима требует работы в малосигнальном режиме. Использование мембраны со сплошными ногами позволяет сохранять линейность и при достаточно больших сигналах.

Для исследования динамических характеристик мембран на них подавался синусоидальный сигнал с некоторым постоянным смещением. Измерялся коэффициент обратной запитки в оптическое волокно, расположенное над поверхностью мембраны. Коэффициент запитки изменялся в результате обратимой деформации мембраны при подаче напряжения. Пример АЧХ приведен на рис. 3. Видно, что вплоть до частоты 200 кГц мембрана имеет гладкую АЧХ без резонансов. Это позволяет использовать созданный элемент для калибровки оптических систем, рассчитанных на работу в широком диапазоне частот.

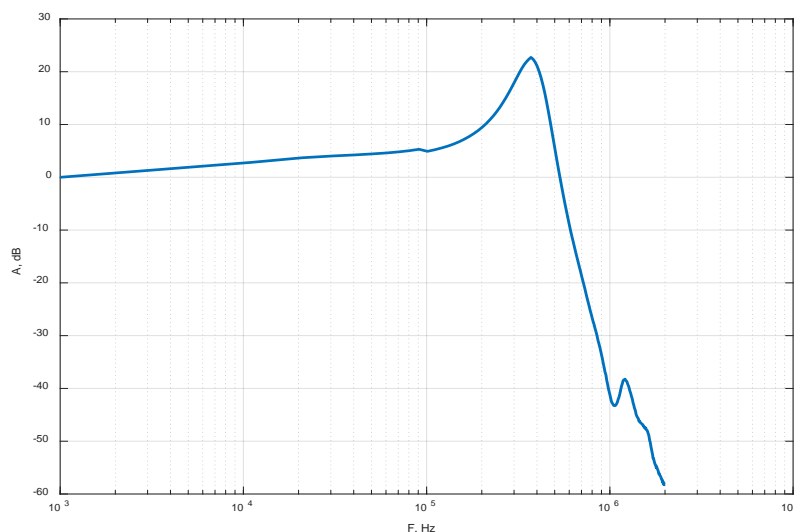


Рис. 3. АЧХ мембраны

В итоге получен чип с набором мембран с различными характеристиками, позволяющий проводить одновременную калибровку волоконно-оптических систем регистрации с разными параметрами.

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. Majid Taghavi et. al. *J. Lightwave Technol.* 37, 1893-1902 (2019)
2. Arash Sheikholeh et.al. *J. Lightwave Technol.* 34, 5244-5249 (2016)
3. Michael Bohling et. al. *Appl. Opt.* 51, 5989-5995 (2012)

ЛОКАЛИЗАЦИЯ УДАРНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ МЕТОДОМ ОБРАЩЕНИЯ ВРЕМЕНИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ

Семиков Д.А.*, Волков П.В., Горюнов А.В., Лукьянов А.Ю., Тертышник А.Д.,
Вопилкин Е.А.

Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород
*E-mail: semikovda@ipmras.ru

Локация (определение местоположения) ударных воздействий на элементы различных конструкций является важной задачей, поскольку позволяет своевременно выявить опасную зону с точки зрения возникновения возможных разрушений. Классический вариант локации по сравнению временных задержек предполагает наличие нескольких (минимум трёх) датчиков на плоскости, работающих синхронно. Данный подход не всегда оказывается удобным, поскольку корректно методы локации работают во внутренней области датчиков и, поэтому, как правило остаются зоны, локация в которых затруднена или невозможна. В работе описано применение метода обращения волнового фронта, позволяющего осуществлять локацию на плоскости даже с одним датчиком, с волоконно-оптической системой регистрации.

Для регистрации акустической волны использовались датчики в виде внутриволокнических интерферометров Фабри-Перо. Внутри волокна, за счёт предварительного напыления металлической плёнки и последующей сварки, формировалось полупрозрачное зеркало. Вторым зеркалом выступал торец волокна, сколотый под 90 градусов с дополнительно напылённым зеркалом (рис. 1).



Рис. 1. Схема ВОД

ВОД наклеивался на поверхность и проходящая акустическая волна вызывала синхронное изменение его оптической длины. Для регистрации данного изменения использовалась низкокогерентная интерферометрия [1] с подстройкой рабочей точки. Схема приведена на рис. 2.

Задержка в опорном интерферометре настраивалась равной оптической длине резонатора ВОД. Дополнительная малая, по сравнению с длиной волны, модуляция разности хода интерферометра позволяла отслеживать медленные деформационные и температурные дрейфы резонатора и подстраивать разность хода в опорном интерферометре таким образом, чтобы тандем интерферометров находился постоянно в точке максимальной чувствительности.

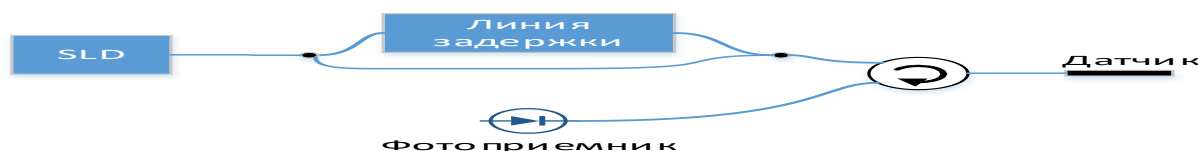


Рис. 2. Схема измерения

Для локализации удара использовался описанный в литературе метод обращения времени [2,3]. В данном методе предварительно записывается банк сигналов, регистрируемых системой при калибровочных ударах в разных точках поверхности. Далее при регистрации воздействий осуществлялась свертка полученного сигнала с обращенными по времени эталонными сигналами со всех калибровочных точек, полученных данным датчиком. Таким образом получались N функций, которые являются результатом свертки:

$$R_{TR} = S_{cal}^N(t) \otimes S_{mes}(-t) = \int_0^t S_{cal}^N(t) S_{mes}(t + \tau) d\tau \quad (1)$$

Данные функции имеют максимум, величина которого характеризует вероятность удара в данную калибровочную точку. Можно показать, что свертка, обращенного во времени сигнала удара, с импульсной характеристикой данной точки имеет наибольшее значение максимума, чем свертка с остальными импульсными характеристиками.

Для того, чтобы можно было сравнивать между собой свертки, необходимо работать с нормированными по мощности сигналами. В таком случае максимальное значение свертки будет равно 1.

$$R_{TR}^{Norm} = \frac{R_{TR}}{\int_0^t S_{cal}^N{}^2(t) dt \int_0^t S_{mes}^2(t) dt} \quad (2)$$

Для визуального представления можно построить поверхность $z(x, y)$, где (x, y) – координаты калибровочной точки, а z – значение максимума свертки.

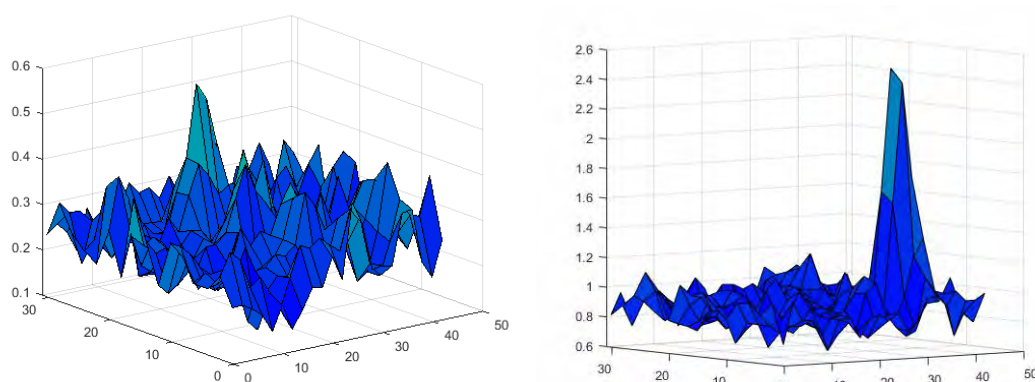


Рис.3. 2D карта функций правдоподобия в случае одного и нескольких датчиков

Использование нескольких датчиков позволяет увеличить степень достоверности в результате усредняются шумов, а также процесса фокусировки, поскольку разные датчики имеют различные задержки относительно друг друга. Из рис.3 видно, что место воздействия определяется однозначно. При этом предложенный метод не требует обязательного нанесения исследуемых ударов строго в калибровочные точки, а, при достаточно плотности калибровочных точек, позволяет определить координаты удара при произвольной точке воздействия.

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. Volkov P. et al, *Sens. Actuators A Phys* **316**, 1-5 (2020)
2. F. Ciampa, M. Meo, *Structural Health Monitoring* **11(1)**, 43-49 (2012)
3. M.E. De Simone, F. Ciampa, M. Meo, *Smart Mater. Struct.* **28**, 1-17 (2019)

ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ С БЕСКОНЕЧНЫМ ТОПОЛОГИЧЕСКИМ ЗАРЯДОМ

Котляр В.В., Ковалев А.А.

*Институт систем обработки изображений РАН
– филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, г. Самара
E-mail: kotlyar@ipsiras.ru

Топологический заряд (ТЗ) – одна из важнейших характеристик оптических вихрей [1, 2]. Для простых оптических вихрей (винтовых дислокаций), у которых имеется только один n -кратно вырожденный изолированный ноль интенсивности (n – целое число), ТЗ равен целому числу полных периодов изменения фазы (период равен 2π) при обходе вокруг нуля интенсивности по любой замкнутой траектории. Оптические вихри с одной центральной винтовой дислокацией могут иметь большие, но конечные, ТЗ, например, 10010 [3].

Возникает вопрос: существуют ли оптические вихри, имеющие бесконечный ТЗ? Существуют ли точные решения параксиального уравнения Гельмгольца, описывающие световые поля с конечной энергией, конечным орбитальным угловым моментом (ОУМ), но с бесконечным ТЗ? Как экспериментально доказать, что ТЗ действительно бесконечный, если его нельзя измерить? В этой работе мы приведём два конкретных примера структурно-устойчивых оптических вихрей с конечной энергией и бесконечным ТЗ.

В работе рассмотрены три примера мульти-вихревых гауссовых световых полей, у которых счётное число фазовых сингулярностей (винтовых дислокаций) и поэтому бесконечный топологический заряд. Первый пучок имеет амплитуду в виде гауссовой функции, умноженной на косинус с вихревым аргументом в квадрате. У такого пучка центры сингулярности фазы лежат на декартовых осях в плоскости перетяжки и «уплотняются» с увеличением расстояния от оптической оси. Распределение интенсивности у такого пучка имеет вид «четырёхконечной звезды». Все оптические вихри у такого пучка имеют одинаковый единичный топологический заряд. Второй пучок, описывается также гауссовой функцией, умноженной на косинус в произвольной степени, и также от вихревого аргумента. Этот пучок имеет счётное число оптических вихрей, которые эквидистантно расположены на одной декартовой оси в плоскости перетяжки и топологический заряд каждого из них равен степени, в которую возводится косинус. Интенсивность такого пучка имеет вид двух световых пятен, центры которых находятся на прямой, перпендикулярной прямой, на которой лежат центры оптических вихрей. И третий пучок во многом похож на первый, но формируется с помощью наклонной цилиндрической линзы из косинусной одномерной решётки с квадратичным аргументом. Для всех трёх пучков получены точные замкнутые аналитические выражения для мощности и орбитального углового момента. На их основе получены приближённые простые формулы для орбитального углового момента при малой и большой линейной плотности оптических вихрей.

Рассмотрим далее пример пучка с бесконечным топологическим зарядом. Рассмотрим структурно-стабильный пучок, амплитуда которого описывается гауссовой функцией, умноженной на функцию косинуса с вихревым аргументом в квадрате:

$$E(x, y, z) = \frac{1}{q} \cos\left(\frac{x+iy}{\alpha_0 q}\right)^2 \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{q w_0^2}\right), \quad (1)$$

где (x, y, z) – декартовы координаты, w_0 – радиус перетяжки гауссова пучка, $q = 1 + iz/z_0$, $z_0 = k w_0^2 / 2$ – длина Рэлея, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число света с длиной волны λ . Функция косинуса от аргумента в квадрате является целой аналитической функцией, так как раскладывается в ряд Тейлора, то есть имеет бесконечное число непрерывных производных. Также эта функция раскладывается в бесконечное произведение по своим корням.

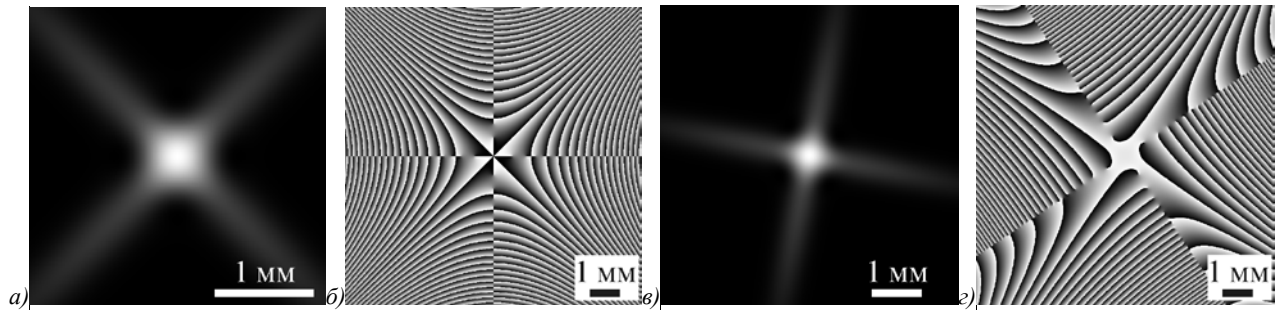


Рис. 1. Распределения интенсивности (а, в) и фазы (б, г) структурно-устойчивого лазерного пучка с бесконечным числом фазовых сингулярностей (точек неопределенности фазы) в начальной плоскости (а, б) и после распространения в пространстве (в, г)

На рис. 1 показаны распределения интенсивности и фазы пучка (1) в начальной плоскости и после распространения в пространстве. Распределения получены по формуле (1) для следующих параметров расчёта: длина волны $\lambda = 532$ нм, радиус перетяжки $w_0 = 0,5$ мм, масштабный множитель квадратичной косинусной огибающей $\alpha_0 = 1,1w_0$, расстояние распространения $z = 1$ м.

На рис. 1 видно, что все оптические вихри располагаются на двух перпендикулярных прямых x и y , которые поворачиваются при распространении. Распределение интенсивности имеет вид квадрата с заострёнными углами (четырёхконечной звезды) и имеет один максимум в центре. Нули интенсивности располагаются на декартовых осях и плотность этих нулей возрастает от центра к периферии. Так как все нули имеют порядок $+2$, общий топологический заряд пучка (1) бесконечен.

Заметим, что, начиная с некоторого расстояния, промежутки между соседними нулями интенсивности на рис.1 будут меньше длины волны и будут стремиться к нулю. Это не противоречит наличию дифракционного предела в оптике. Так как световая энергия в области, где расстояние между соседними нулями интенсивности меньше длины волны, почти нулевая. Этот эффект в оптике называется эффектом суперосцилляций.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-29-20003) в теоретической части, Российского научного фонда (грант 18-19-00595) в части моделирования, а также Министерства науки и высшего образования РФ в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части постановки задачи.

Литература

1. Berry M.V. *J Opt A: Pure Appl. Opt.* **6**, 259-268 (2004)
2. Nye J.F., Berry M.V. *Proc. R Soc. Lond. A* **336**, 165-190 (1974)
3. Fickler R., Campbell G. et al. *Proc. Nation. Acad. Sciences USA* **113**, 13642 (2016)

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛОВ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

Погодаева М.К.^{1*}, Левченко С.В.¹, Драчев В.П.^{1,2}, Габитов И.Р.^{1,3}

¹Сколковский институт науки и технологий, г. Москва

²Университет Северного Техаса, г. Дентон

³Университет Аризоны, г. Тусон

*E-mail: Mariia.Pogodaeva@skoltech.ru

Мы представляем расчет электронной структуры металлов и их спектров поглощения из первых принципов для семи элементарных металлов (натрий, алюминий, палладий, платина, золото, серебро, медь). Мы вычисляем диэлектрическую функцию металлов и плазменную частоту и сравниваем с теоретическими расчетами модели электронного газа и экспериментальными данными фотоэмиссии, поглощения и спектроскопии характеристических потерь электронами.

Недавние исследования показали несоответствие между теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными плазменного резонанса в наночастицах кобальта [1]. Мнимая часть диэлектрической функции описывает спектр поглощения материала. Используя для описания мнимой части диэлектрической функции формулу Друде, можно найти плазменную частоту и время обратной релаксации материала. Однако, это требует предположений относительно роли поверхности и вклада спиновых каналов. Вычисление диэлектрической функции из первых принципов может предоставить дополнительное понимание и подтвердить эти предположения.

Несмотря на значительный прогресс в моделировании оптических свойств из первых принципов, это все еще остается сложной задачей даже для кристаллов [2]-[4]. В данной работе мы сравниваем результаты расчета плазменной частоты немагнитных металлов, которые дают различные программные пакеты, и показываем, что можно достичь хорошей точности без ввода дополнительных параметров. Мы используем обменно-корреляционный функционал PBE [5].

Теория функционала плотности основного состояния – это мощный инструмент для вычисления атомной и электронной структуры твердых тел. Исследования [2]-[4] продемонстрировали, что сочетание теории функционала плотности основного состояния с приближением случайной фазы является эффективным численным методом моделирования диэлектрического отклика.

В данной работе мы используем три разных популярных программных пакета для расчета электронной структуры и оптических свойств металлов: VASP [6], FHI-aims [7] и exciting [8]. Они отличаются базисом представления волновых функций и электронной плотности, тогда как для расчета диэлектрической функции во всех трех пакетах используется одно и то же приближение. В VASP и exciting в качестве базиса для валентных электронов используются плоские волны, однако в VASP используется приближение псевдопотенциалов, тогда как exciting использует локализованные орбитали для околоядерных электронов. В FHI-aims волновые функции и валентных, и околоядерных электронов представляются в базисе численных атомных орбиталей. Мы показываем, что все три программы из перечисленных дают существенно разные значения плазменной частоты. В литературе в основном встречаются значения, полученные при помощи VASP. Наши предыдущие исследования [9] показывают, что FHI-aims дает по сравнению с VASP систематически большее значение плазменной частоты. Пакет exciting, напротив, дает систематически заниженное значение плазменной частоты (таблица 1).

Таблица 1. Плазменные частоты для разных металлов, подсчитанные разными программами. Экспериментальное значение для натрия взято из [10], для остальных металлов – из [11]

Металл	Плазменная частота, эВ			
	FHI-aims	VASP	The exciting code	Эксперимент
Натрий	7.8	6.3	4.5	5.8
Медь	11.3	9.2	6.7	10.8
Золото	11.0	8.7	6.4	8.9
Серебро	11.3	8.3	5.9	8.9
Платина	10.1	8.5	6.1	9.6
Палладий	9.1	7.1	4.7	9.7
Алюминий	15.3	12.1	8.5	15.4

Как мы видим из таблицы, для натрия, золота и серебра VASP дает лучшее согласие с экспериментальными данными, по сравнению с другими кодами. FHI-aims дает хорошие результаты для меди, платины, палладия и алюминия. Пакет exciting систематически недооценивает значение плазменной частоты для металлов.

Таким образом, наши исследования ясно показывают отсутствие консенсуса между широко используемыми программными пакетами по расчету оптических свойств металлов и подчеркивают важность сравнительного анализа точности различных реализаций расчетов электронной структуры для широкого круга свойств материалов [12].

Литература

1. Bhatta, Hari L., Ali E. Aliev and Vladimir P. Drachev, *Scientific reports*, **9**, 1-8 (2019)
2. He Y., Zeng T., *The Journal of Phys. Chemistry C*, **114**, 18023-18030 (2010)
3. Laref S. et al., *Optics express*, **21**, 11827-11838 (2013)
4. Claudia Ambrosch-Draxl and Jorge O. Sofo. *Comp. Phys. Comm.*, **175**, 1-14 (2006)
5. J.P. Perdew, K. Burke and M. Ernzerhof. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3865 (1996)
6. G. Kresse and J. Furthmüller *Comput. Mat. Sci.*, **6**, 15-50 (1996)
7. Blum V. et al. *Comp. Phys. Comm.*, **180**, 2175-2196 (2009)
8. Gulans A. et al., *J. of Phys.: Cond. Matter*, **26**, 363202 (2014)
9. Pogodaeva M.K. et al., *J. of Phys.: Conf. Series*, **1890**, 012008 (2021)
10. Haque M.S., Kliewer K.L, *Physical Review B*, **7**, 2416. (1973)
11. Rakić A.D. et al., *Applied optics*, **37**, 5271-5283 (1998)
12. Lejaeghere K. et al., *Science*, **351**, 6280 (2016)

ЛАЗЕРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В СИСТЕМАХ С СИЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ИНВЕРСИИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Зябловский А.А.^{1,2*}, Доронин И.В.^{1,2}, Андрианов Е.С.^{1,2}, Виноградов А.П.^{1,2}

¹Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова (ВНИИА),
г. Москва

²Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, г. Москва

*E-mail: zyaablovskiy@mail.ru

Создание наноразмерных источников когерентного излучения является важной задачей. Минимально возможный размер диэлектрических лазеров ограничен половиной длины волны генерируемого света. Использование плазмонных наноструктур позволяет преодолеть дифракционный предел [1]. Однако субволновая локализация электромагнитного поля в плазмонных структурах приводит к увеличению омических потерь, что затрудняет генерацию когерентного излучения в плазмонных лазерах [2]. Для генерации необходимо преодолеть потери в плазмонном резонаторе, что требует использования активных сред с большим коэффициентом усиления и больших мощностей накачки. Высокая мощность накачки приводит к нагреву и деградации активной среды, что отрицательно сказывается на характеристиках плазмонных лазеров [2], например, на ширине линии и функции когерентности второго порядка излучения.

С другой стороны, локализация электромагнитного (ЭМ) поля в плазмонных структурах приводит к увеличению константы связи между ЭМ полем и активными атомами [3]. Если константа связи превышает скорость диссипации, система переходит в режим сильной связи [4]. В режиме сильной связи взаимодействие между ЭМ полем и активными атомами приводит к образованию поляритонных состояний и появлению Раби расщепления в спектре системы [3]. Формирование поляритонных состояний приводит к изменению оптических [5], электрических [6] и химических [7] свойств среды, что может быть использовано для создания новых оптических и квантовых устройств.

В одномодовом лазере режим сильной связи реализуется при отрицательной инверсии населенности в активной среде [8,9]. В режиме сильной связи происходят осцилляции энергии между ЭМ полем и активными атомами. В процессе осцилляций энергия перетекает от ЭМ поля к атомам и обратно. Направление потока энергии определяется разностью фаз между ЭМ полем в резонаторе и поляризацией атомов. При отрицательной и постоянной во времени инверсии населенности поток энергии в среднем направлен из резонатора в активную среду. В результате происходит затухание колебаний ЭМ поля и поляризации атомов. В нашей работе [8] мы показали, что использование модулированной во времени накачки позволяет контролировать разность фаз между ЭМ полем и поляризацией атомов и добиться того, чтобы поток энергии в среднем был направлен из активной среды к ЭМ полю в резонаторе. В результате оказывается возможным добиться усиления света в резонаторе даже при отрицательной инверсии населенности активной среды [8].

Усиление света само по себе не гарантирует когерентность излучаемого света. Для достижения когерентности в смысле функций когерентности первого и второго порядка необходимо преодолеть некогерентный вклад шума [10]. В своей работе [11] мы исследовали когерентные свойства одномодового лазера, работающего в режиме сильной связи, при периодической во времени накачке. Мы считали, что средняя мощность накачки фиксирована и исследовали зависимость спектра и функции когерентности второго порядка излучения от амплитуды модуляции. Наши расчеты показали, что существует пороговое значение амплитуды модуляции, при превышении которого наблюдается сильное увеличение интенсивности ЭМ поля в резонаторе. В спектре системы наблюдаются два пика на частотах, определяемых Раби расщеплением от частоты перехода активных атомов. Каждому пику в спектре соответствует своё поляритонное состояние. При увеличении амплитуды модуляции накачки (выше порогового значения) происходит уменьшение ширины линий пиков, которые оказываются обратно пропорциональными интенсивности ЭМ поля в резонаторе. Одновременно с уменьшением ширины линий излучения происходит изменение функции когерентности второго порядка излучения с 2 до 1, то есть излучение становится когерентным. Примечательно, что это происходит при отрицательной инверсионной населенности активной среды.

В своей работе [11] мы показали, что коэффициент пропорциональности между шириной линии излучения лазера, работающего в режиме сильной связи, и обратной интенсивностью ЭМ поля в

резонаторе на два порядка меньше, чем в обычном лазере. Другими словами, ширина линии излучения лазера, работающего в режиме сильной связи, оказывается на два порядка меньше ширины линии излучения обычного лазера при той же интенсивности ЭМ поля в резонаторе [11]. Дополнительное уменьшение ширины линии излучения в лазере, работающем в режиме сильной связи, обусловлено двумя факторами. Во-первых, модуляция накачки создает эффективный потенциал для разности фаз между амплитудами поляритонных состояний [11]. Такой потенциал приводит к подавлению диффузии разности фаз между поляритонными состояниями [11], аналогично тому, как это происходит между состояниями в голографическом лазере [12]. Во-вторых, из-за взаимной неортогональности поляритонных состояний спонтанное излучение активных атомов в основном вызывает диффузию разности фаз, а не диффузию полной фазы [11]. Таким образом, происходит подавление как диффузии разности фаз, так и диффузии полной фазы. Такое подавление приводит к дополнительному уменьшению ширины линий излучения лазера, работающего в режиме сильной связи, при модулированной мощности накачки [11]. Важно отметить, что средняя мощность накачки необходимая для генерации когерентного излучения в таком режиме, оказывается меньше, чем накачка необходимая для работы обычного лазера, что может помочь решить проблемы перегрева и деградации активной среды в нанолазерах.

Литература

1. Bergman D.J., Stockman M.I., *Phys. Rev. Lett.* **90**(2), 027402 (2003)
2. Khurgin J.B., Sun G., *Appl. Phys. Lett.* **100**(1), 011105 (2012)
3. R.Chikkaraddy et al., *Nature* **535**(7610), 127–130 (2016)
4. Torma P., Barnes W.L., *Rep. Prog. Phys.* **78**(1), 013901 (2015)
5. Sanvitto D., Kena-Cohen S., *Nat. Mater.* **15**(10), 1061–1073 (2016)
6. Hutchison J.A. et al., *Adv. Mater.* **25**(17), 2481–2485 (2013).
7. Hutchison J.A. et al., *Angew. Chem., Int. Ed.* **51**(7), 1592–1596 (2012).
8. Doronin I.V. et al., *Phys. Rev. A* **100**(2), 021801 (2019)
9. J.B. Khurgin, *Optica* **7**(8), 1015–1023 (2020)
10. Scully M.O., Zubairy M., *Quantum optics*, Cambridge Press, London (1997)
11. Doronin I.V., Zyablovsky A.A., Andrianov E.S., *Opt. Express*, **29**(4), 5624-5634 (2021)
12. Krause J., Scully M.O., *Phys. Rev. A* **36**(4), 1771–1778 (1987)

АКТИВНАЯ ТЕРМОПЛАЗМОНИКА ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СТЕКЛОВАНИЯ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОЛИМЕРАХ

Черных Е.А.¹, Шелаев А.В.¹, Казарян С.Г.²

¹Казанский Федеральный Университет г. Казань

²Department of Chemical Engineering, Imperial College London, South Kensington Campus, SW7 2AZ, United Kingdom

Работа посвящена разработке метода спектроскопической диагностики стеклования в пространственно-ограниченных аморфных полимерах на основе тугоплавкой термоплазмоники и Раман термометрии

This work tells us about spectroscopic sensing of the glass transition temperature (T_g) of spatially confined PMMA polymers deposited on a plasmonic refractory metasurface using pump-controlled Raman thermometry [1]. The refractory metasurface design represents an array of square-shaped TiN pads on a c-Si (100) substrate, as shown in Fig. 1. The latter functions as a temperature-sensing Raman reporter. This

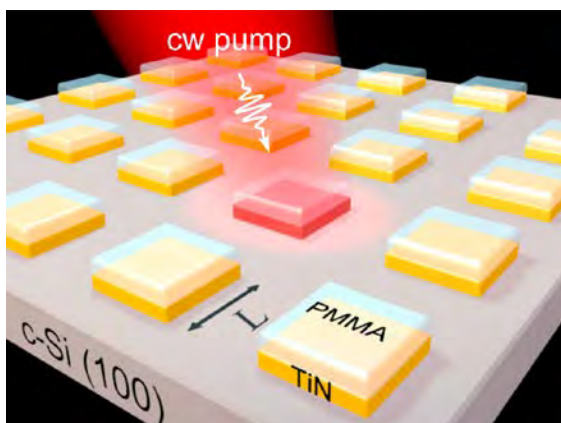


Fig. 1. Sketch of a metasurface consisting of square-shaped TiN nanoantennas on a c-Si substrate for sensing the glass transition in a PMMA polymer

«thermometer» was thoroughly calibrated through both a temperature-dependent anti-Stokes/Stokes ratio and the Raman peak shift by utilizing a macroscopic resistive hot plate.

We have theoretically and experimentally investigated the optical heating of a TiN pad under cw laser illumination. FDTD/FEM simulation allows us to detect the temperature increase by 170 K using a $200 \times 200 \times 50$ nm³ TiN pad. We have realized that optical heating can be tuned through extruding c-Si pillars beneath the TiN pad. The longer the c-Si pillar the larger net temperature is achieved. Under cw illumination, a typical $1/r$ behavior of a temperature profile is changed by $r^{-|\gamma|}$ ($\gamma \leq 1$) that corresponds to a much less confined profile. This enables thicker polymer films to warm up or to reduce the thermal gradients. The spatial resolution in monitoring the T_g is defined by the lateral size of the TiN pad. The obtained results pave a route for designing thermoplasmonic metasurfaces able to heat up a

sample of interest non-uniformly. In particular, it enables one to create a system of distributed thermal sources generating heat of different magnitudes under the given cw laser illumination. It is important to emphasize that the optical heating is made within a single TiN pad only and, therefore, the rest of the specimen remains intact. Finally, this study will benefit the development of spatially resolved spectroscopic sensing methods for 2D mapping phase transitions of heterogeneous glassy polymers and liquid crystals, polymeric blends and 3D confined polymers

Acknowledgements

This work was supported by grant No. 19-12-00066 of the Russian Science Foundation. we acknowledge a technical support from our industrial partners: Ostec group, ScanSens and NT-MDT. This work was done using equipment of Federal Center of Shared Facilities of Kazan Federal University.

References

1. Kharintsev S.S., Chernykh E.A., Shelaev A.V., Kazarian S.G., *Nanoscale Sensing Vitrification of 3D Confined Glassy Polymers Through Refractory Thermoplasmonics // ACS Photonics* 8, 5, 1477-1488 (2021)

РАСЧЁТ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА В КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Веревкин А.Е.^{1*}, Шапиро Д.А.^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН

²Новосибирский Государственный Университет

*E-mail: novem3094@gmail.com

В настоящее время плазмоны – поверхностные электромагнитные волны на границе металла и диэлектрика – нашли применение в различных областях физики: в оптике, биофизике, электронике. При рассеянии волны на наночастицах возбуждается плазмон, что приводит к значительному локальному усилению электромагнитного поля, которое затем можно использовать. Плазмонные структуры нашли широкое применение в различных областях, например, усиление сенсорных характеристик, манипуляция наночастицами и фотоэлементы. Однако даже несмотря на значительное количество различных численных методов и их реализаций существует всего несколько аналитических решений, полностью описывающих рассеянное поле вокруг частицы. Очевидно, что такие решения необходимы для получения аналитических характеристик резонансов и проверки известных численных методов. Цель данной работы состоит в построении такого решения в случае конкретной геометрии.

Было разработано аналитическое решение для рассеяния электромагнитной волны на двух цилиндрах с различными радиусами и различными диэлектрическими проницаемостями. Решение строилось с помощью так называемого метода собственных колебаний [1], когда рассеянное поле разлагается в ряд по малому параметру – отношению характерного размера системы к длине падающей волны. В нулевом порядке, который является квазистатическим, было построено аналитическое решение, при переходе от уравнений Гельмгольца к однородному уравнению Лапласа. Использование конформных преобразований позволяет точно удовлетворить граничным условиям. Построив функцию Грина, были получены рекуррентные соотношения для расчёта последующих членов разложения электромагнитного поля.

Получено решение, обобщающие [2] для произвольного соотношения диаметров цилиндров. Квазистатическое решение было проверено с помощью известных численных методов: метода граничных элементов [3] и метода дискретных дипольных аппроксимаций [4]. Также были получены аналитические выражения для плазмонного резонанса в случае рассеяния электромагнитной волны на двух цилиндрах. Было показано, что данное квазистатическое решение хорошо описывает распределение поля как в ближней области, так и в дальней зоне.

Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00211 А.

Литература

1. Н.Н.Войтович, Б.З.Каценеленбаум, А.Н.Сизов. *Обобщенный метод собственных колебаний в теории дифракции*. М.: Наука (1977)
2. P.E.Vorobev. *Electric field enhancement between two parallel cylinders due to plasmonic resonance*. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **110**, no. 2 (2010)
3. O.V.Belai et al. *Scattering of evanescent electromagnetic waves by a cylinder near the flat boundary: the Green function and fast numerical method*. *Optics Letters*, **36**, no. 6 (2011)
4. S.V.Perminov, L.L.Frumin, D.A.Shapiro. *Discrete dipole approximation for lossy plasmonic background*. *Optics Letters*, **44**, no. 13 (2019)

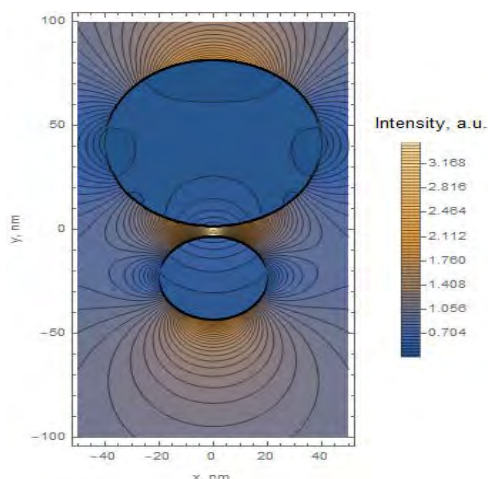


Рис. 1. Распределение поля при рассеянии на двух металлических цилиндрах

УСИЛЕНИЕ НЕКЛАССИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯЦИЙ СВЕТА, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РАМАНОВСКОМ РАССЕЯНИИ, ПЛАЗМОННОЙ НАНОАНТЕННОЙ

Шишков В.Ю.^{1,2,3}, Андрянов Е.С.^{1,2,3*}, Пухов А.А.^{1,2,3}, Виноградов А.П.^{1,2,3}

¹Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, г. Москва

²Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, г. Москва

³Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Москва

*E-mail: andrianov.es@mipt.ru

Парное рождение стоксового и антистоксового фотонов было продемонстрировано при спонтанном рассеянии света на алмазе [1], воде [2], органических молекулах [3], и прочих веществах [4]. Парные стоксовый и антистоксовый фотоны могут быть использованы, например, для ghost imaging [5]. Возможность генерации парных фотонов важна для таких приложений, как управление статистикой анти-стоксовых фотонов [6], повышение контрастности двухфотонной интерферометрии [7], повышение контрастности Хонг-Оу-Мандель интерференции [8] и повышение контрастности при измерениях запутанности фотонов [9].

Однако интенсивность парных фотонов, возникающих при спонтанном рамановском рассеянии, низкая. Одним из наиболее распространённых способов повышения интенсивности спонтанного рамановского рассеяния является использование плазмонных наноплазмонных антенн, как это делается в экспериментах SERS. При помещении раман-активных молекул вблизи плазмонных наноплазмонных антенн интенсивность спонтанного рамановского рассеяния может быть увеличена до 10^6 раз [10]. Однако усиление интенсивности основано на том, что светит не молекула, а сама плазмонная наноплазмонная антенна [11]. По этой причине, стоксовый и антистоксовый сигналы сопровождаются люминесцентным фоном от самой наноплазмонной антенны. Этот фон связан с каскадным бриллюэновским рассеянием в металле наночастицы [12]. Как правило [13], интенсивность люминесценции сопоставима с интенсивностью стоксового и антистоксового сигналов. Вследствие этого возникает вопрос о том, насколько свет, переизлучаемый наноплазмонной антенной, сохраняет неклассическую корреляцию на стоксовой и антистоксовой частотах. Исследования в области влияния плазмонных наноплазмонных антенн на статистические свойства источников света показывают, что плазмонные наноплазмонные антенны, как правило, ухудшают статистические свойства источников света. Например, было показано, что только при сильной связи и слабой накачке плазмонные наноплазмонные антенны сохраняют однофотонные свойства атомов [14]. Вместе с тем вопрос о влиянии плазмонной наноплазмонной антенны на перекрёстные корреляции стоксового и антистоксового света остаётся открытым.

В настоящей работе мы исследуем влияние плазмонной наноплазмонной антенны на взаимные корреляции стоксового и антистоксового света от молекулы, помещённой вблизи плазмонной наноплазмонной антенны. Мы рассматриваем режим большого Парселл фактора, когда молекула излучает главным образом через плазмонную наноплазмонную антенну. В этом случае удалось получить аналитическое выражение для перекрёстных корреляций интенсивности стоксового и антистоксового сигнала. Показано [15], что основным деструктивным фактором для перекрёстных корреляций стоксового и антистоксового света является фон излучения самой плазмонной наноплазмонной антенны. Найдена зависимость перекрёстной функции когерентности второго порядка от отношения интенсивности сигнала на стоксовой частоте к фону на стоксовой частоте. Показано, что существует оптимальный размер наночастицы, при котором имеет место как усиление интенсивности, так и сохранение неклассических корреляций стоксовой и антистоксовой компонент. Полученный результат открывает возможности для создания источников света с контролируемой интенсивностью и степенью неклассичности.

Литература

1. Lee K. et al., *Nature Photonics* **6**, 41-44 (2012)
2. Kasperczyk M. et al., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 243603 (2016)
3. Anderson M.D. et al., *Phys. Rev. Lett.* **120**, 233601 (2018)
4. Saraiva A. et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 193603 (2017)
5. Pittman T.B. et al., *Phys. Rev. A*, **52**, R3429 (1995)
6. Chou C. et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 213601 (2004)
7. Chen S. et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 180505 (2007)
8. Felinto D. et al., *Nature Physics* **2**, 844-848 (2006)

9. *Laurat J. et al., Phys. Rev. Lett.* **99**, 180504 (2007)
10. *Xu H. et al., Phys. Rev. Lett.* **83**, 4357 (1999)
11. *Maslovski S.I. and Simovski C.R., Nanophotonics* **8**, 429-434 (2019)
12. *Shishkov V.Yu. et al., Phys. Rev. B* **103**, 035408 (2021)
13. *Lin K.-Q. et al., The Journal of Physical Chemistry C* **120**, 20806-20813 (2016)
14. *Nefedkin N.E. et al., Opt. Express* **27**, 23396-23407 (2019)
15. *Shishkov V. Yu. et al., Phys. Rev. A* **103**, 013725 (2021)

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В МАССИВАХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВОДОВ ИЛИ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ

Маймистов А.И.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г.Москва

E-mail: maimistov@pico.mephi.ru

Новый шаг в развитии дискретной фотоники связан с исследованием решеток волноводов, у которых элементарная ячейка содержит более двух узлов (волноводов или микрорезонаторов, или нанорезонаторов, которые являются аналогом фотонных точек). Простым примером является квазиодномерная ромбическая решетка, элементарная ячейка которой содержит три узла [1,2]. Спектр линейных волн в этой решетке имеет три ветви, одна из которых имеет нулевую кривизну и по этой причине называется *плоской зоной*. Если в решетку вводится излучение таким образом, что в центральной линейке поле нулевое, а в узлах двух других, окружающих линейки, поля в противофазе, то дифракция излучения вдоль решетки отсутствует. Соответствующая указанному распределению полей по волноводам мода, говорят, принадлежит плоской зоне. Известная экспериментальная демонстрация локализации излучения (отсутствия дифракции) проведена на примере ромбической решетки [3,4], и в случае двумерной решетки «кагомэ» [5] и решетки Либа [6,7]. Надо заметить, что в нелинейной ромбической решетке моды плоской зоны модуляционно неустойчивы [8,9].

В настоящем сообщении обсуждается ромбическая решетка, в которой центральная линейка волноводов изготовлена из материала с положительной нелинейной восприимчивостью третьего порядка и отрицательной восприимчивостью пятого порядка. Две другие линейки волноводов изготовлены из оптически линейного материала. Дополнительно предполагается, что волноводы либо центральной линейки, либо окружающих линейки изготовлены из метаматериала с отрицательным показателем преломления.

В континуальном приближении было получено дифференциальное уравнение для огибающей распределения полей по волноводам. Это уравнение учитывает «поперечную дисперсию» в минимальной степени. Аналитически найдено стационарное решение системы уравнений связанных волн, которое описывает локализованную в решетке квазигармоническую волну [10]. В особом случае конкуренция нелинейностей приводит к существованию решения в форме кинка (доменной стенки) и биполярную уединенную волну, которая захвачена кинком. Эти волны представляют собой волновые пакеты, собранные из плоских волн с волновыми векторами, лежащими вблизи границ зоны Бриллюэна. В силу периодичности решетки волноводов границы можно отождествить. В этой точке зоны Бриллюэна дисперсионные кривые, отвечающие модам плоской зоны и двум другим обычным зонам, сливаются. Локализация излучения в решетке волноводов обусловлена нелинейными эффектами, подобно тому, как это происходит при самофокусировке в сплошных средах.

Существенно, что локализация электромагнитной волны в ромбической решетке оказалась возможной (в принятом приближении) благодаря использованию для изготовления волноводом сред положительным и отрицательным показателями преломления.

Исследование выполнено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18–02–00278).

Литература

1. Flach S. et al, *Europhys. Lett.* **105**, 30001 (2014)
2. Longhi S., *Opt. Lett.* **39**, 5892-5895 (2014)
3. Mukherjee S. et al, *Opt. Lett.* **40**, 5443-5446 (2015)
4. Mukherjee S. et al, *Phys.Rev.Lett.* **114**, 245504 (2015)
5. Yuanyuan Zong et al, *Opt.Express* **24**, 8877-8885 (2016)
6. Shiqiang Xia et al, *Opt. Lett.* **41**, 1435-1438 (2016)
7. Vicencio R.A. et al, *Phys.Rev.Lett.* **114**, 245503 (2015)
8. Gligoric G. et al, *Phys.Rev. B.*, **94**, 144302 (2016)
9. Maimistov A.I., *J. Opt.* **19**, 045502 (2017)
10. Маймистов А.И., *Квантовая электроника* **50**, 844-849 (2020)

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ РЕАЛИЗАЦИИ СФОКУСИРОВАННОГО СУБВОЛНОВОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Кузяков Б.А.

Московский Технологический Университет МИРЭА

E-mail: boris.kuzyakov@yandex.ru

1. Прямое использование сверхкоротких лазерных импульсов

Применение сверхкоротких лазерных импульсов позволяет сжать диаметр пятна на мишени до размеров менее длины волны. Размеры пятна, в котором сконцентрировано излучение, определяется дифракцией и интенсивностью. Числовая апертура задается известным соотношением: $N = D/f$, где D – диаметр, а f – фокусное расстояние микроскопного объектива. Диаметр пятна, в котором сосредоточен главный дифракционный максимум (кружок Эйри) вычисляется из выражения: $d = 1,22 \lambda / N$, где λ – длина волны излучения. Если взаимодействие с веществом, на которое сфокусировано излучение, зависит от интенсивности и обладает порогом, то в таком взаимодействии участвует только часть излучения с интенсивностью выше порога (рис. 1). Эта часть может быть сосредоточена в кружке, диаметр которого меньше дифракционного [1].

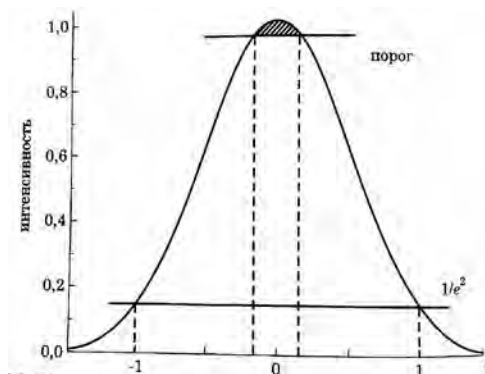


Рис. 1. Зависимость интенсивности от радиуса сфокусированного пучка

Приведенный график показывает, что диаметр заштрихованной части пучка почти в 8 раз меньше диаметра исходного пучка по уровню $1/e^2$. Рассматриваемый метод может использоваться для обработки различных материалов с точностями менее 1 мкм и изготовления наноструктур с размерами сотен и десятков нм.

2. Комбинация сверхкоротких лазерных импульсов и вихревых лазерных пучков

Применение фемтосекундных лазерных импульсов обусловлено тем, что выявлен специфический механизм взаимодействия лазерного импульса ультракороткой длительности с различными материалами. Исследованию вихревых лазерных пучков посвящено много статей. Вихревые пучки обладают круговой симметрией и имеют хорошо известную форму в виде «пончика» (doughnut). Вихревые пучки обладают орбитальным угловым моментом, как пучки Лагерра-Гаусса. Как правило, такие пучки формируются [2] с помощью спиральной фазовой пластинки.

Вариант комбинирования двух рассматриваемых здесь пучков приведен на рис. 2.

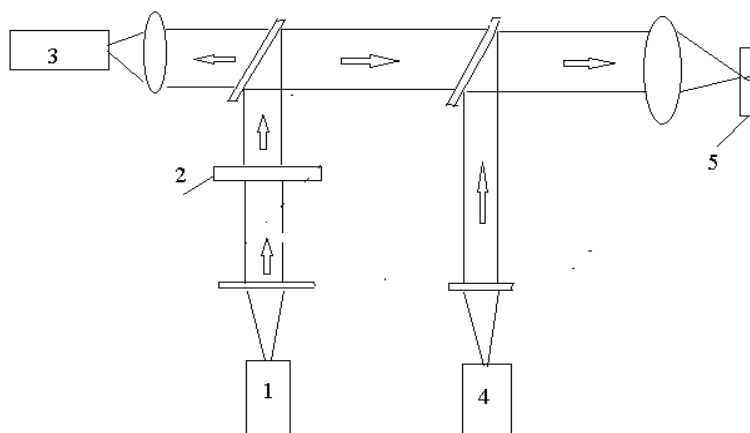


Рис. 2. Комбинация двух лазерных пучков: 1 – модуль системы STED (Stimulated Emission Depletion) на базе фемтосекундного титан-сапфирового лазера, 2 – фазовый модулятор, 3 – детектор, 4 – модуль возбуждения на основе мощного лазера ~ 530 нм, 5 – объект обработки; стрелки указывают направление распространения основных излучений

Элементы без номеров, на рис. 2 – обычные оптические элементы: плоскопараллельные пластинки, фокусирующие линзы и т.п. В модуль 4, наряду с лазером, входит спиральная фазовая пластинка.

Реализация пучка [3, 4] на объекте-мишени, по схеме рис.2, приведена на рис. 3.

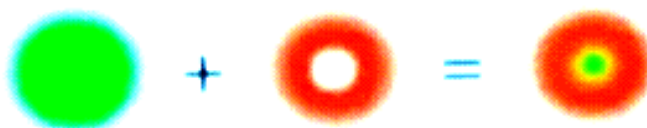


Рис. 3. Реализация пучка на мишени, по представленной схеме: слева – исходный пучок, в середине – вихревой пучок, справа, в центре, светлый кружок – сфокусированный субволновой пучок

На этом рисунке видно, что площадь сфокусированного субволнового лазерного пучка (справа) в 20 раз меньше чем у исходного пучка (слева). Это подтверждает высокую эффективность метода комбинации двух пучков по схеме, показанной на рис. 2. Рассматриваемые методы реализации субволновых пучков нашли применение и в области флуоресцентной микроскопии сверхвысокого пространственного разрешения, высоко оцененные научным сообществом [5].

Таким образом, в работе рассмотрены несколько высокоэффективных методов реализации сфокусированного субволнового лазерного пучка, имеющего обширный спектр применений.

Литература

1. Крюков П.Г. Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики. М.: Физматлит, 2008. (2008)
2. Garsia - Gracia H. et al, *J. Opt. Soc. Am. A*, **26**, 794-803 (2009)
3. Zvegelsky R.D. et al, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53**, 355102 (2020)
4. Rust J. et al, *Nature Methods*. **3**(10), 793-795 (2006)
5. Betzig E., Hell S/W., Moerner W.E. *The Nobel Prize in Chemistry* (2014)

ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ, УПРАВЛЯЕМЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Драчев В.П.^{1,2}, Назариков Г.¹, Роккаприоре К.², Крохин А.А.², Божко А.²

¹Сколковский Институт Науки и Технологий, Москва, Россия, 121205

²University of North Texas, Denton, TX, USA 76203

E-mail: v.drachev@skoltech.ru

Возможность локализации энергии на наномасштабе ведет к разработке опто-электронных устройств и ближне-польных субдлинноволновых микроскопов. Взаимодействие света с плазмон-поляритонами (ПП) усиливает линейные и нелинейные оптические эффекты, однако локализация взаимодействия на наномасштабе делает необходимым учитывать ПП излучение, нелокальные эффекты и эффекты квантового тунелирования [1]. В докладе обсуждается еще одна фундаментальная причина для неизбежных радиационных потерь ПП и их управление внешним электрическим полем. Поверхностные ПП волны излучают энергию благодаря области с почти-нулевой-эпсилон (ПНЭ), образованной в переходном слое между металлом и диэлектриком из-за свободных электронов за границей металла и шероховатостью границы. Хотя толщина переходного слоя всего несколько нанометров, наличие ПНЭ области является принципиальным эффектом влияющим на пространственное распределение энергии перпендикулярно границе, дисперсию и ослабление ПП [2]. Действительно, общепринятая модель ступенчатого перехода от металла к диэлектрику является математической идеализацией. Реальный непрерывный переход диэлектрической проницаемости, от негативной к положительной, неминуемо содержит область ПНЭ, хотя и в узком слое. Для некоторых электромагнитных явлений модель идеальной ступеньки дает адекватные результаты, например формулы Френеля. Мы показываем, что непрерывность диэлектрической функции приводит к существенной модификации дисперсии ПП. Слой ПНЭ приводит радиационным потерям ПП. Экспериментальное наблюдение сдвига ПП резонанса в присутствии внешнего электрического поля дает прямое доказательство эффекта непрерывного переходного слоя. Электрическое поле меняет распределение электронов на границе металл-диэлектрик и сдвигает резонанс угловом распределении.

Литература

1. J.Khurgin, How to deal with the loss in plasmonics and meta-materials, *Nat. Nanotechnol.* 10, 2 (2015)
2. K.Roccapriore, A.Bozhko, G.Nazarikov, V.Drachev and A.Krokhin, Surface plasmon at a metal-dielectric interface with an epsilon-near-zero transition layer, *Phys. Rev. B (letters)* 103, L161404 (2021)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРА СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ, СОДЕРЖАЩИХ ОБОЛОЧКИ ЗОЛОТА/КРАСИТЕЛЬ НА ОПТОАКУСТИЧЕСКИЙ СИГНАЛ

Ноздрюхин Д.В.^{1,2}, Горин Д.А.¹, Ященко А.М.^{1*}

¹Сколковский институт науки и технологий, г. Москва

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет РАН,

г. Санкт-Петербург

*E-mail: a.yashchenok@skoltech.ru

В данной работе были сформированы наноструктурированные оболочки из наночастиц золота и флуоресцентного красителя на сферических частицах из диоксида кремния и полистирола различного диаметра методом послойной адсорбции. Вне зависимости от диаметра сферических частиц все образцы имели высокое поглощение в области 520-800 нм, таким образом захватывая область поглощения так называемого первого окна прозрачности биологических тканей (700-900 нм). Исследования оптоакустического сигнала образцов проводили в фантомах, представляющих собой агарозный гель на длине волны возбуждения 532 нм с помощью растровой оптоакустической томографии (RSOM) и в диапазоне возбуждения 420-1100 нм с помощью мультиспектральной оптоакустической томографии (MSOT). Установлено, что вне зависимости от диаметра сферических частиц все образцы имели высокий оптоакустический (ОА) отклик, что указывает на то, что основной вклад в оптоакустический сигнал вносит наноструктурированная оболочка золота/краситель. Вместе с тем, более высокий оптоакустический сигнал был обнаружен у образцов, сформированных на частицах диоксида кремния по сравнению с ОА сигналом для образцов, приготовленных на полистирольных частицах. Предполагается, что различие может быть вызвано различной теплопроводностью используемых материалов, более высокая в случае диоксида кремния. Полученные образцы были также протестированы на установке для ОА цитометрии и показали высокий ОА сигнал на фоне воды и крови.

Таким образом в проведённом исследовании работе сделан задел для создания носителей имеющих высокое ОА сигнал, которые могут найти применение для определения скорости биологических жидкостей, например, крови, и для увеличения характеристик ОА визуализации [1, 2].

Литература

1. Wu Z. et al., *Sci. Robot.* 2019, 4 (32), eaax0613
2. Deán-Ben X. L. et al., *Model. Neoplasia (United States)* 2020, 22 (9), 441-446

УТОЧНЕННОЕ БОРНОВСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НАНОЧАСТИЦАМИ

Берёза А.С.^{1,2*}, Шапиро Д.А.^{1,2}

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

²Новосибирский Государственный Университет

*E-mail: alex.bereza2010@yandex.ru

В настоящее время с развитием численных методов исследования круг решаемых задач значительно расширился. В отличие от аналитических решений численные методы обладают большей универсальностью и позволяют получать решение с задаваемой степенью точности. Зачастую такие расчеты выполняются с помощью коммерческих кодов, которые, как и любой численный метод, не дают полного понимания зависимости результатов от различных параметров, что не позволяет понять всех тонкостей процессов. Для выявления общих теоретических закономерностей исключительно ценным по-прежнему остается аналитическое решение. Одним из способов получения аналитического решения является борновское приближение, суть которого в том, чтобы для слабого рассеивателя вместо заранее не известного полного поля внутри рассеивающего потенциала использовать известное падающее поле. Однако, борновский ряд, использующийся в квантовой механике, не может быть применен к системам с резкой границей, поскольку не позволяет точно учесть условия на границах раздела сред.

Был разработан метод борновского приближения, который точно учитывает все граничные условия, и может быть использовано для задач рассеяния электромагнитной волны на нанобъектах. В задаче выделяют возмущающую среду, в которую включают несколько рассеивающих тел, и невозмущенную – в которой находится слабый рассеиватель. Для возмущающей среды строится специальная функция Грина [1], что позволяет автоматически учесть условия на границах рассеивающих тел, и тем самым свести исходную задачу к задаче со слабым рассеивателем, помещенным в модифицированное пространство. После выводятся интегральные соотношения, связывающие внешнее поле и поле внутри рассеивателя, и, далее, методом последовательных приближений получается решение в виде борновского ряда.

Для случая s- и p- поляризации была построена получена первая борновская поправка к рассеянному полю, а также рекуррентные соотношения для нахождения последующих поправок. Также проанализирована сходимость борновского ряда, и получены критерии применимости. Метод сверен с двумя независимыми численными решениями: методом точечных диполей (DDA) [2] и методом граничных элементов (BEM) [3]. На (рис. 1) показан вектор поинтинга рассеянного поля, для случая когда p-поляризованная волна с длиной волны $\lambda = 1.5$ мкм падает под углом $\alpha = \pi/2$ на два цилиндра одинакового радиуса $r_a = r_b = 0.1$ мкм, один из которых выполнен из стекла, другой-из золота. Расстояние между центрами цилиндров $R=0.3$ мкм, точка наблюдения удалена на $r = 4$ мкм.

Показано, что первое борновское приближения подходит для определения качественного характера рассеяния, второе и последующие могут быть использованы для описания его точных количественных характеристик.

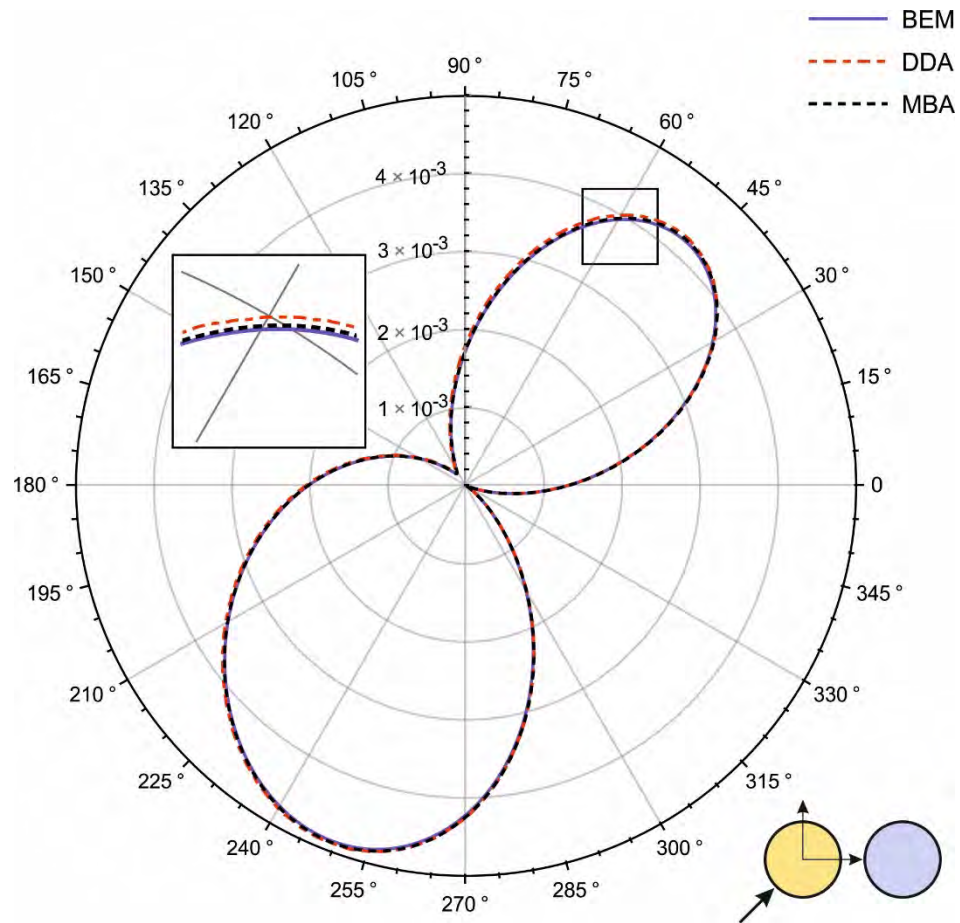


Рис. 1. Вектор Пойнтинга рассеянного поля

Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00211 А.

Литература

1. Bereza A.S., Frumin L.L. et al, *EPL* **127**, 20002-p1 – 20002-p5 (2019)
2. S.Bereza, A.V. Nemykin et al, *Phys. Rev. A* **95**, 063839-1 – 063839-6 (2017)
3. O.V.Belai, L.L.Frumin et al, *EPL* **97**, 10007-10016 (2012)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТОЙКОГО ЭРБИЕВОГО АКТИВНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕПРЕРЫВНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Азанова И.С.^{1,2*}, Шевцова А.Д.^{1,2}, Вахрушев А.С.¹, Нурмухаметов Д.И.¹, Шаронова Ю.О.¹, Петухов И.В.^{1,2}, Волынцев А.Б.²

¹ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», 614990, г. Пермь, ул. 25 Октября 106

²Пермский государственный национальный исследовательский университет, 614068, г. Пермь, ул. Букирева 15

*E-mail: ShevtsovaAD@pnppk.ru

Суперлюминесцентные волоконные источники оптического излучения (СВИОИ) используются в качестве опорного сигнала для волоконно-оптических гироскопов (ВОГ) навигационного класса точности [1]. На точность ВОГ влияет стабильность масштабного коэффициента [2], в формулу которого напрямую входит средневзвешенная длина волны выходного сигнала СВИОИ. Активное оптическое волокно (АОВ) является одним из наиболее чувствительных компонентов СВИОИ к воздействию ионизирующего излучения (ИИ) [3].

Цель данной работы – оценка воздействия температуры окружающей среды и мощности дозы на уровень выходной оптической мощности и средневзвешенной длины волны СВИОИ при воздействии непрерывного гамма-излучения, а также анализ влияния уровня оптической мощности накачки АОВ на длину волны поглощения и температуры окружающей среды на восстановление работоспособности СВИОИ после воздействия непрерывного гамма-излучения.

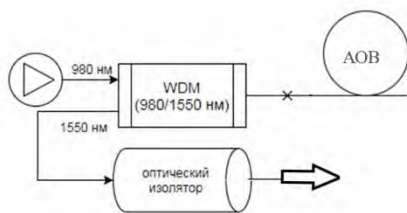


Рис. 1. Принципиальная схема СВИОИ

Исследование проводилось на однопроходном СВИОИ с встречной накачкой (Рис. 1), поскольку эта схема оказывает минимальное влияние на характеристики волокна. В качестве активной среды СВИОИ были использованы идентичные образцы АОВ с сердцевиной из легированного эрбием и церием алюмогерманосиликатного стекла. Облучение проводилось на установке ГУТ200М на основе изотопа ⁶⁰Со. Воздействию ИИ и температуры подвергались только образцы АОВ, чтобы исключить влияние управляющей электроники.

Была получена зависимость радиационно-наведенных оптических потерь (РНП) АОВ на длине волны 1550 нм от температуры, при которой происходит воздействие ИИ (Рис. 2). Известно об отрицательном влиянии пониженной температуры на РНП [4] в случае пассивных волокон. В данной работе РНП при пониженной температуре меньше РНП при повышенной. Разница значений РНП составила 0,06 дБ/м для дозы в 1100 Гр. Это означает, что пониженная температура окружающей среды положительно влияет на работоспособность СВИОИ с исследуемым АОВ при непрерывном воздействии ИИ. Схожий результат был получен при исследовании данного АОВ при воздействии импульсного ИИ [5].

Разница между значениями средневзвешенной длины волны СВИОИ до воздействия ИИ и после окончания воздействия ИИ при температуре 45 °С составила 2,4 нм, при температуре -60 °С – 2,2 нм (Рис. 3). Это также указывает на благоприятное воздействие пониженной температуры на РНП исследуемого АОВ. Изменение средневзвешенной длины волны может быть снижено применением более подходящей схемы СВИОИ.

Исследование уровня РНП от мощности дозы при фиксированной температуре окружающей среды показало нелинейную зависимость.

Было проведено сравнение поведений СВИОИ, АОВ одного из которых облучалось в активном режиме, то есть с вводимой мощностью накачки на длине волны поглощения, а другое – в пассивном режиме, то есть без накачки. Зафиксированная разница в РНП на длине волны 1,55 мкм при дозе 1100 Гр составила 0,05 дБ/м для двух режимов облучения и показывает зависимость РНП от фотообесцвечивания на длине волны 0,98 мкм. Значения РНП в обоих случаях говорят о сопоставимости исследуемого АОВ с зарубежными аналогами по стойкости к воздействию ИИ [6].

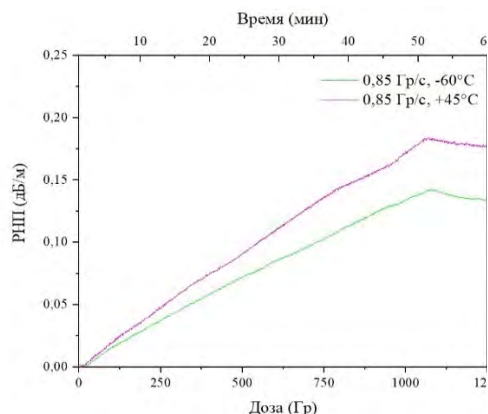


Рис. 2. Зависимость РНП от полученной дозы гамма-излучения для температур -60°C и 45°C

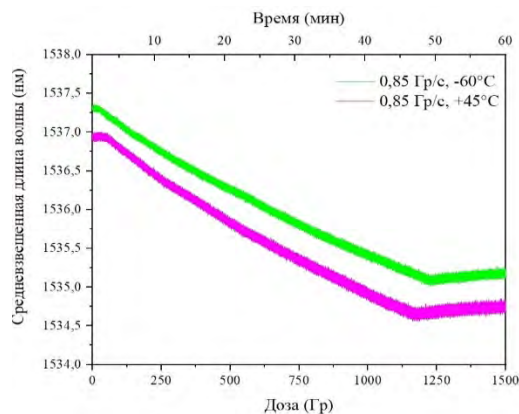


Рис. 3. Зависимость средневзвешенной длины волны от полученной дозы гамма-излучения для температур -60°C и 45°C

Проведено исследование восстановления генерационных способностей АОВ после гамма-облучения в пассивном режиме от температуры окружающей среды и мощности оптической накачки. С увеличением мощности, вводимой в АОВ, уменьшается время восстановления АОВ и зависит начальный уровень выходной мощности, с которого начинается восстановление. Известно, что повышенная температура окружающей среды отрицательно сказывается на генерационных способностях АОВ, однако для пассивных оптических волокон отжиг при повышенной температуре положительно сказывается на скорости релаксации РНП. Для исследуемых образцов АОВ получилось, что релаксация при повышенной температуре затруднена и ее результаты значительно уступают релаксации при комнатной температуре, такой же результат был получен для легированных висмутом активных волокон [7].

Кривую восстановления АОВ удалось разложить на подпроцессы. Было показано, что релаксация радиационных центров окраски происходит в две стадии. Для начальной стадии, во время которой идет быстрое восстановление, получился второй порядок реакции, т.е. при высокой концентрации центров окраски высока вероятность рекомбинации электронов и дырок за счет диффузии или перегруппировки, а для второй стадии – первый порядок – при снижении концентрации дефекты достаточно удалены друг от друга, поэтому распад центра окраски, вероятно, не связан с процессами рекомбинации. Рассчитанная энергия активации распада центров окраски для дозы 1100 Гр получилась 0,7 эВ.

Таким образом, исследование восстановления генерационных способностей АОВ после воздействия гамма-излучения в пассивном режиме показало, что повышение оптической мощности накачки значительно ускоряет процессы релаксации центров окраски, а повышение температуры препятствует восстановлению АОВ. Кроме того, исследование непрерывного воздействия гамма-излучения на АОВ в режиме генерации показало, что для данного АОВ характерно позитивное влияние пониженной температуры окружающей среды на РНП и стабильность средневзвешенной длины волны.

Литература

1. Алейник А.С. и др., Методы построения высокостабильных эрбиевых суперлюминесцентных волоконных источников оптического излучения // *Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики*, **16** (4), 593-607, (2016)
2. Wysocki P.F. et al, Characteristics of erbium-doped superfluorescent fiber sources for interferometric sensor applications. *J. Lightw. Technol.* 1994, **12**, 550–567
3. Д.А.Егоров, А.В.Рупасов, А.А.Унтилов Проблемы обеспечения радиационной стойкости волоконно-оптических гироскопов и пути ее повышения (обзор) // *Гироскопия и навигация* (2018)
4. Pavel F.Kashaykin et al, Anomalies and peculiarities of radiation-induced light absorption in pure silica optical fibers at different temperatures // *Journal of Applied Physics* 121, 213104 (2017)
5. А.А.Поносова и др., Эрбиевые световоды с повышенной стойкостью к ионизирующему излучению для суперлюминесцентных волоконных источников // *Квантовая электроника*, **49**, № 7 (2019), с. 693-697
6. Спецификация оптического волокна Rad Hard Active Fibers <http://www.photonics.ixblue.com/> компании iXBlue
7. S.V.Firstov et al, Radiation-induced absorption in bismuth-doped germanosilicate fibres // *Quantum Electronics* **47** (12), 1120-1124 (2017)

ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ КРИВОЙ УСТАЛОСТИ ОПТИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ СО СЛУЧАЙНЫМ ПРЕДЕЛОМ ВЫНОСЛИВОСТИ

Первадчук В.П., Давыдов А.Р.*

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

*E-mail: ardaydov@mail.ru

Некоторые оптические материалы, например, полиметилметакрилат, обладают специфическими усталостными характеристиками, которые состоят в нелинейной зависимости между случайной величиной долговечности материалов и приложенным напряжением, а также в наличии предела неограниченной выносливости, т.е. величины напряжения ниже которого материал имеет «неограниченную во времени» долговечность. Для описания таких свойств необходимо использование соответствующих нелинейных моделей. Вместе с тем, при определении параметров модели можно отметить две проблемы. Первая состоит в том, что предел выносливости материала также является случайной величиной, для которой требуется знание закона распределения и его параметров. Вторая состоит в неполноте экспериментальной информации из-за наличия цензурированных данных. При сравнительно низких уровнях амплитуды цикла напряжений часть образцов не разрушается за базовое число циклов и снимается с дальнейших испытаний. Возникает цензурированная справа выборка. Это позволяет сократить время испытаний, но исследователь лишается информации о лучших образцах серии, и достоверность получаемой кривой усталости снижается. В данной работе приводится математическая модель усталости материалов с учетом указанных особенностей.

Запишем математическую модель кривой усталости образцов материалов

$$\lg N = \alpha + \beta \lg(S - \gamma) + \varepsilon \quad (1)$$

Здесь, S – задаваемые уровни значений амплитуды напряжения; γ – значения случайной величины предела неограниченной выносливости образцов; α , β – статистические оценки коэффициентов регрессии; N – рассчитываемые значения долговечности образцов.

Величину долговечности и предела выносливости опишем логарифмически нормальным распределением. Тогда, случайная ошибка регрессии ε будет распределена по нормальному закону с параметрами $(0; \sigma^2)$.

Пусть $V = \ln \gamma$ с функцией плотности распределения вероятности

$$f_v(v; \mu_\gamma; \sigma_\gamma) = \frac{1}{\sigma_\gamma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(v - \mu_\gamma)^2}{2\sigma_\gamma^2} \right\} \quad (2)$$

Пусть $x = \ln S$ и $w = \ln N$. Тогда, при фиксированном значении $V < x$, можно записать условную плотность распределения вероятности

$$f_{w|V}(w; \alpha; \beta; \sigma; x; v) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(w - [\alpha + \beta \lg(e^x - e^v)])^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (3)$$

Безусловная функция плотности вероятности W задаётся как

$$\begin{aligned} f_W(w; x; \theta) &= \\ &= \int_{-\infty}^x \frac{1}{\sigma \sigma_\gamma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{v - \mu_\gamma(x; v; \theta)}{\sigma_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{w - \mu(x; v; \theta)}{\sigma} \right)^2 \right) \right\} dv \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\theta = (\alpha; \beta; \sigma; \mu_\gamma; \sigma_\gamma)$ и $\mu(x; v; \theta) = \alpha + \beta \lg(e^x - e^v)$.

Безусловная интегральная функция распределения W определяется как

$$F_W(w; x; \theta) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^w \frac{1}{2\pi\sigma\sigma_\gamma} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\left(\frac{v - \mu_\gamma}{\sigma_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{t - \mu}{\sigma} \right)^2 \right) \right\} dt dv \quad (5)$$

Запишем логарифмическую функцию правдоподобия

$$\Lambda = \sum_{i=1}^r \ln f_w(w_i; x_i; \theta) + \sum_{j=1}^{n-r} \ln (1 - F_W(w_j; x_j; \theta)) \quad (6)$$

Здесь $(w_i; x_i)$, $i = \overline{1, r}$ – наблюдения до разрушения образца; $(w_j; x_j)$, $j = \overline{1, n-r}$ – цензурированные наблюдения.

Значения $\theta = (\alpha; \beta; \sigma; \mu_\gamma; \sigma_\gamma)$ находятся при условии $\Lambda(\theta) \rightarrow \max$.

Решение поставленной задачи в частном случае для неслучайной величины предела выносливости и заданной дисперсии приведено в работе [1]. Решение задачи в полной постановке ищем с помощью пакета прикладных программ Matlab, используя встроенные функции для нахождения экстремумов функции нескольких переменных [2]. Данный метод является прямым методом поиска максимума функции, не требующим расчета производных функции. Он основывается на построении симплекса в n -мерном пространстве, который задаётся $n+1$ вершиной. На каждом новом шаге подбирается новое приближение. Это приближение сравнивается с вершиной симплекса. Если в данной точке значение функции оказалась больше предыдущего, то эта точка становится вершиной симплекса. Поиск новых вершин прекращается при условии, что улучшения решения не происходит достаточно долго.

Для решения задачи требуются экспериментальные данные величины долговечности материала, полученные при заданных уровнях амплитуды цикла напряжений. Рассчитанные для этих данных параметры регрессии, а также параметры распределения предела неограниченной выносливости позволят построить квантильные кривые усталости, а также доверительные интервалы для медианной кривой в условиях дисперсии значений предела выносливости. Интервалы значений долговечности важны при прогнозировании сроков службы оптических изделий в условиях эксплуатации под нагрузкой.

Литература

1. Pervadchuk V.P., Davydov A.R. *J. of Physics: Conference Series* **1730**, 012006 (2021)
2. Дьяконов В.П. *MATLAB. Полный самоучитель*. М.: ДМКПресс, 2012- 768 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ЭКСТРУЗИИ ИНФРАКРАСНЫХ СВЕТОВОДОВ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ AgBr-AgI

**Пестерева П.В., Южакова А.А., Салимгареев Д.Д., Львов А.Е., Корсаков А.С.,
Жукова Л.В.**

Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург
**E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru*

Изготовление волокон на основе галогенидов серебра и таллия (I) осуществляется по методу экструзии. Данный процесс широко известен для многих пластичных материалов, однако для всех новых соединений, в том числе кристаллических, подбор параметров процесса экструзии осуществляется экспериментально. В Уральском федеральном университете сотрудниками Научной лаборатории Волоконных технологий и фотоники была уточнена фазовая диаграмма кристаллов AgBr – AgI и получены монокристаллы с содержанием до 36 мол. % AgI в AgBr [1]. Исследование свойств данных кристаллов показало их высокую прозрачность в диапазоне от 0,5 до 42,0 мкм, негигроскопичность, высокую пластичность. Совокупность данных свойств делает кристаллы системы AgBr-AgI перспективными для изготовления волоконных световодов.

Световоды на основе галогенидов серебра являются перспективными поликристаллическими волокнами для передачи среднего инфракрасного (ИК) излучения в диапазоне длин волн от 2,0 до 25,0 мкм [2]. Изготовление таких поликристаллических волокон осуществляется методом экструзии посредством обратного прессования [3]. При экструзии заготовку закладывают в глухой контейнер, при прессовании она остается неподвижной, а истечение материала происходит в направлении, обратном движению давящего на заготовку плунжера, через фильеру с внутренним диаметром, соответствующим диаметру волокна. Для обратного прессования не требуется больших усилий, граница раздела сердцевины и оболочки является регулярной по длине волокна, пресс-остаток составляет от 5 до 7%.

В целях сокращения материальных и временных затрат в процесс производства оптических волокон был введен этап компьютерного моделирования. Моделирование экструзии волокна помогает визуализировать распределение давления на фильеру, определить оптимальную скорость вытягивания, проанализировать температуру нагрева фильеры и заготовки, оптимизировать скорость экструзии для получения однородной границы раздела в двухслойных и микроструктурированных волокнах, таким образом оценить функциональные параметры волокна еще до того, как началось его вытягивание. Данная работа посвящена симуляции процесса экструзии одно- и двухслойных световодов на основе кристаллов системы твердых растворов AgBr – AgI.

Для моделирования экструзии данных ИК световодов использовался метод конечных элементов. Традиционные подходы в симуляции методами конечных элементов подразумевают разделение всего моделируемого объекта на кластеры треугольной (для плоских элементов или граней) или тетраэдральной (для объемных объектов) формы. При симуляции процесса экструзии ИК световодов для снижения объема требуемой вычислительной мощности в качестве моделируемых объектов были приняты только контейнер, фильеры и заготовка с экструдированным световодом. При этом давящий на заготовку плунжер, прочие элементы пресса и нагреватели задавались нагрузками или внешними воздействиями. Температура в точке контейнера, контактирующей с горячим спаем термодары, а также граница заготовки и контейнера задавались точечным и граничным условием путем введения дополнительных физических надстроек.

Входные параметры симуляции задаются предварительно в виде таблицы переменных для возможности корректировки и оптимизации модели. Основными параметрами являются физические параметры заготовки и оболочки (плотность, теплоемкость), температуры для заготовки и контейнера, а также скорость вытягивания волокна и давление, создаваемое плунжером. Для экструзии двухслойного инфракрасного световода в качестве сердцевины взяли кристалл составом 15 мас. % AgBr и AgI, а для оболочки – 10% AgI в AgBr. Фильеры взяты на основе сплава титана ВТЗ-1. Для пограничного слоя свойства сплава были изменены (подобрана температура). Для корректной симуляции использовались три раздела физики: теплопередача (от контейнера к заготовке), гидродинамика (ламинарное «истечение» волокна при экструзии) и механика твердого тела (оценка нагрузок на контейнер и фильеру).

В результате моделирования были получены распределение температуры по всем объектам (рис.1а), давление на фильере и контейнер (рис.1б), показано влияние скорости движения плунжера на качество границы раздела сердцевинки и оболочки (рис.1в, 1г). Для определения оптимальной скорости движения плунжера были рассмотрены следующие значения: 0,2, 0,3, 0,5, 1,0 мм/мин. Отображение и анализ результатов моделирования производились в поперечном сечении экструдированного волокна при изменении z-координаты.

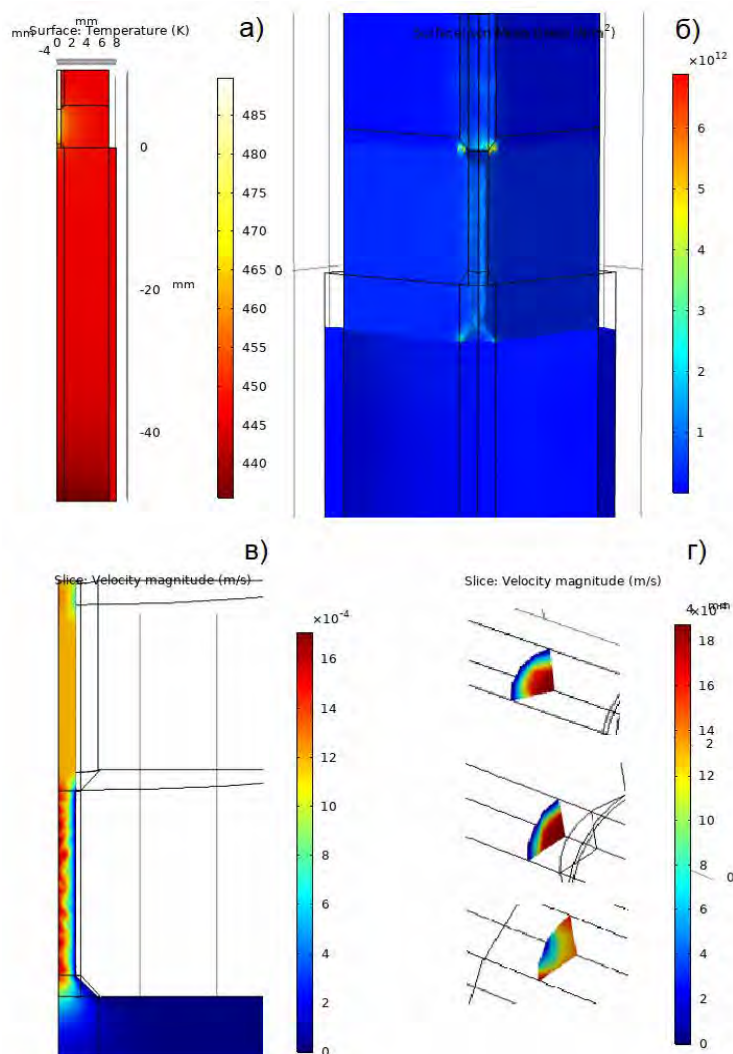


Рис. 1. Результаты моделирования экструзии двухслойных световодов при скорости вытягивания 0,5 мм/мин: а) распределение температуры по заготовке, контейнеру и фильере, б) напряжение на фильере и контейнер, в) продольное и г) поперечные сечения распределения скоростей по заготовке и волокну

По результатам моделирования было выявлено, что при увеличении скорости движения плунжера граница раздела между сердцевинкой и оболочкой волокна становится более гладкой, что означает высокую однородность структуры по длине световода. Однако высокие скорости приводят к росту напряжения в металле фильеры и контейнера и высокому градиенту температурного поля. Также ограничение по скоростям экструзии связано с функциональными особенностями гидравлического пресса ПОИ-500 и требованиями по безопасности при работе с оборудованием. Таким образом для экструзии однослойных световодов была выбрана скорость 0,5 мм/мин для двухслойных – 1 мм/мин. Температура заготовки принята равной 180 °С, независимо от структуры световода. Данное значение температуры позволяет размягчить кристаллы системы AgBr-AgI достаточно для проведения экструзии световода.

Верификация результатов моделирования с экспериментальными данными проводилась непосредственно при самой экструзии однослойных световодов. Реальная скорость движения плунжера составила 0,45–0,50 мм/мин, температура заготовки 178–180 °С. Длина полученных световодов составила 0,5–2,0 м, диаметр 525 мкм, диапазон пропускания от 3 до 25 мкм. Первые результаты по изготовлению новых световодов на основе кристаллов твердых растворов AgBr – AgI с применением компьютерного моделирования показали

свою эффективность. Таким образом, данный этап целесообразно использовать при подборе параметров экструзии для изготовления новых поликристаллических световодов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90021.

Литература

1. Salimgareev D. et al, *Opt. Mat.* **114**, 110903 1-8 (2021)
2. Zhukova L. V. et al. *Opt. and Spectrosc.* **125**, 933-943 (2018)
3. Korsakov A. S. et al, *J. Opt. Tech.* **84**, 858-863 (2017)

ПОЛУЧЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА ИЗ ГАЛОГЕНИДОВ СЕРЕБРА И ТАЛЛИЯ

**Зараменских К.С.^{1*}, Кузнецов М.С.¹, Бутвина Л.Н.^{1,2},
Полякова Г.В.¹, Морозов М.В.¹, Пимкин Н.А.¹, Демина А.Ю.¹**

¹АО «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», г. Москва

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

*E-mail: KSZaramenskikh@rosatom.ru

Волоконные зонды, работающие в средней ИК-области спектра (3-20 мкм), важны и необходимы в нефтепереработке и нефтехимии для контроля процессов внутри реактора в режиме реального времени. В данный момент используют кварцевые длинные световоды, однако получаемый сигнал мало информативен, что обусловлено ограничением диапазона пропускания кварца (только видимая область и ближний ИК-диапазон). Производимые аналоги для средней ИК-области не превышают 2,5 метра в длину ввиду оптических потерь, что недостаточно для крупных производств. Для решения существующей проблемы необходимы волокна, работающие ближней и средней ИК-области спектра длиной по крайней мере 10 метров.

Применение в таких волокнах в качестве основного светопроводящего материала твердых растворов галогенидов серебра и одновалентного таллия позволяет получать рабочий диапазон зонда 3--30 мкм. В случае появления на рынке оптического волокна ИК диапазона из галогенидов серебра и таллия длиной порядка 10 метров, ожидается повышенный спрос у производителей спектрального измерительного оборудования для нужд нефтехимической, фармацевтической, химической отрасли, а также других направлений органического синтеза.

В данной области активно ведутся разработки, направленные на получение оптического волокна со сниженными оптическими потерями. Оптимальным с точки зрения технологичности и себестоимости способом изготовления поликристаллических волоконных световодов является метод экструзии изборок типа «сердцевина-оболочка», при котором кристаллическая заготовка в пластическом состоянии продавливается через полированную фильеру.

Однако в оболочечных волокнах, серийно производимых на данный момент, сохраняются высокие оптические потери на длине волны 10,6 мкм (до 0,3-0,5 дБ/м), связанные в том числе с избыточным рассеянием на шероховатой границе сердцевины и оболочки волокна из-за запрессованных пор и микроизгибов вследствие дефектов сборки. Поэтому изготавливаемые волоконные световоды не применимы при передаче ИК сигнала на расстояние более 4 м.

В настоящее время в АО «Гиредмет» ведется разработка, целью которой является оптимизация технологии и создание линии получения оболочечных поликристаллических волокон для различных областей инфракрасной техники и специальной волоконной оптики из галогенидов серебра и таллия, прозрачных в диапазоне 0,6 – 30 мкм, экструдированных изборок типа «сердцевина-оболочка», с улучшенными оптико-механическими свойствами.

Оболочечное оптическое волокно ИК диапазона получали из кристаллов следующего состава (Рис. 1):

Тип 1:

- материал сердцевины - КРС-13 (25 % мол AgCl – 75 % мол AgBr),
- материал оболочки - КРС-11 (50 % мол AgCl – 50 % мол AgBr);

Тип 2:

- материал сердцевины - КРС-6 (73,5 % мол TlCl – 26,5 % мол TlBr),
- материал оболочки - КРС-61 (86 % мол TlCl – 14 % мол TlBr);

Тип 3:

- материал сердцевины - КРС-5 (46 % мол TlBr – 54 % мол TlI),



Рис. 1. Кристаллы КРС-13 для сердцевины оптического волокна



Рис. 2. Заготовка сердцевины оптического волокна для экструзии (КРС-13)

испытательной машины, обеспечивает проведение процессов с тонко контролируемыми параметрами в безмасляной атмосфере.

Проведена сборка технологического оборудования, отработка температурных, силовых и кинетических режимов экструзии.

Оптические потери в инфракрасных волокнах измеряли методом «cutback» (измерения выходящей мощности из световода сначала длинного, затем укороченного при неизменном вводе) с помощью Фурье-спектрометра ФТ модификации 805. Коэффициент затухания (или оптических потерь) был достигнут менее 0,2 дБ/м на длине волны 10,6 мкм.

Снижение дефектности границы раздела сердцевины-оболочка способствовало адгезии материалов и позволило минимизировать наследуемые волокном микронеоднородности границы раздела сердцевины-оболочка после экструзии и значительно улучшить качественные характеристики ИК световода, в частности, уменьшить величину оптических потерь и повысить стабильность оптико-механических свойств.

– материал оболочки - КРС-51 (58,5 % мол ТlBr – 41,5 % мол ТlI).

Подготовку сердцевины и оболочки проводили механической обработкой до получения поверхности оптического качества (Рис. 2). Процесс экструзии оптического волокна проводили на прессовом оборудовании – изменённой универсальной электрической испытательной машине FUDLC 200 кН, модифицированной специальной оснасткой для экструзии (Рис. 3). Применение электромеханической



Рис. 3. Модифицированное экструзионное оборудование

ОПТИМАЛЬНОЕ СТАБИЛИЗИРУЮЩЕЕ УПРАВЛЕНИЕ ПРОЦЕССОМ ВЫТЯЖКИ КВАРЦЕВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Первадчук В.П.^{*}, Владимирова Д.Б., Гордеева И.В.

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

**E-mail: boxofemails123@gmail.com*

Рассмотрим поставленную ранее [1] задачу об оптимальном стабилизирующем управлении процессом вытяжки кварцевых оптических волокон. Напомним, что система оптимальности, позволяющая эффективно управлять процессом вытяжки оптических волокон, имеет следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial \tilde{R}}{\partial t} = V_{st} \frac{\partial \tilde{R}}{\partial z} + \frac{V_{st}}{2} \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z}, \\ \tilde{R}|_{t=0} = \tilde{R}_s(z), \tilde{R}|_{z=0} = \tilde{R}_0(t), \\ \frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} = \frac{3\mu_1}{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{V}}{\partial z^2} + \beta_1(z) \frac{\partial \tilde{V}}{\partial z} + \beta_2(z) \tilde{V} + \alpha_1(z) \frac{\partial \tilde{R}}{\partial z} + \alpha_2(z) \tilde{R} + \varphi_1(z) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} + \varphi_2(z) \tilde{T}, \\ \tilde{V}|_{t=0} = \tilde{V}_s(z), \tilde{V}|_{z=0} = \tilde{V}_0(t), \tilde{V}|_{z=L} = \frac{3\mu_1}{\alpha\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \\ \frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} = \left(\frac{kT_{st}^3 + \lambda}{c_p \rho R_{st}} \right) \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial z^2} + \varphi_3(z) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} + \varphi_4(z) \tilde{T} + \alpha_3(z) \frac{\partial \tilde{R}}{\partial z} + \alpha_4(z) \tilde{R} + \beta_3(z) \tilde{V}, \\ \tilde{T}|_{t=0} = \tilde{T}_s(z), \tilde{T}|_{z=0} = \tilde{T}_0(t), \frac{\partial \tilde{T}}{\partial z}|_{z=L} = 0, \\ \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (V_{st} q + \alpha_1(z)p + \alpha_3(z)s) - \alpha_2(z)p - \alpha_4(z)s = R_{st}^2 \tilde{R}, \\ q|_{t=\tau} = 0, q|_{z=L} = 0, \\ -\frac{\partial p}{\partial t} - \frac{3\mu_1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V_{st}}{2} q + \beta_1(z)p \right) - \beta_2(z)p - \beta_3(z)s = 0, \\ p|_{t=\tau} = 0, p|_{z=0} = 0, p|_{z=L} = 0, \\ -\frac{\partial s}{\partial t} - \left(\frac{kT_{st}^3 + \lambda}{c_p \rho R_{st}} \right) \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial z} (\varphi_1(z)p + \varphi_3(z)s) - \varphi_2(z)p - \varphi_4(z)s = 0, \\ s|_{t=\tau} = 0, s|_{z=0} = 0, s|_{z=L} = 0. \end{array} \right.$$

Здесь коэффициенты $\alpha_1(z)$, $\alpha_2(z)$, $\alpha_3(z)$, $\alpha_4(z)$, $\beta_1(z)$, $\beta_2(z)$, $\beta_3(z)$, $\varphi_1(z)$, $\varphi_2(z)$, $\varphi_3(z)$, $\varphi_4(z)$ зависят от стационарных решений $R_{st}(z)$, $V_{st}(z)$, $T_{st}(z)$; ρ – плотность расплава кварца; $\mu_1 = \mu_0 \exp^{a_1 T_{st} + b_1}$, где μ_0 – постоянная вязкости расплава, а a_1 , b_1 – числовые коэффициенты; $k = \frac{16\sigma_0 n^2}{3\beta_R} Y$, где σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана, n – показатель преломления стекла; β_R – средний по Расселанду коэффициент поглощения, Y – функция, учитывающая влияние оптической толщины и степени черноты ограничивающих поверхностей; c_p – теплоемкость стекла; λ – коэффициент теплопроводности стекла; $z \in [0; L]$, $t \in [0; \tau]$, параметр $\alpha > 0$.

Численная реализация решения системы оптимальности проводилась с использованием метода конечных элементов в пакете мультифизического моделирования Comsol Multiphysics. Процесс решения данной системы можно разделить на нескольких этапов:

– поиск стационарного решения (функций $R_{st}(z)$, $V_{st}(z)$ и $T_{st}(z)$). Данные функции были найдены с помощью решения системы, впервые представленной в [2];

– нахождение функций $\alpha_1(z)$, $\alpha_2(z)$, $\alpha_3(z)$, $\alpha_4(z)$, $\beta_1(z)$, $\beta_2(z)$, $\beta_3(z)$, $\varphi_1(z)$, $\varphi_2(z)$, $\varphi_3(z)$, $\varphi_4(z)$, зависящих от стационарных состояний;

– непосредственное решение системы оптимальности, а также отыскание функции оптимального управления;

– анализ полученных результатов.

Значения параметров, входящих в систему, описывающую процесс вытяжки оптических волокон, а также в систему оптимальности, представлены в [3]. Для решения системы оптимальности возмущение радиуса волокна от его стационарного состояния задавалось в виде, представленном на рис. 1. Максимальное отклонение радиуса волокна составило 1%. На рис. 2 представлена полученная функция управления $\tilde{V}(t, L)$. Ее максимальное значение +2,6%, что соответствует реальным возможностям производства. Для анализа эффективности управления были найдены функции отклонения радиуса готового волокна для двух разных режимов вытяжки (в точке $z = L$): с управлением – пунктирная линия 1 и без управления – сплошная линия 2 (рис. 3). Отметим, что процесс имеет тенденцию к стабилизации уже со 2 секунды, а концу 6 секунды – стабилизируется полностью, т.е. отклонение функции радиуса готового волокна равно нулю.

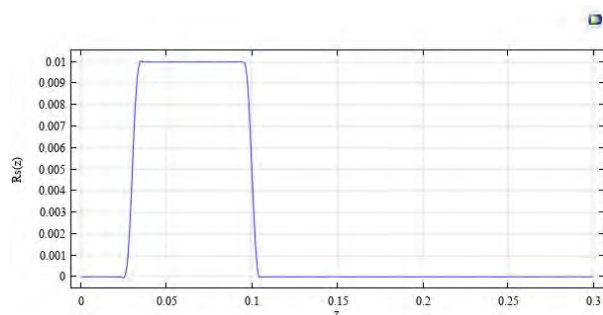


Рис. 1

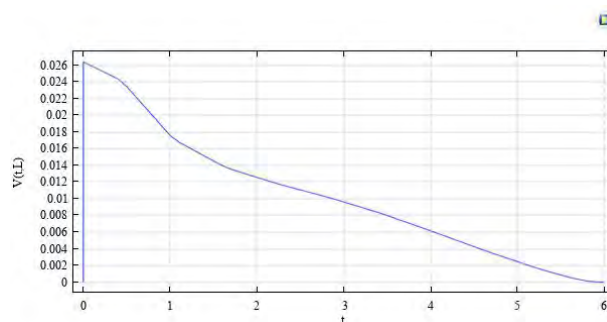


Рис. 2

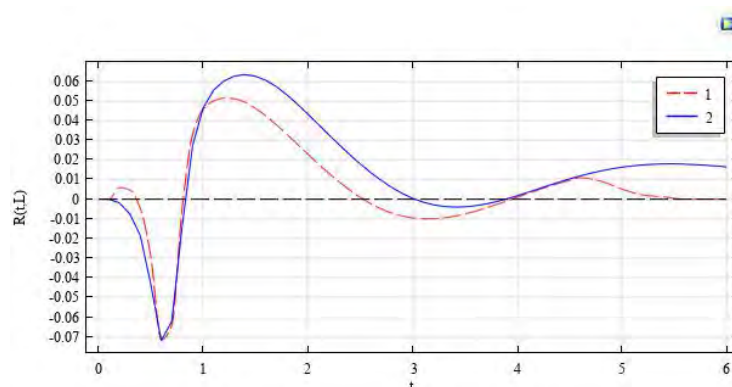


Рис. 3

Литература

1. Первадчук В.П., Владимирова Д.Б., Гордеева И.В., *Фотон-Экспресс* **6(158)**, 371-372 (2019)
2. Васильев В.Н., Дульнев Г.Н., Наумчик Е.Д., *Инж.-физ. журнал* **55(2)**, 284-292 (1988)
3. Лeko В.К., Мазурин О.В., *Свойства кварцевого стекла*, Л.: Наука, 166 (1985)

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ВЫТЯЖКОЙ КВАРЦЕВОГО КАПИЛЛЯРА

Первадчук В.П.*, Владимирова Д.Б.

Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

*E-mail: pervadchuk@mail.ru

Рассматривается задача оптимального управления процессом вытяжки полого кварцевого волокна в изотермической постановке. Математическая модель изучаемого процесса включает в себя уравнение движения для определения скорости перемещения частиц, два уравнения неразрывности для нахождения формы внешней и внутренней поверхности капилляра, а также набор начальных и граничных состояний, обусловленный выбором режима процесса деформации [1,2]. Линеаризация модели, при которой каждое из входящих в ее состав уравнений линеаризуется в окрестности некоторого установившегося программного (стационарного) состояния, позволяет получить модель возмущенного состояния системы, уравнения которой описывают отклонения значений скорости и геометрических параметров волокна от своих программных состояний:

$$\begin{aligned} \tilde{R}_{1t} + \alpha_1 \tilde{R}_{1x} + \alpha_2 \tilde{R}_1 + \alpha_3 \tilde{R}_2 + \beta_1 \tilde{V}_x + \beta_2 \tilde{V} &= 0, \\ \tilde{R}_{2t} + \alpha_4 \tilde{R}_{2x} + \alpha_5 \tilde{R}_2 + \alpha_6 \tilde{R}_1 + \beta_3 \tilde{V}_x + \beta_4 \tilde{V} &= 0, \\ \tilde{V}_t = 3\nu \tilde{V}_{xx} + \beta_5 \tilde{V}_x + \beta_6 \tilde{V} + \alpha_7 \tilde{R}_{1x} + \alpha_8 \tilde{R}_1 + \alpha_9 \tilde{R}_{2x} + \alpha_{10} \tilde{R}_2, & \\ \tilde{R}_1|_{t=0} = \tilde{R}_{10}, \tilde{R}_2|_{t=0} = \tilde{R}_{20}, \tilde{V}|_{t=0} = \tilde{V}_0, & \\ \tilde{R}_1|_{x=0} = \tilde{R}_{10}, \tilde{R}_2|_{x=0} = \tilde{R}_{20}, \tilde{V}|_{x=0} = \tilde{V}_f, \tilde{V}|_{x=L} = \tilde{V}_d. & \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) $\tilde{R}_1 = \tilde{R}_1(t, x)$, $\tilde{R}_2 = \tilde{R}_2(t, x)$ - возмущения внутреннего и внешнего радиусов капилляра соответственно, $\tilde{V} = \tilde{V}(t, x)$ - возмущение скорости движения частиц расплава, $(t, x) \in [0; \tau] \times [0; L]$ - пара переменных "время-пространственная координата", ось x расположена по оси симметрии капилляра и направлена в сторону его утонения, $\tau, L > 0$, ν - кинематическая вязкость кварца, рассчитанная при некоторой характерной температуре процесса вытягивания, коэффициенты $\alpha_i, \beta_j, i=1, \dots, 10, j=1, \dots, 6$ - функции аргумента x , зависящие от стационарных состояний нелинейной модели, правые части начальных и граничных условий есть функции переменных x и t соответственно. В случае, когда начальные и краевые условия (1) однородные, решением дифференциальной задачи (1) являются функции тождественно равные нулю. Однако, если хотя бы одно из этих условий неоднородно, что означает на практике наличие либо геометрического дефекта заготовки, либо колебаний скоростей подачи (вытягивания) от своих программных значений, то решение (1) демонстрирует эволюцию этого дефекта или распространение колебаний во времени и по длине вытяжки. Предлагается формулировка и решение задачи оптимального управления нейтрализации такого рода возмущений.

Предположим, что имеется геометрический дефект внешней стенки капилляра, описываемый функцией времени $\tilde{R}_2|_{x=0} = R_{def}(t)$. Сформулируем задачу оптимального управления системой (1) как задачу с граничным управлением и граничным наблюдением: корректируя во времени отклонения скорости вытягивания капилляра ($u(t) = \tilde{V}_d$), минимизировать геометрические отклонения на готовом продукте. При этом наблюдением системы могут быть как отклонения одного из радиусов, например, внешнего, так и обоих радиусов вытягиваемого капилляра:

$$F = \sigma_1 \int_0^\tau \tilde{R}_1^2|_{x=L} dt + \sigma_2 \int_0^\tau \tilde{R}_2^2|_{x=L} dt + \alpha \|u(t)\|^2 \rightarrow \min, \sigma_1, \sigma_2 \in \{0, 1\}, \alpha > 0. \quad (2)$$

Обозначим составляющие в целевом функционале (2) F_1, F_2, F_3 соответственно. Тогда $F = F_1 + F_2 + F_3$ - суммарная величина квадратов геометрических отклонений как на внешней стенке, так и на внутренней с учетом корректив, вносимых управлением, $F_1 + F_2$ - расчет той же задачи без управления ($u(t)=0$), F_3 - величина, известная в теории оптимального управления как цена управления [3]. Показано, что необходимым условием оптимальности в сильной форме для задачи управления (1,2) будет являться краевая задача для исходных функций $\tilde{V}, \tilde{R}_1, \tilde{R}_2$ и функций их двойственных состояний - p, q, s следующего вида:

$$\begin{aligned} \tilde{R}_1 + \alpha_1 \tilde{R}_{1x} + \alpha_2 \tilde{R}_1 + \alpha_3 \tilde{R}_2 + \beta_1 \tilde{V}_x + \beta_2 \tilde{V} &= 0, \quad \tilde{R}_2 + \alpha_4 \tilde{R}_{2x} + \alpha_5 \tilde{R}_2 + \alpha_6 \tilde{R}_1 + \beta_3 \tilde{V}_x + \beta_4 \tilde{V} = 0, \\ \tilde{V}_t &= 3v \tilde{V}_{xx} + \beta_5 \tilde{V}_x + \beta_6 \tilde{V} + \alpha_7 \tilde{R}_{1x} + \alpha_8 \tilde{R}_1 + \alpha_9 \tilde{R}_{2x} + \alpha_{10} \tilde{R}_2, \\ \tilde{R}_1|_{t=0} &= 0, \tilde{R}_2|_{t=0} = 0, \tilde{V}|_{t=0} = 0, \tilde{R}_1|_{x=0} = 0, \tilde{R}_2|_{x=0} = \tilde{R}_{def}, \tilde{V}|_{x=0} = 0, \tilde{V}|_{x=L} = \frac{1}{\sigma_3}(\beta_1 p + \beta_3 q + 3vs_x), \\ p_t + (\alpha_1 p)_x + \alpha_2 p - \alpha_6 q - (\alpha_7 s)_x + \alpha_8 s &= 0, \quad q_t + (\alpha_4 q)_x - \alpha_5 q - \alpha_3 p - (\alpha_9 s)_x + \alpha_{10} s = 0, \\ s_t + 3vs_{xx} - (\beta_5 s)_x + \beta_6 s + (\beta_1 p)_x + (\beta_3 q)_x - \beta_2 p - \beta_4 q &= 0, \\ p|_{t=\tau} = q|_{t=\tau} = s|_{t=\tau} = s|_{x=0} = s|_{x=L} = 0, \quad p|_{x=L} &= \frac{\tilde{R}_1}{\alpha_1}, \quad q|_{x=L} = \frac{\tilde{R}_2}{\alpha_4}. \end{aligned} \quad (3)$$

Значение функции оптимального управления – регулирование скорости вытяжки во времени, определяется после решения (3) по явной формуле

$$u(t) = \tilde{V}|_{x=L} = \frac{1}{\sigma_3}(\beta_1 p + \beta_3 q + 3vs_x)|_{x=L} \quad (4)$$

Численная реализация (3) проводилась методом конечных элементов в системе мультифизического моделирования Comsol Multiphysics. Результаты моделирования представлены на рис. 1.

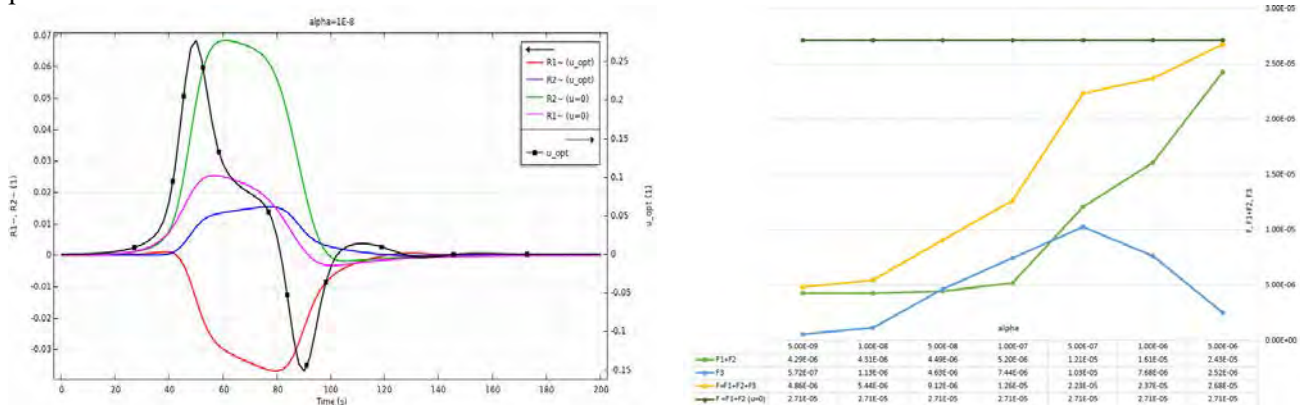


Рис. 1. Динамика отклонения формы готового капилляра в режиме с управлением и без него, оптимальная скорость (слева); оценка эффекта от управления (справа)

Расчеты проводились для заготовок с величиной дефекта геометрических размеров внешней стенки не более 5%. Рассчитано, что в режиме без управления влияние такого дефекта на готовом продукте может достигнуть пиковых отклонений от программных состояний в 7%, кроме того, при этом незначительные отклонения будет иметь и внутренняя стенка капилляра. Однако в режиме оптимальной корректировки скорости этот дефект удастся понизить до уровня 2 % (расчет представлен для $\alpha = 1E-8$). Показано также, что эффективность управления зависит от параметра α цены управления. Изменяя значения этого параметра в среднем на 3 порядка, удастся перейти от режима, близкого по результатам моделирования к полному отсутствию управления ($\alpha = 5E-6$), к режиму, в котором влияние дефекта почти полностью компенсировано ($\alpha = 5E-9$). Достаточно высокими корректирующими значениями скорости – их пиковые значения достигают здесь в среднем 15 %. На рис. 1 представлены расчеты целевой функции (2) и различных ее составляющих, в том числе, расчет выражения $F_1 + F_2$ в случае полного отсутствия управления ($2.75E-5$) и в режиме оптимального управления ($4.9E-6$ при $\alpha = 5E-9$).

Таким образом, в работе показана принципиальная возможность построения математического аппарата управления процессом вытяжки капилляра, обоснован выбор управляющего параметра, численно исследована эффективность управления - зависимость отклика наблюдаемых параметров от силы управляющих воздействий.

Литература

1. D.B.Vladimirova 10.1109/SUMMA50634.2020.9280809 IEEE (2020)
2. D.B.Vladimirova IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science 720 (2021)
3. В.П.Первадчук, Д.Б.Владимирова, Д.Н.Дектярев 10.25728/pi.2020.6.7 (2020)

СВАРНЫЕ МНОГОМОДОВЫЕ АТТЕНЮАТОРЫ ДЛЯ ЖЕСТКИХ УСЛОВИЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Елизаров С.Г., Ленин М.М.*, Иванов Д.А., Яковлев М.Я.

ЗАО «ЦНИТИ «Техномаш-ВОС», г. Москва

*E-mail: m.lenin@tmvos.com

Волоконно-оптические системы передачи (ВОСП) находят все более широкое применение в бортовых информационно-измерительных системах подвижных объектов. Одним из важных компонентов таких систем является волоконно-оптический аттенюатор (ВОА), необходимый для ослабления сигнала в волоконно-оптической линии передачи [1].

Для построения ВОСП могут требоваться различные типы ВОА: с переменным и фиксированным коэффициентом ослабления [2].

Для создания фиксированных аттенюаторов широко используется технология сварки со смещением оптических волокон (ОВ). В настоящей работе разработана методика изготовления многомодовых фиксированных аттенюаторов с затуханием до 40 дБ, представлены результаты изготовления фиксированных аттенюаторов на установке Fujikura LZM-100, а так же проведены исследования стойкости изготовленных аттенюаторов к воздействию механических и температурных факторов.

Структура сварного аттенюатора приведена на рис. 1 [3]. Такое устройство представляет собой сварку двух ОВ с предварительно установленным радиальным смещением друг относительно друга. Основными характеристиками аттенюаторов являются вносимые и обратные потери.

Затухание, получаемое при сварке со смещением, зависит от диаметра сердцевины волокна (d), радиального смещения друг относительно друга (x) а так же области сплавления, зависящей от размеров области нагрева и интенсивности нагрева при сварке (рис.1).

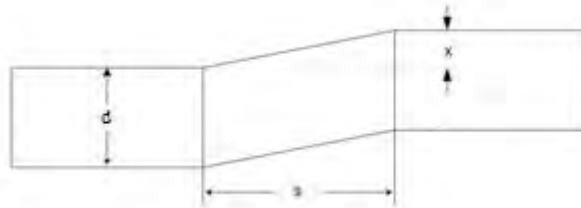


Рис. 1. Волоконно-оптический аттенюатор на основе сварного соединения оптических волокон со смещением (схематическое изображение)

Для достижения затухания в многомодовых волокнах свыше 10дБ, требуется смещение сердцевины более 25 мкм, что стандартные сварочные аппараты типа Fujikura 62S обеспечить не способны. В связи с этим в настоящей работе использовалась специализированная сварочная установка Fujikura LZM-100, обладающая увеличенным ходом кареток.

На первом этапе работы была исследована зависимость вносимых потерь от величины поперечного смещения между двумя многомодовыми ОВ. Результат исследования представлен на рис.2. Экспериментальные результаты могут быть аппроксимированы функцией:

$$A(x) = 0,58e^{0,087x} \quad (1)$$

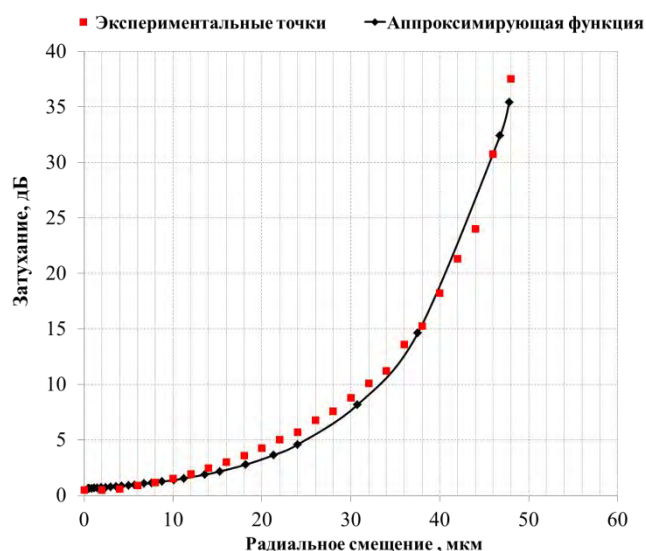


Рис.2. Зависимость вносимого затухания от смещения сердцевин

На втором этапе выполнялись сварки со смещением, соответствующим расчетному значению вносимого затухания. После формирования сварного соединения участок сварки помещался в стандартный комплект для защиты сварки (КДЗС). Результаты сварки представлены на рис.3а и рис.3б.

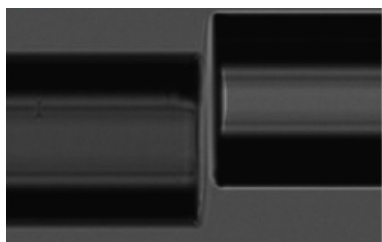


Рисунок 3а. Изображение радиального смещения сердцевин до сварки

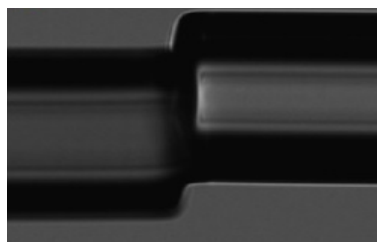


Рисунок 3б. Изображение радиального смещения сердцевин после сварки

Во время экспериментальной работы по изготовлению многомодовых аттенуаторов на установке LZM-100 была замечена существенная девиация вносимого затухания от расчетных значений. Так для сварки со смещением в 25 мкм результаты измерения вносимого затухания находились в диапазоне от 5 дБ до 10 дБ, а для сварки со смещением в 50 мкм – от 20 дБ до 45 дБ. Было установлено, что величина вносимого затухания во многом зависит от конфигурации области сплавления s (рис. 1).

Наиболее перспективной методикой изготовления аттенуаторов с заданным значением вносимого затухания являлась установка смещения, заведомо превышающего расчетное значение, с последующим уменьшением вносимого затухания с помощью серии дополнительных расплавлений области s (рис. 1) меньшей продолжительности, после каждого из которых производился контроль фактического значения вносимого затухания.

В рамках работ были изготовлены многомодовые аттенуаторы с вносимым затуханием до 40 дБ. Изготовленные аттенуаторы были испытаны на воздействие рабочих температур в диапазоне от -60 до $+85^{\circ}\text{C}$, а также на воздействие механического удара многократного действия с величиной ускорения 40g. Изменение величины вносимых потерь во время испытаний не превышало 1 дБ.

Литература

1. Фриман Р.Л., Волоконно-оптические системы связи // Техносфера 25-30 (2003)
2. Убайдуллаев Р.Р., Волоконно-оптические сети // Эко-Трендз 331 (2001)
3. Attenuation splice control in the manufacture of fiber optical communication system // IEEE Transactions on Control Systems Technology 14(1):170 – 175 (2006)

ДВУХВОЛНОВЫЕ WDM-МУЛЬТИПЛЕКСОРЫ НА ОСНОВЕ РАЗЛИЧНЫХ ВОЛОКОННЫХ СТРУКТУР

Елизаров С.Г., Иванов Д.А.*, Ленин М.М., Яковлев М.Я.

ЗАО «ЦНИТИ «Техномаш-ВОС», г. Москва

*E-mail: d.ivanov@tmvos.com

Настоящее время характеризуется широким распространением волоконно-оптических телекоммуникационных систем. Производители активно разрабатывают новые марки оптических волокон (ОВ), улучшая их оптические и эксплуатационные характеристики. Это дает возможность совершенствования волоконно-оптических компонентов, которые используют оптическое волокно в качестве активной среды. Среди наиболее распространенных подобных компонентов можно выделить волоконные брегговские решетки, волоконные линии задержки, распределенные волоконно-оптические датчики, оптические разветвители, и спектрально-селективные разветвители-объединители.

Широкое распространение в оптических системах связи получили двухканальные WDM-мультиплексоры / демультиплексоры с рабочими длинами волн 1310 и 1550 нм, соответствующими 2-му и 3-му окнам прозрачности кварцевого оптического волокна. Для формирования таких устройств обычно используется технология сплавной биконической вытяжки (FBT), позволяющей достичь низких вносимых потерь одновременно с высокой степенью изоляции каналов в широком диапазоне температур [1]. Однако анализ компонентной базы ВОСП показывает, что характеристики промышленных мультиплексоров недостаточно соответствуют совокупности современных требований, предъявляемых большинством разработчиков систем, в частности, по допустимым величинам внешних воздействующих факторов, вносимым потерям и величине оптической изоляции каналов [2]. Поэтому является актуальной разработка и исследование WDM-мультиплексоров с улучшенными характеристиками.

Одним из возможных путей оптимизации таких устройств является поиск новых марок ОВ, из которых можно было бы изготовить WDM-мультиплексоры.

В настоящей работе рассмотрены вопросы технологии изготовления и возможности формирования сплавных мультиплексоров на основе различных марок оптических волокон. Представлены результаты изготовления и испытаний экспериментальных образцов WDM-мультиплексоров, а так же проведен сравнительный анализ параметров полученных разветвителей.

Структура сплавного WDM-мультиплексора приведена на рис. 1а. Такое устройство представляет собой биконический одномодовый разветвитель, основанный на сплавлении двух ОВ с одновременным растяжением участка соединения с целью получения плавного биконического сужения, необходимого для оптической связи между волокнами (области связи). Уровень мощности, переданной из одного ОВ во второе, зависит длины волны излучения, передаваемого по волокну и длины области связи L [3].

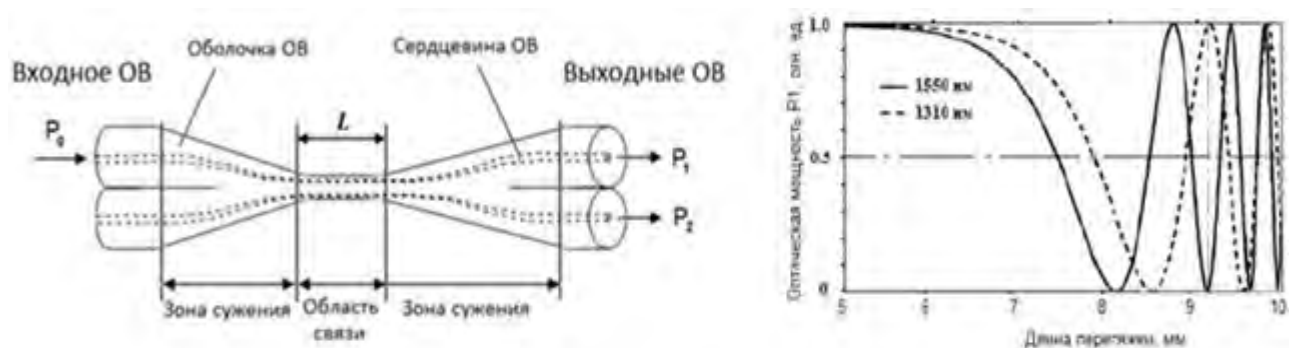


Рис. 1а. Схематическое изображение сплавного WDM-мультиплексора; Рис. 1б. Перекачка оптической мощности из канала 1 в канал 2

Основными характеристиками WDM-мультиплексора являются вносимые потери A и коэффициент изоляции $K_{из}$. Необходимые характеристики достигаются путем контролируемого растяжения и формирования биконической перетяжки. По мере утончения и увеличения длины области связи происходит перекачка оптической мощности из канала 1 в канал 2 и обратно (рис. 1б).

Таким образом, изготавливая разветвитель с областью связи определенной длины L , можно добиться объединения или разделения рабочих длин волн в волоконных выходах мультиплексора, на чем основан принцип изготовления спектрально-селективных мультиплексоров.

В настоящей работе WDM мультиплексоры изготавливались на японской установке для создания разветвителей FCI-0201 фирмы NTT AT с керамическим нагревателем. В рамках работы были исследованы следующие марки ОВ: Corning SMF 28e+, Corning SMF-28e+ LL, Corning SMF-28 ULTRA, Corning LEAF, Corning Clearcurve XB, Fujikura FutureGuide-LWP, Fujikura FutureGuide-SS, Fujikura FutureGuide-Ace.

Усредненные значения вносимых потерь и коэффициентов оптической изоляции, полученных WDM-разветвителей, представлены на рис. 2.

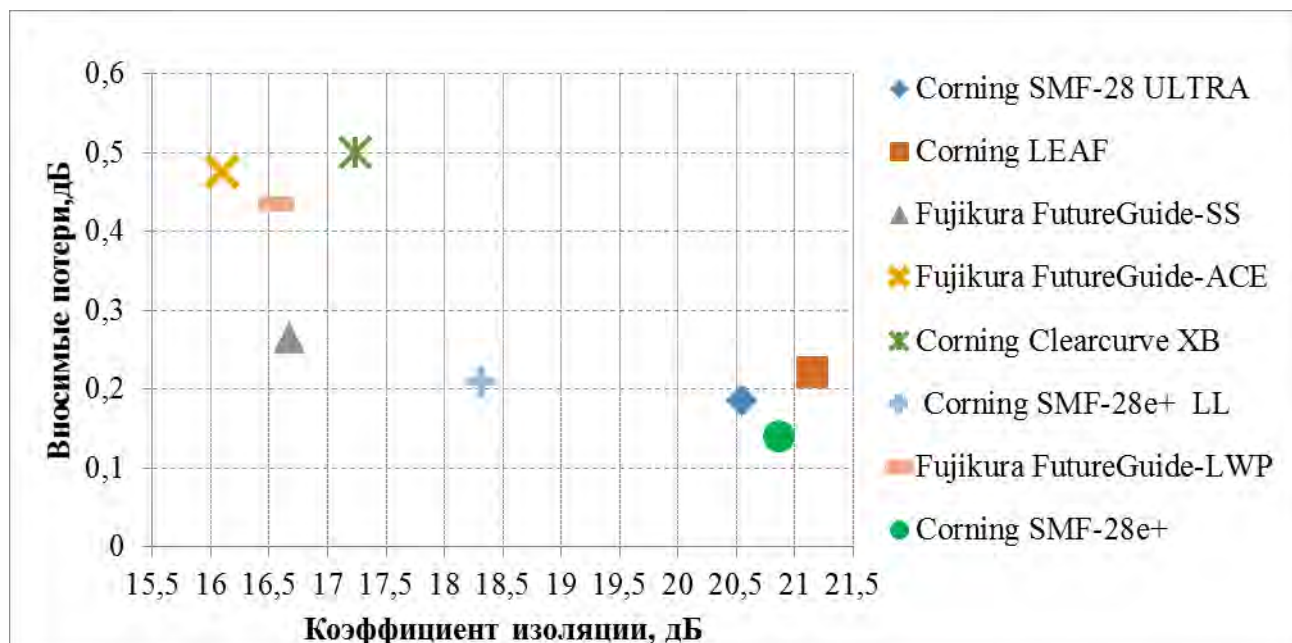


Рис. 2. Усредненные значения оптических параметров WDM-мультиплексоров

Из рис. 2 видно, что среди представленных ОВ наилучшими оптическими параметрами обладают образцы WDM-мультиплексоров из волокон Corning SMF-28e+, Corning SMF-28 ULTRA и Corning LEAF. Среди них наиболее перспективным для изготовления WDM-мультиплексоров является волокно Corning SMF-28 ULTRA благодаря повышенной стойкости к изгибам.

Проведен анализ функционирования и метода изготовления сплавных WDM-мультиплексоров на основе различных марок ОВ. Исследованы оптические характеристики изготовленных образцов.

Проведены испытания образцов WDM-мультиплексоров из ОВ Corning SMF-28e+, Corning SMF-28 ULTRA и Corning LEAF на воздействие рабочих температур в диапазоне от -60 до $+85$ °С, и на воздействие механической вибрации с амплитудой виброускорения 10 g в диапазоне от 50 до 2000 Гц. Изменение величины вносимых потерь в указанном диапазоне воздействий не превышало 0,1 дБ, а изменение коэффициента оптической изоляции не превышало 1 дБ.

Литература

1. Наний О.Е. Основы технологии спектрального мультиплексирования каналов передачи (WDM) // *Lightwave Russian Edition*. 2, 47–52 (2004)
2. Елизаров С.Г. и др., Влияние комбинированных температурно-механических воздействий на характеристики двухволновых WDM-демультиплексоров // *Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения*. 18, 582-585 (2018)
3. Дементьев С.Г. и др., Температурная стабильность двухканальных WDM-мультиплексоров на основе биконических разветвителей // *Материалы Международной научно-технической конференции INTERMATIC-2012*. 4, 107–110 (2012)

РАВНОМЕРНОЕ ДЕЛЕНИЕ МНОГОМОДОВОГО ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО БОЛЬШОМУ ЧИСЛУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ КАНАЛОВ

Саввин А.Д., Митрохин В.П.^{*}, Дормидонов А.Е., Сметанина Е.О.

ФГУП «ВНИИА имени Н.Л. Духова», Суцьевская ул. 22, Москва 127055, Россия

**E-mail: v.mitrokhin@gmail.com*

Применение многих оптоволоконных линий для транспортировки мощного лазерного излучения для задач физики высоких энергий, таких как, например, прецизионное управление моментом инициирования электрических разрядов, задач медицины и биофизики является важной и актуальной задачей. Использование нескольких оптических волокон для передачи излучения, открывает уникальные возможности для построения компактных и гибких систем подвода энергии к исследуемым объектам, что может быть необходимо для исследований поверхностей сложной формы, для чего требуется решение задачи передачи по всем волокнам одинаковой мощности оптического излучения.

Для решения данной задачи с точки зрения компактности, простоты и КПД может использоваться Nd:YAG лазер с модуляцией добротности, работающий в многомодовом режиме. Следует отметить, что у такого лазера пространственное распределение излучения имеет случайный характер от импульса к импульсу и содержит «горячие» точки, как следствие для дальнейшего использования данного излучения совместно с оптическими волокнами (одним или многими) требуется его регуляризация.

Наиболее оптимальный способ регуляризации излучения для последующего деления и заведения в оптические волокна является регуляризация углового распределения, которая осуществляется использованием микролинзовых растров.

В данной работе мы предлагаем схемы использования растров с отрицательными микролинзами, которые не создают действительного изображения. Регуляризованное растром угловое поле представляет собой равномерную площадку, содержащую большое число спеклов одинаковой средней интенсивности и оптимизировано под деление по фронту на большое число волоконно-оптических каналов.

НЕЙРОННАЯ СЕТЬ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ФУРЬЕ СПЕКТРА

Седов Е.В.^{1,2*}, Чеховской И.С.¹, Прилепский Я.Е.², Турицын С.К.^{1,2}, Федорук М.П.¹

¹Новосибирский Государственный Университет, г. Новосибирск, Россия

²Институт фотонных технологий Астона, Университет Астона, г. Бирмингем, Великобритания

*E-mail: e.sedov@g.nsu.ru

Нелинейное преобразование Фурье (NFT) является нетрадиционным подходом для управления нелинейными искажениями сигнала в оптоволоконных каналах связи. Прямое NFT соответствует представлению оптического сигнала в специальном базисе, называемым нелинейным спектром. Последний состоит из дискретной и непрерывной частей, которые тривиально меняются в зависимости от пространственной координаты в канале связи, описываемым нелинейным уравнением Шредингера [1, 2]. Было продемонстрировано, что системы передачи, основанные на использовании NFT и модуляции нелинейных спектральных мод, имеют потенциал для того, чтобы превзойти существующие коммуникационные системы [3]. Однако одна из серьезных проблем в применении NFT в высокоскоростных системах является возможность работы с оптическими сигналами, существенно искаженными шумом [4]. Ряд численных методов расчета нелинейных спектров были предложены и протестированы для приложения в оптических системах передачи данных [5]. Значительный прогресс был достигнут в сокращении сложности алгоритмов (быстрый NFT) [6] и повышению их точности [7]. Однако в данный момент обработка сложных форм на основе NFT в режиме реального времени все еще далека от практической реализации на аппаратном уровне, а производительность NFT систем сильно зависит от отклонений реальной системы от идеализированной модели канала [8]. Привлекательный подход для преодоления этих трудностей заключается в использовании машинного обучения и, в частности, нейронных сетей (NN) для обработки сигналов на основе NFT. В этой работе мы демонстрируем специальную архитектуру нейронной сети, которая была получена с помощью Байесовской оптимизации гиперпараметров. С помощью нейронной сети мы можем достичь высокой точности восстановления нелинейного спектра, даже в присутствии шума.

Наша цель – вычислять непрерывный нелинейный спектр, учитывая решения спектральной задачи Захарова-Шабата [2] со специальными граничными условиями на конце заднего сигнала. Математическое описание и детали NFT можно найти в [1]. Для тренировки нейронной сети мы использовали 94035 WDM сигнала, каждый из которых состоял из 1024 комплексных точек. Формат модуляции был выбран QPSK, количество оптических несущих равно 15. Энергия сигнала составляет 39.0 безразмерных единиц и была выбрана такой, чтобы нелинейные эффекты были сильно выражены. Предварительно мы проверили, чтобы в тренировочном наборе не было сигналов, содержащих солитоны. Для каждого сигнала был посчитан непрерывный нелинейный Фурье спектр. Количество точек в спектрах также равно 1024. Для последующей тренировки в случае наличия некоррелированного Гауссова шума, мы дополнительно использовали 6 наборов данных с разным значением отношения энергии сигнала к энергии шума (SNR): {0, 5, 10, 13, 20, 30} dB. Каждый набор состоял из 423160 сигналов, что соответствует 5 разным реализациям шума. 7 наборов из 9403 сигналов использовались в качестве валидационных данных и не использовались в процессе обучения.

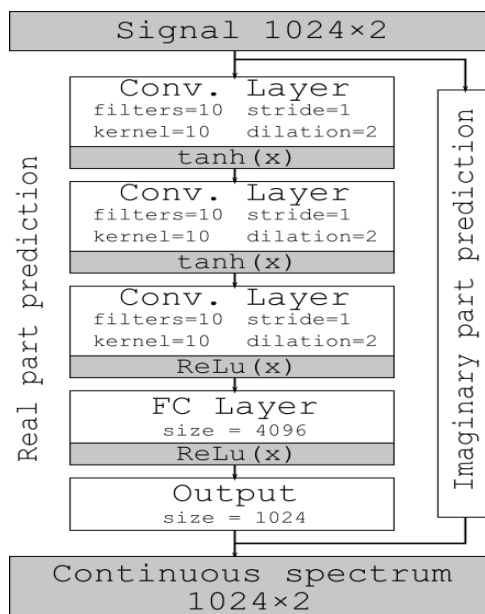


Рис. 1. Архитектура нейронной сети

Рис. 1 демонстрирует схематическое изображение оптимизированной архитектуры нейронной сети. Сверточная часть состоит из трех слоев с 10, 15 и 10 фильтрами. Далее идет полносвязный слой, на выходе которого мы получаем одну часть предсказанного спектра (действительную или мнимую). Для предсказания полного спектра используются две нейронные сети с идентичной архитектурой.

Для анализа точности работы нейронной сети и способности обработки сигналов с шумом мы сравниваем отклонения, полученного с помощью нейронной сети спектра от посчитанного стандартными методами NFT для сигналов без шума. В качестве метрики используется средняя относительная ошибка по всему валидационному набору данных для каждого отдельного значения уровня шума. Таблица 1 ошибку расчета нелинейного спектра для сигналов без и с добавлением шума. Серые клетки соответствуют случаям, когда точность предсказания нелинейного спектра для нейронной сети ниже, чем у NFT, в то время как белые клетки соответствуют случаям, когда точность непрерывного спектра, предсказанного нейронной сетью, выше. Первая строка соответствует случаю без шума (б/ш) и всегда будет «серой» поскольку нейронная сеть не может предсказать значения точнее, чем рассчитанные с помощью NFT. Однако значения ошибки для искаженных шумом сигналов проявляют интересные тенденции. Из таблицы следует, что для низкого уровня шума в обучающем наборе (до 10 дБ, столбцы с третьего по пятый) ошибка NN обычно самая низкая для валидационного набора без шума (вторая строка). Таким образом, добавление слабого шума в набор обучающих данных только ухудшает возможность восстановления NN, даже если это снижение незначительно. В наиболее интересном случае сильного шума (т. е. накопленного в системах большой протяженности) сеть лучше всего работает для наборов сигналов, где значение SNR одинаково для проверочного и обучающего наборов. В таких случаях относительная погрешность составляет около 8-12%, тогда как ошибка для обычного NFT находится на уровне 100-200%. При уменьшении шума (строки снизу вверх) в валидационном наборе значение ошибки остается примерно на том же уровне после ячейки, соответствующей одинаковому уровню SNR для обучающего и валидационного набора данных. Эти результаты подтверждают, что представленная архитектура NN способна выполнять операцию NFT для сложных сигналов, и, кроме того, она также может работать как высокоэффективный элемент шумоподавления, когда уровень шума становится значимым.

Таблица 1. Сравнение точности нейронной сети с обычными методами NFT для вычисления нелинейного спектра. Ячейки содержат значение относительной ошибки для каждой конкретной пары тренировочного и валидационного SNR

		NFT	Тренировочное значение SNR, dB						
			Без шума	30	20	13	10	5	0
Валидационное значение SNR, dB	б/ш	-	8.39E-04	6.52E-03	1.26E-02	2.38E-02	3.59E-02	7.43E-02	1.42E-01
	30	6.91E-02	5.54E-02	9.56E-03	1.36E-02	2.42E-02	3.63E-02	7.49E-02	1.44E-01
	20	2.21E-01	1.74E-01	2.53E-02	1.97E-02	2.58E-02	3.65E-02	7.40E-02	1.43E-01
	13	4.89E-01	3.66E-01	7.74E-02	4.53E-02	3.54E-02	3.98E-02	7.06E-02	1.38E-01
	10	6.78E-01	4.88E-01	1.29E-01	7.36E-02	5.12E-02	4.85E-02	6.87E-02	1.33E-01
	5	1.16	7.26E-01	2.73E-01	1.72E-01	1.15E-01	9.93E-02	7.98E-02	1.17E-01
	0	2.00	9.48E-01	4.79E-01	3.60E-01	2.59E-01	2.29E-01	1.74E-01	1.16E-01

Мы рассмотрели реализацию NFT с помощью нейронных сетей со специальной структурой, применив байесовскую оптимизацию гиперпараметров для определения наиболее эффективной сетевой архитектуры. Мы рассмотрели здесь почти неизученный случай, связанный с вычислением непрерывного нелинейного спектра, который наиболее интересен с точки зрения оптической связи. Было продемонстрировано, что обработка на основе NN может существенно повысить точность NFT в присутствии шума по сравнению с традиционным методом высокоточной обработки NFT. Преимущество шумоподавления становится наиболее заметным при высоких уровнях шума, при этом максимальное качество восстановления обычно достигается, когда SNR обучающих данных совпадает с SNR валидационного набора.

Исследование выполнено при поддержке фонда Президента РФ для государственной поддержки молодых российских ученых (грант № МК-677.2020.9). Работа И.С. Чеховского была поддержана государственным заданием на проведение фундаментальных исследований (FSUS-2020-0034), а работа Я.Е. Прилепского – фондом Leverhulme Trust (проект RPG-2018-063).

Литература

1. Turitsyn S.K. et al, *Optica*, **4**, 307–322 (2017)
2. Zakharov V.E. and Shabat A.B., *Soviet Physics JETP*, **34**, 62 (1972)
3. Yousefi M. and Yangzhang X., *IEEE Transactions on Information Theory*, **66**, 478–495 (2019)
4. Pankratova M. et al, *Physical Review Applied*, **13**, 054 021 (2020)
5. Boffetta G. and Osborne A.R., *Journal of computational physics*, **102**, 252–264 (1992)
6. Wahls S. and Poor H.V., *International Conference on Acoustics*, 5780–5784 (2013)
7. Medvedev S. et al, *Optics Express*, **28**, 20, Jan. (2020)
8. Civelli S. et al, *IEEE Photonics Technology Letters*, **29**, 1332–1335 (2017)

НЕЛИНЕЙНЫЕ МНОГОСЕРДЦЕВИННЫЕ ВОЛНОВОДЫ, ОБЛАДАЮЩИЕ РТ-СИММЕТРИЕЙ

Сучков С.В.^{1*}, Чеховской И.С.¹, Штырина О.В.^{1,2}, Вабниц С.^{1,3}, Федорук М.П.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Институт вычислительных технологий СО РАН, г. Новосибирск

³Департамент информационной инженерии, электроники и телекоммуникаций,

Римский университет Ла Сапиенца, Via Eudossiana 18, 00184 Рим, Италия

*E-mail: sergey.v.suchkov@gmail.com

Работа посвящена исследованию РТ-симметрии в многосердцевидных световодах. Данные волокна используются для повышения эффективности передачи данных в линиях связи, а также могут быть использованы для динамического переключения между режимами полной симметрии и нарушенной симметрии. Наличие РТ-симметричных волноводов расширяет возможности по управлению сигналом в таких системах благодаря наличию точки бифуркации и симметричным свойствам собственных мод.

Говорят, что система обладает РТ-симметрией, если ее Гамильтониан инвариантен относительно РТ преобразования: $RT\mathcal{H}=\mathcal{H}RT$ [1]. В оптических системах это требование эквивалентно симметричному расположению областей с усилением и потерями, а также симметричному профилю показателя преломления. Таким требованиям удовлетворяет многосердцевидный световод с чередующимися волноводами с потерями и усилением на периферии [2], а также с консервативным центральным волноводом.

В работе рассматривалась система, описываемая уравнениями

$$i \frac{da_0}{dz} = -c \sum_{i=1}^{2N} a_i - \gamma |a_0|^2 a_0 - \frac{\partial^2 a_0}{\partial t^2},$$

$$i \frac{da_j}{dz} = i\rho(-1)^{j+1} a_j - ca_0 - e^{-i\phi} a_{j-1} - e^{i\phi} a_{j+1} - \gamma |a_j|^2 a_j - \frac{\partial^2 a_j}{\partial t^2},$$

здесь a_j – амплитуда в j -ом волноводе, ρ – параметр усиления и потерь, c – константа связи периферических волноводов с центральным, γ – Керровский коэффициент, ϕ – степень кручения периферических волноводов относительно центрального. Также первый волновод связан с последним.

Сперва была изучена линейная система ($\gamma = 0$) без кручения ($\phi = 0$). Порог нарушения РТ-симметрии и другие свойства системы исследовались спектральным анализом Гамильтониана. Переходя в Фурье-пространство по времени, можно показать, что система без дисперсии обладает теми же спектральными характеристиками. Так, было показано, что система обладает ненулевым порогом нарушения РТ-симметрии, только если число периферических волноводов с усилением и потерями является нечетным. При этом наличие центрального волновода может существенно уменьшать порог РТ-симметрии в некоторой области параметров. Были определены области значений параметров, при которых существует только одна растущая мода. Данный режим интересен тем, что с использованием калибровочного преобразования (добавление небольших потерь во все волноводы) можно добиться выживания только одной моды и, соответственно, лучшей локализации энергии.

Также была исследована система, состоящая из двух сегментов: РТ-симметричного и консервативного. Было показано, что в такой комбинации РТ-симметричный сегмент может быть использован для усиления сигнала даже в фазе с нарушенной симметрии, если первый сегмент достаточно короткий.

Различная динамика нелинейных мод была исследована численно и получены следующие результаты: в РТ-симметричном случае только слабая нелинейность (либо малая амплитуда сигнала) позволяет получить РТ-симметричные решения, как консервативные, так и с осциллирующей энергией. В остальных же случаях происходит нарушение РТ-симметрии и, соответственно, рост энергии. В структуре, состоящей из двух сегментов, оказалось возможным получить стационарное решение из случайных начальных условий, при этом параметры консервативной части системы должны быть оптимизированы для согласования между модами обеих частей. Также отметим, что увеличение числа волноводов ведет к снижению порога РТ-симметрии, поэтому мы будем рассматривать небольшое количество волноводов.

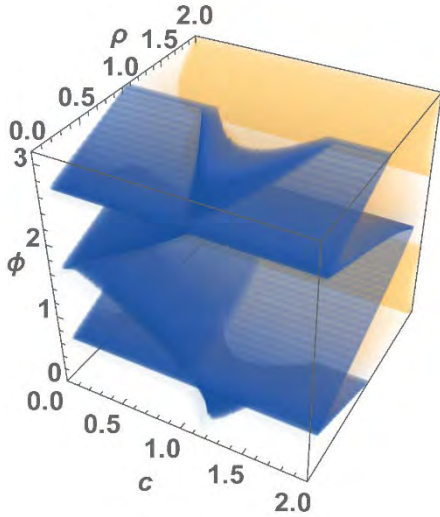


Рис. 1. Области существования РТ-симметричных решений (синий цвет)

солитонные решения (для систем, состоящих из 7 и 5 сердцевин). На рисунке 2 представлена временная эволюция солитонного решения на входе ($z = 0$) и на выходе $z = (20)$ для 7-сердцевинного волокна (показаны только 3 из них). Из рисунка следует, что интенсивность на входе и на выходе совпадают с хорошей точностью.

При этом было найдено однопараметрическое семейство решений и исследована их устойчивость. Для этого был использован критерий Вахитова-Колоколова и установлено, что построенные решения являются устойчивыми. Отметим, что наличие семейства солитонов означает мультистабильность данной системы. Построение стационарных решений является важной задачей, поскольку такие решения могут являться аттракторами.

Подобные РТ-симметричные системы с центральным волноводом, а также кручением ранее не изучались. Они обладают большим потенциалом по управлению светом, поскольку поддерживают много различных мод, а также свойственное РТ-симметричным системам динамическое переключение между режимами. Наличие кручения позволяет избежать ограничения на количество периферических волноводов, а варьирование параметра связи с центральным волноводом позволяет сделать систему более чувствительной через понижение порога нарушения РТ-симметрии.

Работа Федорука М.П. (постановка задачи) была поддержана Российским научным фондом (грант № 20-11-20040). Работа Чеховского И.С. (разработка программного комплекса) и Штыриной О.В. (разработка алгоритмов) была поддержана грантом 14.Y26.31.0017 Министерства образования и науки. Работа Сучкова С.В. (анализ линейных и нелинейных свойств) была поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант 18-1-3-39-1).

Литература

1. C.M.Bender and S.Boettcher, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5243 (1998)
2. I.V.Barashenkov, L.Baker, and N.V.Alexeeva. *Phys. Rev. A* **87**, 033819 (2013)
3. I.S.Chekhovskoy et al, *Opt. Express* **28**, 7817-7828 (2020)

Далее было изучено влияние кручения на распространение сигнала. Наиболее важным моментом является то, что при наличии кручения волноводов относительно центра, системы с любым нечетным количеством волноводов обладают ненулевым порогом нарушения РТ-симметрии. На рисунке 1 показаны области существования РТ – симметричных решений. Так, область РТ-симметричных решений наибольшая при $\phi = \frac{\pi}{2}$, в то время как в некоторых случаях такая область практически отсутствует. Для обеих систем были найдены устойчивые нелинейные решения и показано, что для критического значения параметра кручения $\phi = \pi/2$ энергия локализуется в основном в центральном волноводе. Однако, такие решения существуют только для малых параметров нелинейности (порядка 0.01).

Далее исследовалась полная модель, включающая дисперсионный член. Используя двухуровневый итерационный метод поиска стационарных локализованных решений [3], были построены пространственно-временные

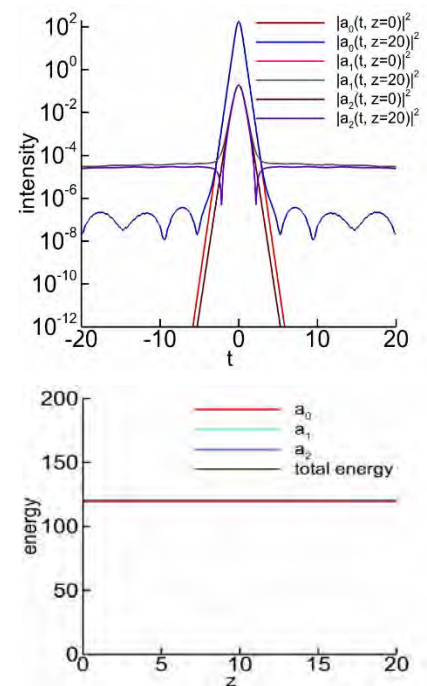


Рис. 2. Численно определенные солитонные решения на входе ($z = 0$) и на выходе ($z = 20$) 7-сердцевинного волокна, а также динамика энергии по сердцевинам и полной энергии.

Параметры $c = 0.5$, $\rho = 0.5$, $\gamma = 0.1$ $\phi = 0.2$

ИЗГОТОВЛЕНИЕ МНОГОМОДОВОГО НИЗКОАПЕРТУРНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА С ГРАДИЕНТНЫМ ПРОФИЛЕМ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В СОЧЕТАНИИ С РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТЬЮ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЕГО СВОЙСТВ

Азанова И.С.^{1,2}, Вохмянина О.Л.¹, Ладыжец Е.А.^{1,2}, Мальцев И.А.^{1,2*}, Поспелова Е.А.^{1,3}, Рахматуллина А.Р.^{1,4}, Смирнова А.Н.^{1,2}, Шаронова Ю.О.¹

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

²Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

⁴Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

*E-mail: MaltsevIA@pnppk.ru

В многомодовых низкоапертурных волокнах, изготовленных методом MCVD, был достигнут уровень оптических характеристик аналогичных высокоапертурным многомодовым волокнам, изготовленных методом PCVD. Такой уровень характеристик позволяет использовать данное волокно в датчиках физических величин в качестве среды для передачи сигнала высокой точности.

Низкие оптические потери, сравнимые с оптическими потерями одномодовых волокон, в сочетании с характерным для многомодовых волокон градиентным профилем показателя преломления позволяют использовать их в качестве протяжённых датчиков, предназначенных, например, для нефтяных скважин.

Для использования в скважинах, помимо низких оптических потерь, необходимым качеством волокна является стойкость к повышенным и пониженным температурам. Использование в качестве защитно-упрочняющего покрытия полиимидных лаков позволяет увеличить температуру эксплуатации таких волокон до плюс 300 °С [1].

При использовании волокна в качестве бортового кабеля летательных аппаратов необходимым качеством волокна является его стойкость к ионизирующему излучению. Для достижения высокой радиационной стойкости сердцевина многомодового волокна должна изготавливаться из чистого кварцевого стекла, а для получения градиентного изменения профиля показателя преломления необходимо легирование фтором [2].

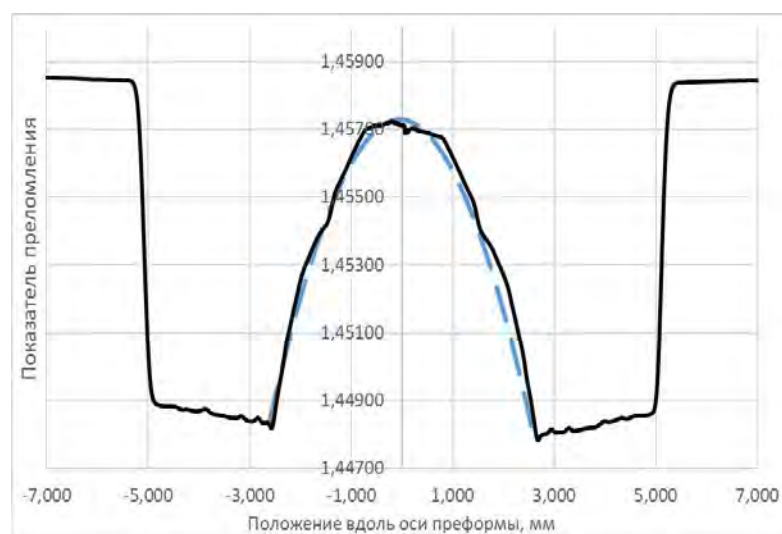


Рис. 1. Сравнение ППП преформы с а-профилем

Профиль показателя преломления преформы представлен на рис. 1. Во фторированных градиентных многомодовых волокнах добиться низкого уровня оптических потерь возможно только при соблюдении определённой формы профиля показателя преломления. При достаточном соотношении фторированной оболочки к сердцевине [3] не происходит перетекания длинноволнового излучения в оболочку, и, как следствие, увеличения оптических потерь. Также от формы профиля показателя преломления зависит ширина полосы пропускания. Максимально приблизив профиль показателя преломления волокна к требуемому нам получилось добиться высоких показателей и этой оптической характеристики.

Таким образом, в многомодовых волокнах, произведённых на ПАО ПНППК достигнут высокий уровень не только оптических характеристик, но также и стойкости волокна к внешним

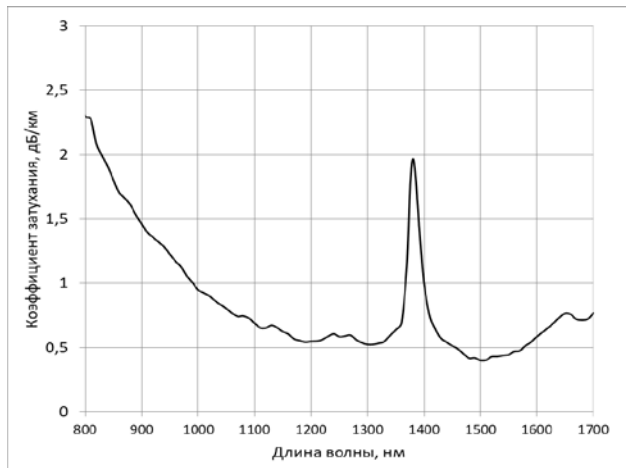


Рис.2. Спектр оптических потерь волокна

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерством науки и высшего образования Российской Федерации. (Соглашение № 075-11-2019-059 от 22 ноября 2019 г.).

Литература

1. И.С.Азанова и др., *Фотоника*, 13 (5), 444-451 (2019)
2. П.Ф.Кашайкин и др., *Журнал технической физики*, 89 (5), 752-758 (2019)
3. S.L.Semjonov et al, *Laser Science to Photonic Applications* (2010)

воздействующим факторам, что позволяет использовать их в качестве среды для передачи данных при различных условиях использования. Волокно подходит для использования одновременно на трех длинах волн: на 850 нм, на 1300 нм и на 1550 нм. Уровень оптических потерь на 850 нм не превышает 1,8 Дб/км, на 1300 нм – 0,6 Дб/км и на 1550 нм – 0,6 Дб/км. Причем рабочими диапазонами можно считать длины волн от 850 нм до 1350 нм и от 1430 нм до 1650 нм, где оптическое затухание в коротковолновом диапазоне не превышает 1,8 Дб/км на 850 нм и на длинах волн более 1000 нм не превышает 1 Дб/км (рис. 2). Это делает волокно потенциально удобным для использования с большим разнообразием источников излучения ближнего и коротковолнового инфракрасного диапазона.

РЕФЛЕКТОМЕТРИЧЕСКИЙ СПОСОБ ВЫСОКОТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ ВОЛОКОННОГО СВЕТОВОДА НА ОСНОВЕ СРАВНЕНИЯ С ЭТАЛОНОМ

Дроздов И.Р.¹, Бойчук Е.С.^{1,2}, Карнаушкин П.В.³, Константинов Ю.А.³,
Струк В.К.¹, Криштоп В.В.^{1,2*}

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

²Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

³Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН, г. Пермь

*E-mail: Krishtop@pnppk.ru

Существуют научно-технические задачи, в рамках которых исследователю необходимо измерить протяженность волоконного световода с достаточно высокой точностью [1]. В условиях промышленной лаборатории довольно актуальна задача сравнения некоторого образца с эталонным по ряду характеристик, и параметр длины световода в данном случае не является исключением, например, для достижения интерференции в интерферометре Маха-Цендера для коротких длин когерентности источника оптического излучения.

Для измерения качества и определения места дефекта оптических линий связи используются рефлектометры, основанные на различных типах детектирования излучения, прошедшего по волокну. При небольших мощностях излучения потери мощности в волокне обусловлены в основном двумя причинами: френелевскими потерями при отражении от границы раздела поверхностей с различными показателями преломления (трещины, сколы, воздушные пузыри) и рэлеевским рассеянием, вызванным естественными примесями и неоднородностями в волокне. Для определения положения каких-либо неоднородностей используются несколько видов пространственно-разрешающей рефлектометрии, среди которых можно выделить следующие: OTDR (оптическая рефлектометрия временной области), OLCR (оптическая низкокогерентная рефлектометрия) и OFDR (оптическая рефлектометрия частотной области) [2]. В настоящей работе мы использовали метод оптической рефлектометрии частотной области.

Целью работы было измерение абсолютного значения разницы в длинах двух оптических волокон длиной примерно по 500 метров, предварительно, для сравнения, измеренной на рефлектометре LUNA 4600 и последующее выравнивание этих волокон по длине. Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 1. Излучение от перестраиваемого по длине волны излучения лазера 1, проходя через изолятор 2 и соединитель 3, попадает в делитель 4 (50/50), плечи которого немного различаются по длине (на 7 мм). Далее две волны равной интенсивности попадают в катушки 5 и 6 и распространяются в них. В фотоприемник 7 попадают волны, отраженные от границ соединения волокон. На осциллографе 8 наблюдаются частоты биений, возникающих при интерференции волн, распространяющихся в двух плечах интерферометра, образованного двумя плечами делителя 4 и катушек с волокном 5 и 6.

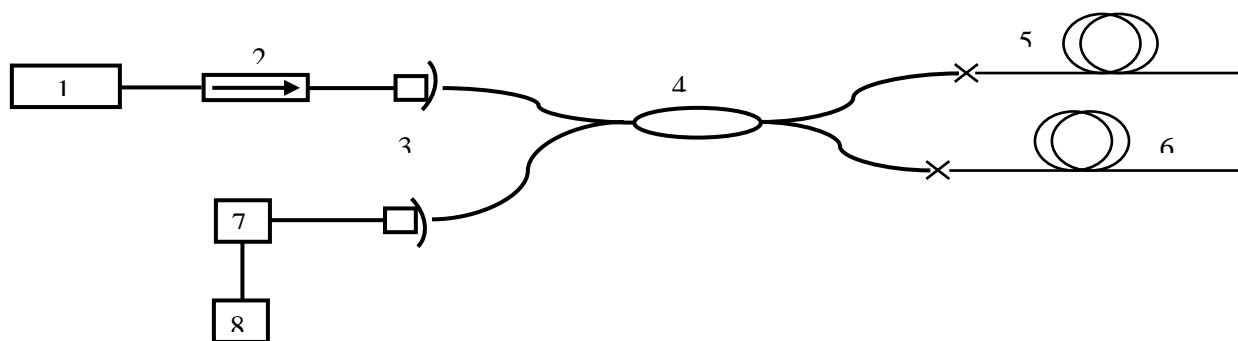


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

1 – источник излучения (перестраиваемый по длине волны лазер), 2 – оптический изолятор,
3 – соединитель, 4 – оптический делитель 2х2, 5,6 – исследуемые образцы ОВ, 7 – фотоприемник,
8 – осциллограф

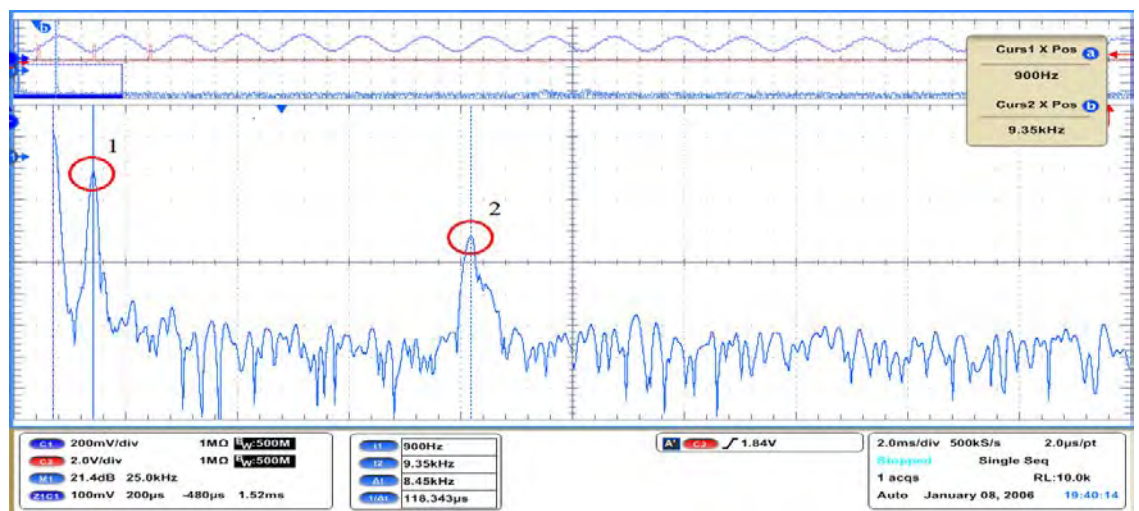
Частоты биений определяются формулой [3]:

$$v_b = 2l n_g \frac{(\Delta\lambda/\Delta t)}{\lambda^2}, \quad (1)$$

где v_b – частота биений, l – разница длин двух плеч, n_g – показатель преломления волокна, $(\Delta\lambda/\Delta t)$ – скорость перестройки длины волны λ излучения лазера. Из (1) выразим искомую разницу длин l :

$$l = \frac{v_b \lambda^2}{2n_g (\Delta\lambda/\Delta t)}. \quad (2)$$

На экране осциллографа наблюдаются два пика (рисунок 2), отвечающие за разницу в длинах двух плеч делителя (900 Гц) и разницу двух плеч катушек (9,350 кГц). В данном случае делитель используется как репер, позволяющий контролировать адекватность измерений. По формуле (1) разница длин, соответствующая пику 1 равна 7 мм, что совпадает с результатом прямого измерения. Второй пик соответствует разнице длин 72,7 мм.



**Рисунок 2. Зависимость величины сигнала на фотоприемнике от частоты.
Изображение экрана осциллографа**

Таким образом решается поставленная задача — получение двух катушек с длиной волокна с минимально достижимой разностью длин оптических волокон. При укорачивании образца с большей длиной второй пик сдвигается в сторону меньших частот в соответствии с формулой (1). При равных длинах образцов волокна 5 и 6 второй пик исчезает (сливается с первым). Оценка точности определения разницы длин показывает, что ошибка измерения не превышает 1,5 мм. Необходимо отметить, что указанная точность для метода рефлектометрии частотной области не является предельной. Её можно существенно повысить, увеличивая динамический диапазон сканирования источника излучения. Вариациям этого, а также других доступных параметров будет посвящена дальнейшая работа авторов. Также представляется интересным не только сравнение длины световодов, но и изучение их внутренней структуры в рамках одной и той же технологической операции — методы рефлектометрии разных видов позволяют осуществлять подобные исследования [4].

Литература

1. Belokrylov M.E. et al. An All-Fiber Time Domain Reflectometer for Measuring the Length of Active Erbium Doped Optical Fibers. // *Instrum. Exp. Tech.* – (2020) – Vol. 63. – P. 481-486. <https://doi.org/10.1134/S0020441220050012>
2. Дашков М.В., Смирнов А.С. Поляризационная рефлектометрия оптических волокон: физические основы, методы и приложения (обзорная статья Поляризационная рефлектометрия оптических волокон: физические основы, методы и приложения (обзорная статья)) // *Прикладная фотоника.* – (2018) – Т. 5. – №. 1-2. – С. 62-91
3. Song J. Optical Frequency Domain Reflectometry: Sensing range extension and enhanced temperature sensitivity, M.Sc. degree in Physics Thesis. - Ottawa, (2014) 113 p.
4. F.L. arkov et al. «Modelling of polarised optical frequency domain reflectometry of axially twisted anisotropic optical fibres», *Kvantovaya Elektronika*, 49:5 (2019), 514–517 [*Quantum Electron.*, 49:5 (2019), 514–517]

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ГАЛОГЕНИДСЕРЕБРЯНЫХ КРИСТАЛЛОВ ДЛЯ ИК СВЕТОВОДОВ

Тураби А.М.¹, Корсаков А.С.¹, Кондрашин В.М.¹, Жукова Л.В.^{1*}, Шмыгалев А.С.²

¹Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург

²Институт высокотемпературной электрохимии Уральского отделения Российской академии наук,
г. Екатеринбург

*E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru

Инфракрасные (ИК) волокна на основе кристаллов твердых растворов галогенидов серебра [1-3], имеют широкое применение и могут использоваться, для передачи ИК излучения в среднем диапазоне спектра 2 – 25 мкм [1]. Эти поликристаллические световоды могут, в том числе использоваться для обеспечения эффективного теплоотвода в силовых полупроводниковых приборах (СПП). Эффективность теплоотвода в СПП существенно зависит от теплопроводности используемых материалов.

Отсутствуют сведения по высокотемпературной зависимости коэффициента теплопроводности для твердых растворов системы AgCl-AgBr в интервале температур 298–523 К. Поэтому целью настоящей работы является определение коэффициента теплопроводности галогенидсеребряных кристаллов на основе системы AgCl-AgBr в указанном интервале температур методом лазерной вспышки с использованием установки LFA 467 (HyperFlash).

Для определения температуропроводности и теплоемкость на установке LFA 467 (HyperFlash) полученные, предварительно зачерненные графитом, образцы помещали в держатель, затем передняя сторона плоскопараллельного образца испытываемого материала нагревалась коротким лазерным импульсом. Длительность импульса составляла 0,8 мс, энергия варьировалась от 5 до 10 Дж. Изменение температуры образца измерялось ИК-детектором (InSb), охлаждаемым жидким азотом, начальная температура ячейки — термопарой типа S. В качестве защитной атмосферы использовали очищенный аргон начальной чистотой 99,998%. Измерения проводили при изотермической выдержке образцов, после того как скорость изменения их температуры становилась меньше 0,1 К/с. Результаты измерений при высоких температурах связаны со сложностью измерения потоков тепла, когда существенно возрастают тепловые потери за счет радиационного и конвективного переносов. Поэтому вместо прямого измерения коэффициента теплопроводности его находят, используя данные о теплоемкости, плотности и температуропроводности вещества.

Апробирована методика измерения теплопроводности и температуропроводности на моно- и поликристаллах галогенидов серебра. Получены прецизионные экспериментальные данные по коэффициенту температуропроводности галогенидсеребряных моно- и поликристаллов на основе системы AgCl-AgBr. Рассчитан коэффициент теплопроводности, который лежит в диапазоне от 0,8 до 1,1 Вт/(м·К), в зависимости от микроструктуры образца (рис. 1.). Полученные данные для поликристаллических пластин можно использовать в теплофизических расчетах поликристаллических ИК световодах на основе кристаллов системы AgCl-AgBr в широком интервале температур.

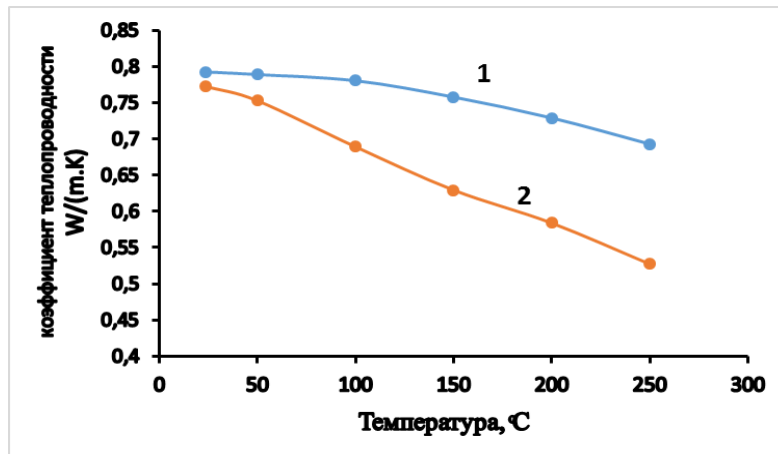


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплопроводности галогенидов серебра состава $AgCl_{0,25}AgBr_{0,75}$ для: 1 - поликристаллов; 2 - монокристаллов

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации № МД-5324.2021.4.

Литература

1. Zhukova L.V., Lvov A.E., Korsakov A.S., Salimgareev D.D. & Korsakov V.S. (2018). Domestic Developments of IR Optical Materials Based on Solid Solutions of Silver Halogenides and Monovalent Thallium. *Optics and Spectroscopy (English translation of Optika i Spektroskopiya)*, 125(6), 933-943
2. Basov S., Dankner Y., Weinstein M., Katzir A., Platkov M. Technical Note: Noninvasive mid-IR fiber-optic evanescent wave spectroscopy (FEWS) for early detection of skin cancers // *Medical Physics*. 2020. V. 47. P. 5523-5530
3. Hocotz T., Bibikova O., Belikova V., Bogomolov A., Usenov I., Pieszczek L., Sakharova T., Minet O., Feliksberger E., Artyushenko V., Rau B., Zabarylo U. Synergy effect of combined near and mid-infrared fibre spectroscopy for diagnostics of abdominal cancer // *Sensors*. 2020. V. 20. P. 1-19

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО НАГРЕВА НА ГАЛОГЕНИДСЕРЕБРЯНЫЙ ВОЛОКОННЫЙ КАНАЛ ТЕПЛОВИЗИОННОЙ СИСТЕМЫ

Тураби А.М., Жукова Л.В. *, Кондрашин В.М., Корсаков А.С.

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург
*E-mail: l.v.zhukova@urfu.ru

Инфракрасные световоды на основе твердых растворов систем AgBr-AgCl и AgBr-AgI используются для передачи излучения в широком спектральном диапазоне от 2 до 25 мкм [1]. Перспективным направлением применения этих материалов является измерение температуры и получения инфракрасных (термических) изображений поверхностей нагретых тел, в том числе в труднодоступных местах. Для многих теплоэнергетических агрегатов рабочим температурным диапазоном является 30 – 120 °С [2], что соответствует среднему инфракрасному диапазону.

Следует отметить, что в процессе эксплуатации, волоконной тепловизионной системы возможен локальный нагрев ИК световодов и, как следствие, искажение получаемого сигнала из-за собственного излучения оптического волокна. Поэтому проведено исследование влияние локального нагрева на оптоволоконный передающий канал волоконной тепловизионной системы по схеме (рис. 1).

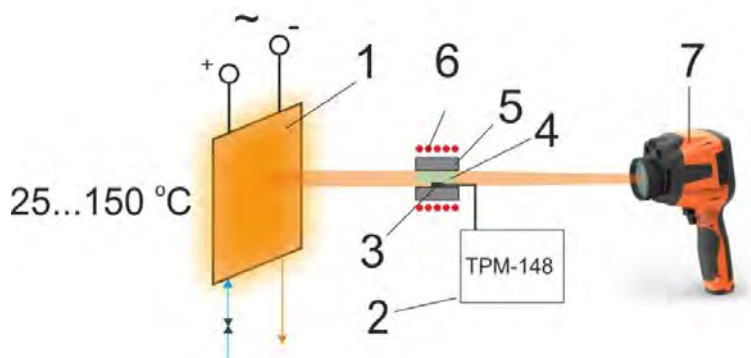


Рис. 1. Схема установки для исследования ИК термографической системы при нагреве образца:
1 – наблюдаемый объект (нагревательный элемент), 2 – терморегулятор, 3 – термопара,
4 – нагреваемая область образца световода, 5 – держатель, 6 – локальный нагревательный элемент,
7 – тепловизор

Используя данную схему была проведена калибровка волоконной тепловизионной системы на основе ИК световодов состава $\text{AgCl}_{0,25}\text{AgBr}_{0,75}$ (рис. 2). На основе калибровочных данных выведено уравнение, учитывающее влияние внешнего локального нагрева волоконно-оптического канала тепловизионной системы:

$$T_{\text{л}} = (K \cdot L \cdot \Delta T) / (10^{0,1\alpha L_0}),$$

где $T_{\text{л}}$ – температурный вклад в изменение определяемой температуры от локального нагрева, °С;

K – коэффициент влияния протяженного локального нагрева световода на измеряемую температуру, см^{-1} ;

L – длина участка локального нагрева, см;

L_0 – длина от участка локального нагрева до торца световода направлено к тепловизору, м;

α – собственные оптические потери световода, Дб/м;

ΔT – разница температур локального нагрева и комнатной, °С;

$K = 0,036 \text{ см}^{-1}$ – для данной волоконной тепловизионной системы, определен экспериментально.

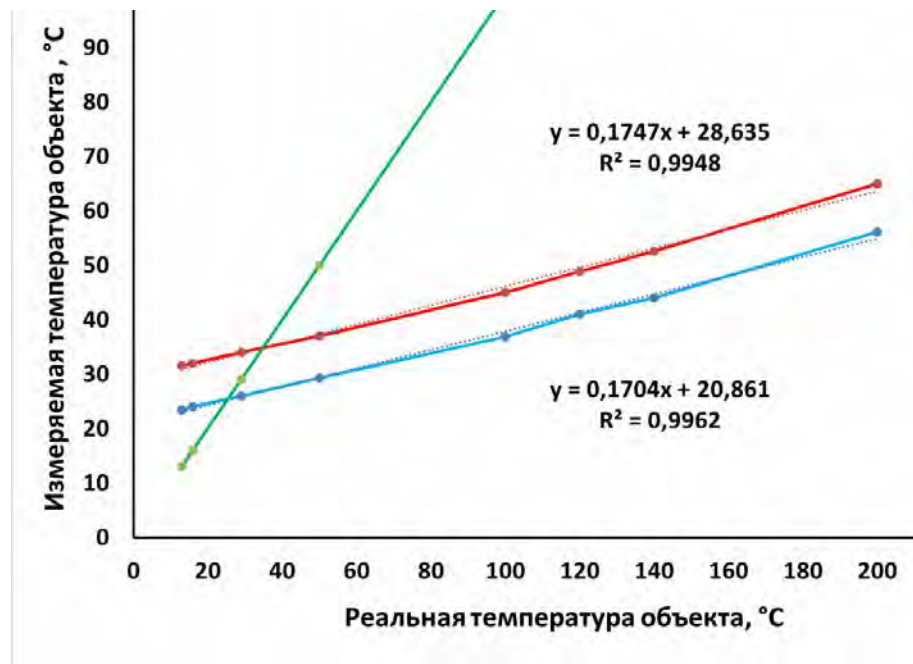


Рис. 2. Калибровка волоконной тепловизионной системы:
 1 – линия равных значений температур;
 2 – измеренные значения при комнатной температуре световода;
 3 – измеренные значения при локальном нагреве световода до температуры 170 °C

Для световодов на основе твердых растворов систем AgBr-AgCl и AgBr-AgI возможно определить вклад в конечную определяемую температуру волоконной тепловизионной системой, зная следующие параметры световодов: оптические потери световода; распределение локального нагрева световода по его длине, коэффициент влияния протяженного локального нагрева световода на измеряемую температуру либо числовую апертуру. На основе этих данных производится расчет температурного вклада в изменение определяемой температуры от локального нагрева. Данные необходимы для проектирования и прогнозирования свойств инфракрасных волоконных тепловизионных систем.

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации № МД-5324.2021.4.

Литература

1. Zhukova L.V., Lvov A.E., Korsakov A.S., Salimgareev D.D. & Korsakov V.S. (2018). Domestic Developments of IR Optical Materials Based on Solid Solutions of Silver Halogenides and Monovalent Thallium. *Optics and Spectroscopy (English translation of Optika i Spektroskopiya)*, 125(6), 933-943
2. Шмыгалев А.С. и др. Письма в ЖТФ, 42-17, 1-8 (2016)
3. E.Korsakova, A.Korsakov, N.Muftahitdinova, L.Zhukova, Arrays of microstructured MIR fibers based on silver halides for medical applications. *Proc. SPIE: Optics+Optoelectronics*. – 2019. No. 110290T

ВЫСОКОПРОЧНОЕ ТЕРМОСТОЙКОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СИСТЕМАХ МОНИТОРИНГА НА ОСНОВЕ ВБР

Игнатъев А.Д.¹, Заренбин А.В.¹, Серегин Е.С.¹, Васильев С.А.², Медведков О.И.²,
Азанова И.С.^{3,4}, Вохмянина О.Л.³, Саранова И.Д.^{3,4*}, Карелина А.В.³,
Смирнова А.Н.^{3,4}, Хаяюмов Д.О.^{3,4}, Молчанов И.О.^{3,4}

¹ООО «Инновационное предприятие «НЦВО – Фотоника», г. Москва

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

³ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», г. Пермь

⁴Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь

*E-mail: zid@pnppk.ru

Волоконные Брэгговские решетки (ВБР) активно применяются как чувствительный элемент волоконных датчиков. Для сенсоров, подверженных влиянию повышенных температур, используются оптические волокна (ОВ) в металлических защитных покрытиях: алюминий, медь, золото. Сложность применения данных ОВ в системах мониторинга заключается в том, что под металлическое покрытие обычно наносится подслоя углерода, что затрудняет запись ВБР, из-за наличия металлического и углеродного покрытий, поскольку перед записью ВБР требуется их последовательное снятие, что приводит к снижению прочности ОВ после восстановления покрытия. В данной работе исследовано влияние толщины углеродного подслоя в медном защитно-упрочняющем покрытии (ЗУП) ОВ производства ПАО «ПНППК» на эффективность записи ВБР.

В настоящее время ПАО «ПНППК» производит несколько типов ОВ с германосиликатной и нелегированной кварцевой сердцевиной в медном ЗУП с различной толщиной углеродного подслоя. Волокна сохраняют работоспособность в диапазоне температур от минус 196 до 450 °С, и кратковременно до 600 °С в условиях инертной атмосферы. Характеристики ОВ в медном ЗУП не уступают мировым аналогам (Рис.1): в нормальных условиях оптические потери одномодовых ОВ с германосиликатной сердцевиной составляют не более 2,8 дБ/км на длине волны 1550 нм, числовая апертура $0,15 \pm 0,02$, а оптические потери одномодовых ОВ с сердцевиной из чистого кварцевого стекла – не более 3,5 дБ/км на длине волны 1550 нм, числовая апертура $0,16 \pm 0,02$.



Для лазерной записи ВБР обычный углеродный подслоя с толщиной от 30 до 100 нм приходится локально удалять, поэтому специалистами ПАО «ПНППК» была разработана технология вытяжки ОВ с более тонким слоем углеродного покрытия (до 1 нм). Волокна в медном покрытии с таким подслоем углерода имеют предельную прочность более 5 ГПа, оцененную методом двухточечного изгиба.

Рис. 1. Спектральные оптические потери ОВ в медном ЗУП

Удаление металлизированного покрытия с ОВ осуществлялось методом химического травления, а углеродный подслоя не удалялся. Волокно с участком, подготовленным для записи решетки, подвергалось водородной обработке в газовой камере при повышенном давлении и температуре для повышения фоточувствительности. После записи ВБР проводилась температурная обработка для удаления оставшегося водорода и стабилизации параметров решетки для работы при повышенных температурах.

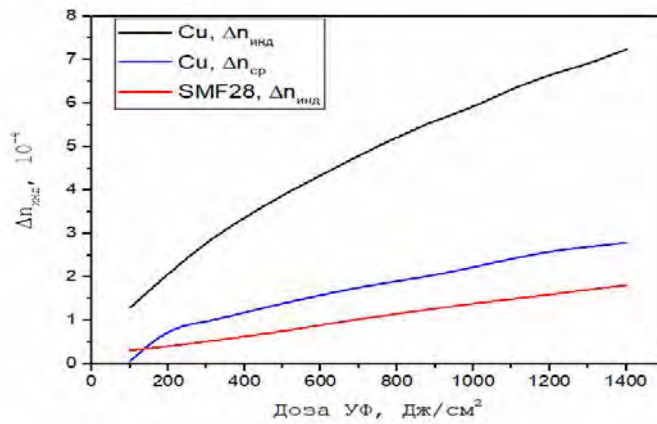


Рис. 2. Зависимость индуцированного ПП ($\Delta n_{\text{инд}}$) от дозы УФ для световода в металлическом покрытии (Cu) и стандартном телекоммуникационном световоде SMF28e+

Из рисунка 2 видно, что ОВ производства ПАО «ПНППК» в медном покрытии в несколько раз более фоточувствительно, чем SMF28e+, что связано с большей концентрацией GeO₂ в сердцевине волокна. Специалистами ООО ИП «НЦВО – Фотоника» оценивалось влияние подслоя углеродного покрытия на процесс записи ВБР в ОВ с медным покрытием при сравнении амплитуды модуляции показателя преломления (ПП) $\Delta n_{\text{мод}}$ в решетке и наведенного среднего показателя преломления $\Delta n_{\text{ср}}$ (синяя линия на рис. 2), вычисленный из анализа сдвига Брэгговской длины волны решетки в процессе записи. Величина $\Delta n_{\text{мод}}$ решетки примерно равна половине $\Delta n_{\text{инд}}$ (черная линия на рис. 2). Видно, что средний наведенный ПП в решетке несколько ниже амплитуды модуляции ПП, что говорит о хорошем контрасте интерференционной картины при записи ВБР.

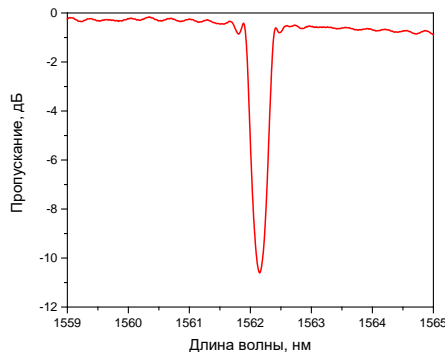


Рис. 3. Спектр пропускания ВБР, записанной ООО ИП «НЦВО – Фотоника» в ОВ с медным покрытием производства ПАО «ПНППК»

Специалистами ООО ИП «НЦВО – Фотоника» проводилась запись ВБР на установке с эксимерным лазером CL 5000 KrF (248 нм) через фазовую маску с периодом 1070 нм. Длина ВБР составляла 4 мм, а резонансная длина волны отражения 1562 нм. В процессе записи ВБР проводились измерения спектра пропускания решетки с помощью оптического анализатора спектра ANDO 6317 с разрешением 0,01 нм. Индуцированный показатель преломления вычислялся из измеренного коэффициента отражения ВБР.

На рисунке 3 представлен спектр пропускания ВБР, записанной в этом волокне с медным покрытием. Вид спектра характерен для однородной ВБР, что говорит об однородности углеродного слоя по длине волокна.

Таким образом, разработанная модификация оптического волокна с углеродным подслоем позволяет записывать ВБР непосредственно через углеродный слой, сохраняя исходные прочностные характеристики волокна и эффективность записи, и качество ВБР.

МЕТОД ПРОСТОЙ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ ПОРОГОВ ПРОЯВЛЕНИЯ ВЫНУЖДЕННЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ РАССЕЯНИЙ В АКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Слобожанина М.Г.^{*}, Бочкова Н.В., Бочков А.В.

ФГУП «Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский Научно-Исследовательский Институт
Технической Физики имени академика Е.И. Забабахина», г.Снежинск

^{*}E-mail: dep5@vniitf.ru

В работе приведено обобщение на случай активных волокон общепринятых выражений для вычисления величин пороговых мощностей первичного излучения (излучения накачки нелинейных рассеяний), определяющих проявление вынужденных нелинейных рассеяний: вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна (ВРМБ).

Предложен новый подход фиксирования порога проявления вынужденных нелинейных рассеяний в активных оптических волокнах: введён эмпирический критерий, являющийся достаточным условием для достижения значений пороговых мощностей первичного излучения в рассматриваемых процессах. В качестве первичного излучения в оптическом волоконном усилителе принимается излучение сигнала, а пороговой выбирается величина мощности в точке $z = 0$. Суть критерия заключается в задании фиксированной величины мощности стоксового излучения, равной допустимой величине в конкретной постановке практической задачи. В отличие от общепринятого критерия [1-3], в котором фиксируется величина мощности стоксовой компоненты на уровне доли (в общем случае произвольной доли $\beta \in [0,1]$) от мощности первичного излучения вводимого в оптическое волокно (в точке $z = 0$), такой подход является более удобным с практической точки зрения, причем, как экспериментальной, так и аналитической.

Выбор в качестве условий порога:

$$P_R^+(L) = F$$

$$P_{R,B}^-(0) = B$$

($P_{R,B}^\pm$ – величина мощности стоксового излучения рассеянного в прямом «+» и обратном «-» направлениях; индекс «R» соответствует ВКР, а индекс «B» – ВРМБ; F и B – величины мощностей, которыми задается критерий порога для первичного излучения), позволяет записать и разрешить уравнения для поиска коэффициентов $(G_R^{th})^\pm$ и G_B^{th} :

$$(G_R^{th+})^{1/2} e^{-G_R^{th+}} = \frac{1}{F} h \nu_R \frac{\Delta \nu_R \sqrt{\pi}}{2} e^{-\alpha_R L}$$

$$(G_R^{th-})^{3/2} e^{-G_R^{th-}} = \frac{1}{B_R} h \nu_R \frac{\Delta \nu_R \sqrt{\pi}}{2} e^{-\alpha_R L}$$

$$(G_B^{th})^{3/2} e^{-G_B^{th}} = \frac{1}{B_B} \frac{\nu_B}{\nu_{ph}} \frac{\Delta \nu_B \sqrt{\pi}}{2} (kT) e^{-\alpha_B L}$$

(h – постоянная Планка; k – постоянная Больцмана; T – температура активной области; ν_R , $\Delta \nu_R$ и ν_B , $\Delta \nu_B$ – частоты и ширины спектральных линий для ВКР и ВРМБ, соответственно; $\alpha_{R,B}$ – коэффициенты потерь для ВКР и ВРМБ компонент; ν_{ph} – частота фононов) в выражениях для определения величины пороговой мощности первичного излучения:

$$P_s^{th} = \frac{G_{R,B}^{th\pm}}{L_{eff}^s} \left(\frac{A_{eff}^{s(R,B)}}{g_{R,B}} - Y_p \right)$$

$$L_{eff}^s = \frac{1}{\alpha_s} (1 - e^{-\alpha_s L})$$

$$Y_p = \Gamma_p \sigma_{12}(\lambda_p) N \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \int_0^L \left(\int_0^z P_p(\xi) e^{\alpha_s \xi} d\xi \right) e^{-\alpha_s z} dz$$

($A_{eff}^{s(R,B)}$ – эффективная площадь сердцевинны [4]; $g_{R,B}$ – коэффициент усиления ВКР и ВРМБ, соответственно; $P_p(z)$ – функция распределения мощности накачки вдоль длины активного волокна, которая определяется типом оптического волокна; λ_p и λ_s – длины волн накачки и сигнала; Γ_p – эффективный коэффициент перекрытия для излучения накачки; $\sigma_{12}(\lambda_p)$ – сечение вынужденного поглощения для излучения накачки в квазидвухуровневом приближении; N – концентрация активной примеси; α_s – коэффициент потерь для сигнального излучения).
Переход к пассивным волокнам происходит естественным образом при $Y_p = 0$.

Записанные в работе выражения позволяют производить оценку проявления вынужденных нелинейных рассеяний, как в пассивных, так и в активных оптических волокнах разных видов (например, волокнах с двойной оболочкой и волокнах с многоэлементной первой оболочкой). Приведено сравнение численных результатов, полученных с помощью формул Смита [1,5], с результатами, полученными с помощью новых выражений.

Литература

1. Smith R.G., *Appl. Opt.* **11**(11), 2489-2494 (1972)
2. Jauregui. C. et al, *ASSP 2009, TuB27* (2009)
3. Jauregui. C., Limpert J., Tunnermann A., *Opt. Express* **17**(10), 8476-8490 (2009)
4. Slobozhanina M.G., Bochkov A.V., Slobozhanin A.N., *Opt. Fiber Technol.* **63**, 102512 (2021)
5. Agrawal G.P., *Nonlinear Fiber Optics, third ed., Academic Press, 2001, 466*

МОЩНЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ ЦЕЛЬНОВОЛОКОННЫЙ ИТТЕРБИЕВЫЙ ЛАЗЕР

Бочков А.В., Слобожанин А.Н.*, Слобожанина М.Г., Горошкина К.В., Сарасеко Д.В.,
Денисенко К.А.

ФГУП «Российский Федеральный Ядерный Центр – Всероссийский Научно-Исследовательский Институт
Технической Физики имени академика Е.И. Забабахина», г.Снежинск
*E-mail: dep5@vniitf.ru

Ряд приложений требует использование мощных непрерывных узкополосных источников лазерного излучения. При уровнях мощности более 200 Вт возникают физические ограничения (нелинейные эффекты, искажение спектра лазерного излучения и т.д.), без преодоления которых невозможно ее повышение. В данной работе представлен цельноволоконный узкополосный иттербиевый лазер киловаттного уровня мощности.

Типичные требования при реализации узкополосных лазеров: одномодовый режим работы; ширина спектральной линии менее 0,2 нм; отсутствие нелинейных оптических явлений и предпосылок для возникновения «паразитной» генерации или шума, возникающего за счет усиления спонтанного излучения; после выхода на стационарный режим работы, состояние поляризации лазерного излучения должно быть постоянным во времени.

В работе [1] был продемонстрирован узкополосный цельноволоконный иттербиевый лазер с вводом излучения накачки в направлении совпадающим с направлением распространения сигнала, выходная мощность такого лазера составила 150 Вт с длиной волны генерации 1,08 мкм и шириной спектральной линии 3×10^{-3} нм, а в работе [2] за счет изменения направления ввода излучения накачки удалось повысить уровень выходной мощности данного лазера (без дополнительных изменений его конструкции) до 410 Вт.

В представленной работе теоретически и экспериментально продемонстрировано, что изготовление лазера с вводом излучения накачки в направлении противоположном сигнальному излучению, позволяет не только подавить шумы на частотах отличных от сигнальной, возникающих за счет усиления спонтанного излучения, но и повысить пороги проявления вынужденных нелинейных рассеяний – вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и вынужденного рассеяний Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ). Использование данного приема позволило реализовать цельноволоконный узкополосный иттербиевый лазер выходной мощностью ~1 кВт длиной волны генерации 1,08 мкм и шириной спектральной линии 0,2 нм.

Литература

1. Bochkov A.V., Slobozhanin A.N., Proc. Int.l Conf. Laser Optics 2018 (ICLO 2018) 8435845, 42 (2018)
2. Slobozhanin A.N., Slobozhanina M.G., Bochkov A.V., 2020 Int. Conf. Laser Optics (ICLO) 1 (2020)

О МЕХАНИЗМЕ ВЛИЯНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ ВОЛОКОННОГО ВКР-ЛАЗЕРА

Горбунов О.А.^{1,2*}, Чуркин Д.В.¹

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

* E-mail: gorbunov86oleg@gmail.com

Общим свойством излучения волоконных лазеров всех типов является очень большое число продольных мод, формирующих волну генерации. Аналогично другим типам твердотельных лазеров, полоса усиления волоконных лазеров является очень широкой, порядка 10^{11} Гц, и при этом характерные длины резонаторов составляют величину от нескольких метров до десятков и даже сотен километров, что определяет меньший по сравнению с другими твердотельными лазерами межмодовый спектральный интервал. При этом, ввиду малого сечения волокна и значительных мощностей генерации, существенную роль начинают играть нелинейные эффекты, возникающие при распространении света по волокну. К настоящему времени надежно установлено, что взаимодействие продольных мод является одним из основных факторов, формирующих спектральные [1] и статистические [2] свойства излучения волоконных лазеров.

Значительным шагом вперед в изучении нелинейных взаимодействий лазерных мод являлась разработка волновой кинетической теории, описывающая их динамику с применением методов статистической физики [3]. На основе данной теории была рассмотрена задача о статистических свойствах лазерного излучения при наличии слабой нелинейности и впервые получен аналитический результат для формы функции распределения, качественно согласующийся с экспериментом [4].

При этом исследования в данном направлении нельзя считать завершенными, так как остается значительный круг вопросов, ответы на которые еще не получены. В частности, волновая кинетическая теория, используя статистический подход, усредняет микроскопические параметры системы и дает результаты для макроскопических, таких как парные корреляционные функции, моменты распределения и т.д. С точки же зрения задачи о статистических свойствах квази-непрерывного лазерного излучения интерес представляют и данные о микроскопических параметрах излучения, в первую очередь – фазах продольных мод, и их изменении под влиянием нелинейных взаимодействий. Без понимания логики протекания данных процессов – по крайней мере, на качественном уровне – сложно идентифицировать и классифицировать физические механизмы формирования определенного типа статистики интенсивности лазерного излучения.

Экспериментальное изучение данного вопроса также представляет значительные трудности. Действительно, в реальном лазере в формировании спектра и временной динамики интенсивности участвуют, как правило, несколько физических механизмов в комплексе: помимо нелинейных взаимодействий мод, это дисперсия групповых скоростей и ВКР (перенос шумов накачки). Выяснение вопроса о том, какой из них является основным при формировании спектральных корреляций, нетривиален и требует использования специальных экспериментальных методик [5].

Целью данной работы являлось изучение влияния нелинейных взаимодействий мод резонатора на статистические свойства излучения и выяснение общих закономерностей, формирующих это влияние. Для изучения проблемы был собран волоконный ВКР-лазер. Резонатор представлял из себя отрезок одномодового волокна длиной около 2,3 км с нормальной дисперсией, по величине равной $D = -2,78 \text{ пс}\cdot\text{нм}^{-1}\cdot\text{км}^{-1}$, ограниченный двумя волоконными брэгговскими решетками с шириной около 0,01 нм и коэффициентом отражения 40% каждая, центрированными на длину волны 1,552 мкм. В качестве накачки использовался коммерческий ВКР-лазер, способный генерировать излучение мощностью до 5 Вт на длине волны 1,455 мкм. Для регистрации внутрирезонаторного излучения в схеме использовался волоконный ответвитель 99:1, отводивший долю волны генерации, обратной по отношению к волне накачки, после прохождения ею волокна. Порог генерации составил 1,5 Вт, при превышении мощности накачки 2 Вт излучение приобретало импульсный характер. В интересующем нас непрерывном режиме мощность генерации достигала 300 мВт. Регистрация временной динамики излучения производилась фотодетектором с полосой пропускания 50 ГГц и осциллографом с полосой 33 ГГц.

Основной особенностью сконструированного лазера являлся чрезвычайно узкий для ВКР-лазера спектр, – около 4-5 ГГц в зависимости от мощности – что было достигнуто за счет использования очень узких брэгговских решеток (рис. 1а). Несмотря на это излучение являлось многочастотным ввиду малого межмодового интервала, резонатор поддерживал около 10^5 продольных мод. Узость спектра была важна в двух отношениях. Во-первых, она позволяла избежать эффективного сглаживания регистрируемого сигнала, возникающего из-за ограничения полосы: в данном эксперименте полоса пропускания осциллографа существенно превышала ширину спектра. Во-вторых, ввиду узости спектра и слабой дисперсии волокна дисперсионная длина очень велика: $L_D = (\beta_2 \Delta^2)^{-1} \sim 10^4$ км, где β_2 – коэффициент дисперсии, Δ – ширина спектра. Ввиду того, что величина L_D на несколько порядков превышает длину резонатора, влияние дисперсионных эффектов на свойства излучения можно считать незначительным. В то же время нелинейная длина при заданной мощности генерации I и керровской нелинейности γ есть $L_{NL} = (\gamma I)^{-1} \approx 3-5$ км в зависимости от мощности, то есть совпадает по порядку величины с длиной волокна; следовательно, можно ожидать, что нелинейные эффекты будут оказывать значительное влияние на свойства излучения.

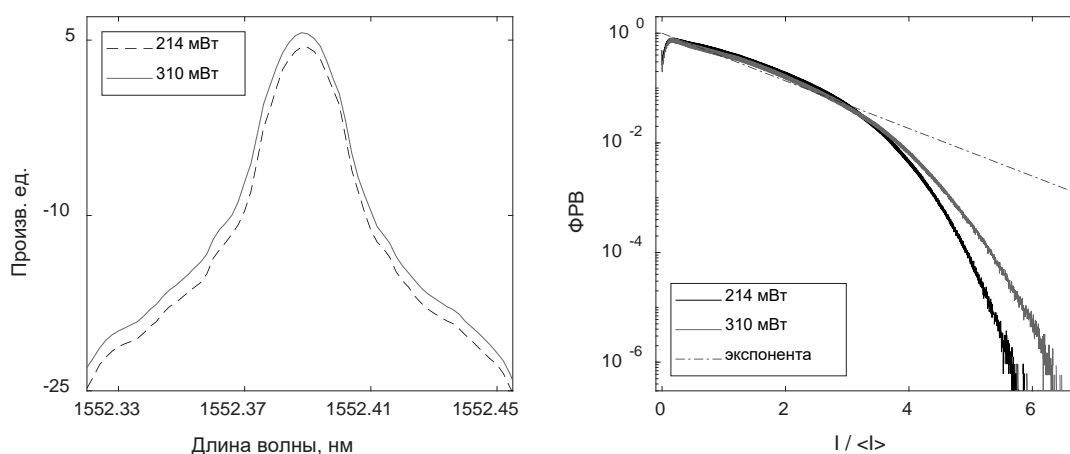


Рис. 1. (а) Спектры генерации лазера и (б) функции распределения вероятности интенсивности при мощностях накачки 1,8 Вт и 2,0 Вт (соответствуют мощностям генерации 214 и 310 мВт)

На рис. 1б показана функция распределения вероятности интенсивности лазерного излучения, построенная по массиву в 10^9 экспериментальных точек. Ее затухание существенно быстрее экспоненциального закона свидетельствует о наличии межмодовых корреляций в излучении, при этом вероятность возникновения интенсивных волн подавлена по сравнению со случаем стохастического излучения. Можно отметить, что данный результат находится в качественном согласии с аналитической моделью [4], хотя в данном случае она, строго говоря, неприменима, так как нелинейность не является слабой.

Вывод о подавлении интенсивных волн можно интерпретировать как наличие некоторого механизма в процессе лазерной генерации, разрушающего конструктивную интерференцию мод в произвольный момент времени. Ввиду того, что интерференция возникает за счет согласования фаз различных спектральных компонент, в данном случае условно можно говорить об отрицательной обратной связи между фазами мод, приводящей к их рассогласованности. Как уже отмечалось выше, физическим механизмом, ответственным за этот эффект, должно быть нелинейное взаимодействие мод.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №19-12-00318).

Литература

1. Babin S.A. et al, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1729-1738 (2007)
2. Churkin D.V. et al, *Opt. Lett.* **36**, 3617-3619 (2011)
3. Churkin D.V. et al, *Nat. Comm.* **6**, 6214 (2015)
4. Ogorodnikov L.L. et al, *Opt. Lett.* **43**, 651-654 (2018)
5. Vatnik I.D. et al, *Opt. Lett.* **44**, 1516-1519 (2019)

ГЕНЕРАЦИЯ ОКТАВНОЙ ЧАСТОТНОЙ ГРЕБЕНКИ В МИКРОСТРУКТУРИРОВАННОМ ВОЛОКНЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРОМ НА ТИТАНЕ В САПФИРЕ С МУЛЬТИ-ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Левченко А.Е.^{1,2}, Никитин С.П.^{3,4*}, Чабушкин А.Н.³, Бабаев С.А.³

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

³ООО «ФемтоВижн»

⁴ООО «Т8 Сенсор»

*E-mail: spn@femtovision.ru

Современную науку и технику невозможно представить без лазеров сверхкоротких лазерных импульсов (СКИ) [1]. Важным применением лазеров СКИ является генерация частотных гребёнок [2]. Фемтосекундные лазеры, относящиеся к наиболее современному поколению, используют диодную накачку и характеризуются высокой надёжностью, компактностью и высоким КПД. Появление мощных лазерных диодов с длиной волны излучения в сине-зелёной области оптического спектра [3] позволило реализовать прямую диодную накачку титан-сапфировых лазеров, остающихся незаменимыми там, где востребованы длительности порядка 10 фс.

Механизм пассивной синхронизации мод (ПСМ) в таких лазерах основан на индуцировании нелинейной линзы Керра в активной среде, что требует жёсткой фокусировки в активную среду как лазерной моды, так и излучения диодов, характеризующегося большим количеством продольных мод. По этой причине, а также вследствие малой мощности диодов, режим ПСМ в первых титан-сапфировых лазерах с диодной накачкой достигался с помощью насыщающегося поглотителя [4]. Увеличение мощности накачки за счёт использования нескольких диодов не улучшало ситуацию, поскольку поляризационное мультиплексирование пучков в случае титан-сапфира не эффективно, а геометрическое мультиплексирование излучения дополнительно ухудшает фокусируемость пучка накачки.

Несмотря на это, режим ПСМ был достигнут при выходной мощности всего 30 мВт [5, 6], позднее была получена выходная мощность 450 мВт, что однако потребовало существенного превышения тока накачки над номинальным значением [7].

В настоящее время мощность сине-зелёных лазерных диодов превышает уровень 3 Вт и позволяет достичь Керровской ПСМ в титан-сапфировых лазерах [8, 9] без насыщающегося поглотителя с использованием одиночных диодов. Дальнейшее увеличение мощности таких лазеров остаётся актуальной задачей, разрешаемой с помощью спектрально-селективного изменения поляризации [10].

В данной работе представлены результаты по генерации октавной частотной гребенки с помощью фемтосекундного лазера с мультидиодной накачкой [11]. В качестве нелинейного элемента для частотного преобразования спектра фемтосекундных импульсов использовался микроструктурированный световод с дисперсионной характеристикой, представленной на Рис 1. Электронная фотография центральной части световода представлена на вставке на Рис. 1.

Спектр излучения на выходе такого волновода при средней мощности 35 мВт и частоте повторения импульсов ~100 МГц представлен на Рис.2.

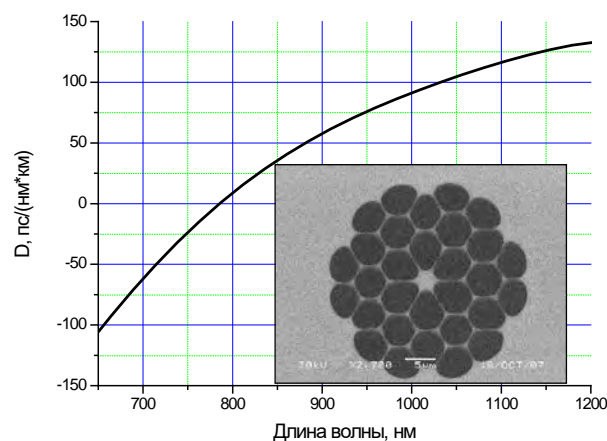


Рис. 1 Дисперсионная характеристика волоконного световода.
На вставке – снимок с электронного микроскопа центральной части торца волоконного световода (темные области – отверстия с воздухом, светлые – кварцевое стекло)

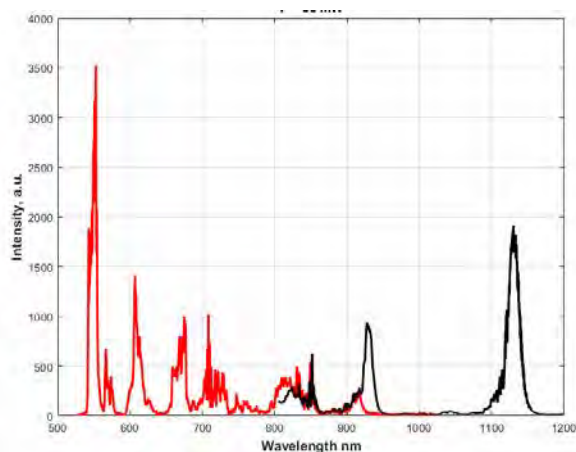


Рис. 2 Спектр на выходе волокна (линейный масштаб) при выходной мощности 35 мВт.
Входное излучение имеет центральную длину волны 810 нм и ширину спектра 25 нм

В заключение нами продемонстрирован источник частотной гребенки с октавным диапазоном частоты 550 – 1130 нм на основе титан-сапфирового лазера с мощной мультидиодной накачкой, излучение которого заводилось в микроструктурированное оптическое волокно. Полученные результаты открывают возможность создания компактных и энергоэффективных источников частотных гребенок на основе твердотельных фемтосекундных лазеров с диодной накачкой.

Литература

1. Крюков П.Г. КЭ, **31**, 95-119 (2001)
2. Хэни Т.В. УФН, **176**, 1368-1380 (2006)
3. Nakamura S. et al, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 22-24 (2000)
4. Roth P.W. et al, *Opt. Expr.*, **20**, 20629-20634 (2012)
5. Sawai S. et al, *Appl. Phys. Expr.*, **7**, 022702 (2014)
6. Durfee C.G. et al *Opt. Expr.*, **20**, 13677-13683 (2012)
7. Gürel K. et al, *Opt. Expr.*, **23**, 30043-30048 (2015)
8. Backus S. et al, *Opt. Expr.*, **25**, 12469-12477 (2017)
9. Kopylov D.A. et al, *Las. Phys. Lett.*, **15**, 045001 (2018)
10. Pochechuev M.S. et al, *JOSA B*, **35**, 2842-2845 (2018)
11. Nikitin S.P. et al, *J. of Phys.: Conference Series*, **1692**, 012025 (2020)

РАСПРЕДЕЛЕННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В НЕПРЕРЫВНЫХ ГОЛЬМИЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРАХ

**Камынин В.А.^{1*}, Вольф А.А.², Скворцов М.И.², Филатова С.А.¹, Копьева М.С.^{1,3},
Цветков В.Б.¹, Бабин С.А.²**

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва

²Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук,
г. Новосибирск

³Российский университет дружбы народов, г. Москва

*E-mail: kamyninva@gmail.com

Распределенное измерение температуры вдоль активного волокна непосредственно в процессе работы волоконных лазеров и усилителей стало дополнительным инструментом в процессе анализа, оптимизации и масштабирования лазерных систем. Так как тепловая нагрузка активных волокон может приводить к переключению режима работы лазера [1], изменению спектра усиления и возникновению модовой неустойчивости. Для проведения распределенных измерений температуры наиболее подходящими приборами на текущий момент являются внешние тепловизионные камеры (термографы) или оптические рефлектометры обратного рассеяния (РОР). Первые измеряют температуру поверхности волокна, в то время как вторые измеряют температуру непосредственно в сердцевине исследуемого волокна. В современной оптической рефлектометрии обратного рассеяния достигается пространственное разрешение до ~ 10 микрон и температурное разрешение $\sim 0,1$ °C [2]. В [3] с использованием данного подхода продемонстрировано распределенное измерение температуры в активной среде мощного иттербиевого волоконного лазера. Близкая по значению и даже большая разница температур на активном волокне может быть измерена в волокнах, легированных активными ионами при накачке с большим квантовым дефектом. Гольмий может стать наиболее привлекательным ионом, поскольку имеет спектр поглощения в диапазоне 1,125–1,15 мкм, при длине волны излучения около 2 мкм. В данной работе мы исследуем распределение температуры в непрерывных гольмиевых волоконных лазерах с накачкой на длине волны 1,125 мкм. Для этого были использованы рефлектометр LUNA OBR 4600 с пространственным разрешением до 1 мм [2] и ИК-термограф IRTIS-2000 ME для измерения распределения температуры вдоль образцов волокон.

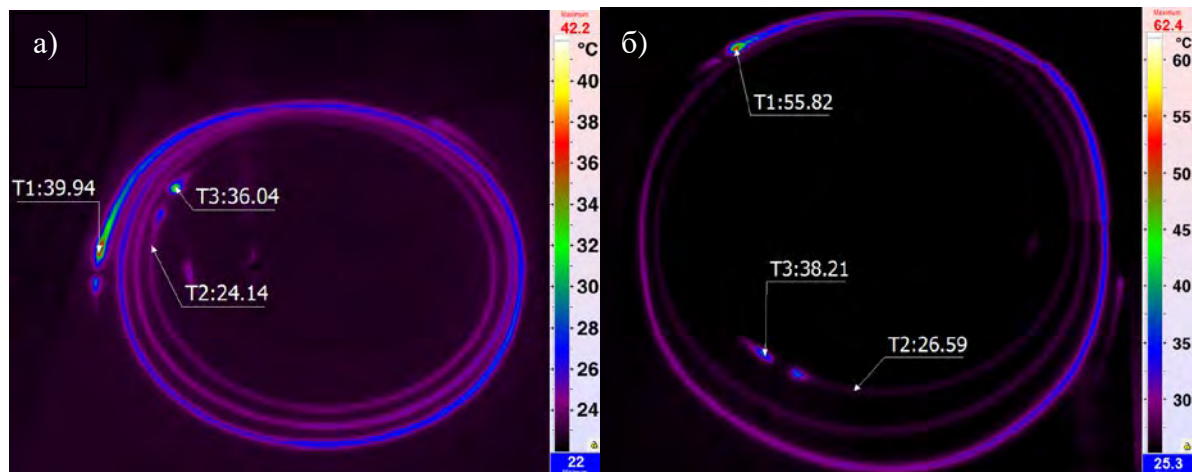


Рис. 1. Термограммы световодов, легированных Ho с различной концентрацией: 2×10^{19} см⁻³ (а) и 7×10^{19} см⁻³ (б)

Термограммы активных волокон, легированных ионами гольмия с концентрациями 2×10^{19} и 7×10^{19} см⁻³ представлены на рис. 1 (а,б), соответственно. Длины образцов составляли около 3,5 и 3 м. Как видно, температуры в точках, соответствующих сварным соединениям пассивных и активных волокон имеют наибольшее значение. Максимальная разница температур между противоположными концами активного волокна, зафиксированная с помощью термографа, без учета сварных соединений, была около 30°C при мощности накачки 6 Вт. В процессе измерений показано, что разница температур при одинаковом уровне накачки в процессе измерения с помощью РОР и термографа может достигать 15°C. Это связано с усреднением пикселей, полученных с термографа, так как в

случае POP LUNA температура измерялась непосредственно в сердцевине волокна, а в случае IRTIS-200 ME температура измерялась от поверхности волокна и части окружающей области.

Таким образом, в данной работе впервые продемонстрированы два способа распределенного измерения температуры с высоким разрешением в непрерывных волоконных гольмиевых лазерах. Показано, что в волоконных лазерах, легированных ионами Ho, с накачкой на длине волны 1,125 мкм, разница температур в начале и конце активного световода может превышать 30 °С.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (21-72-30024).

Литература

1. *A.M. Smirnov et al, ACS Photonics, 5(12), 5038-5046 (2018)*
2. *<https://lunainc.com/product/obr-4600>. Z. Lou., et al, Journal of Lightwave Technology, 39(8) 2573-2582 (2021)*

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА В УСЛОВИЯХ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО ЗАШУМЛЕНИЯ И ДЕФЕКТОВ ОЦИФРОВКИ

Кривошеев А.И.^{1,2*}, Константинов Ю.А.², Барков Ф.Л.³, Первадчук В.П.⁴

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

²Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь

³Программный комитет международной конференции «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика», г. Пермь

⁴Пермский Национальный Исследовательский Политехнический Университет, г. Пермь

*E-mail: antokri@ya.ru

Современные волоконно-оптические датчики находят применение во все более широких кругах научно-технических задач. Для измерения температурных и деформационных воздействий все более широкое применение находят датчики на основе вынужденного и спонтанного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна. В таких датчиках величиной, определяющей величину воздействия, является частота максимума спектральной компоненты отраженного сигнала (BFS – Brillouin Frequency Shift). Тем не менее, точное определение максимума, в условиях зашумленности сигнала, а также возможного присутствия различных неоднородностей в спектре, остается непростой задачей.

Чаще всего в датчиках для решения данной задачи применяется аппроксимация лоренцевой функцией (Lorentzian Curve Fitting – LCF) [1, 2]. Метод, основанный на итерационном подборе аналитической функции Лоренца, и ее сравнении с полученным в результате измерения сигналом. Данный метод имеет несколько недостатков, таких как высокие требования к вычислительным ресурсам и необходимость задания порога для остановки подбора аппроксимации.

В этом плане серьезную конкуренцию LCF стали составлять недавно представленные в литературе корреляционные методы, простые в программной и аппаратной реализации, а, следовательно, выигрывающие в быстродействии. Отдельные попытки сравнения точностных параметров разных методов предприняты в работах [3, 4], однако, исчерпывающий анализ этой проблемы на данный момент отсутствует.

В представленной работе проведено сравнение двух корреляционных методов, а именно метода обратной корреляции и его классического аналога корреляции с функцией Лоренца. Помимо этого в сравнение также включен метод аппроксимации кривой Лоренца.

Для проведения исследования был сгенерирован набор спектров, содержащий цифровые дефекты двух типов. Первые имитируют шум регистраторов и приводят к случайной вариации отношения сигнал/шум. Второй тип дефекта представляет собой сбой оцифровки спектра, приводящий к провалу функции до нулевого значения. Спектр при этом может быть описан следующим образом:

$$P(f) = \left(P_N + \frac{W}{\pi} \left[\frac{1}{[W^2 + f^2]} \right] \right) \left[1 + \frac{(f-s)|f-e|}{(f-e)|f-s|} \right], \quad (1)$$

где μ – частотная координата начала цифрового провала сигнала; ν – частотная координата конца цифрового провала сигнала, причем ν всегда больше μ и задана случайно в пределах полезного сигнала спектра; W – масштабный коэффициент спектральной функции, отвечающий за ширину спектра и амплитуду полезного сигнала; P_N – амплитуда шумовой составляющей сигнала.

На рисунке 1 представлен пример обработки спектра, содержащего дефекты при помощи трех методов: взаимной корреляции с идеальной кривой Лоренца (CCM – Cross-Correlation Method), обратной корреляции (BWC – Backward Correlation) и LCF. Помимо этого, сгенерированные спектры были поделены на две группы. В первом случае провал сигнала проявлялся в областях, не содержащих максимум функции, в то время как для второго случая максимальная частота всегда находилась в границах провала. Критерием оценки точности методов было выбрано стандартное отклонение ошибки определения максимума спектра. Ошибку легко определить, поскольку исследуемые спектры сгенерированы искусственно, а значит, истинный максимум достоверно известен заранее.

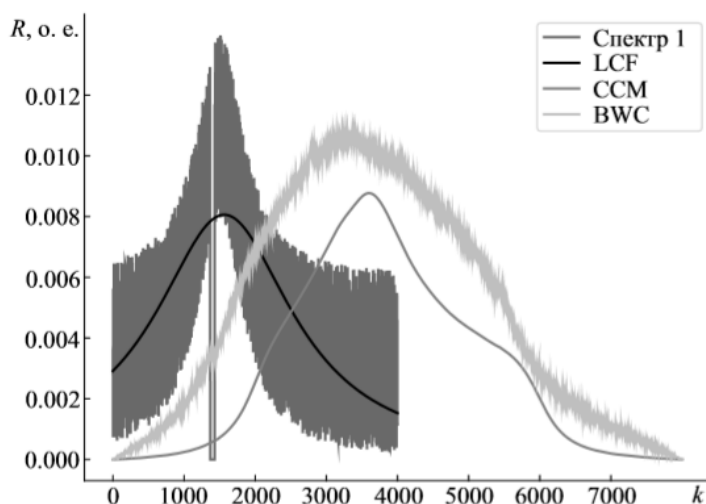


Рис. 2. Результат обработки спектра

В табл. 1 приведена информация об эффективности всех трех методов при разных отношениях сигнал/шум. В каждом случае спектры были поделены на три группы по соотношению сигнал/шум (SNR). В первую группу вошли спектры с низким SNR (до 5 дБ), во вторую – со средним SNR (5÷10 дБ), а в третью – с высоким SNR (> 10 дБ).

Таблица 1. Эффективность нахождения максимума бриллюэновского спектра

Метод	SNR, дБ	Стандартное отклонение BFS, МГц		
		Без дефекта	Случай 1	Случай 2
LCF	< 5	1.12	10.68	7893.28
	5 – 10	0.24	7.55	4076.74
	> 10	0.04	6.19	316.42
BWC	< 5	2.17	9.12	9.69
	5 – 10	0.74	6.18	7.53
	> 10	0.14	5.83	7.68
CCM	< 5	0.46	7.61	20.39
	5 – 10	0.19	6.54	19.51
	> 10	0.09	6.37	16.13

Проведенная работа по оценке точностных параметров современных методов детектирования пика в спектре рассеяния Мандельштама-Бриллюэна показала, что для всех существующих отношений сигнал/шум корреляционные методы продемонстрировали более высокую точность. При этом классический корреляционный метод уступает методу обратной корреляции в подавляющем большинстве случаев.

Работа выполнена как часть Государственного задания №АААА-А19119042590085-2.

Литература

1. Madsen K., Nielsen H.B., Tingleff O. *Methods for non-linear least squares problems*. 2nd ed. London, U.K.: Informatics and Mathematical Modeling Technical University of Denmark, 2004
2. Seber G., Wild C.J. *Nonlinear Regression*. NY, USA: Wiley, 2003
3. Barkov F.L., Konstantinov Yu.A., Krivosheev A.I., *Fibers*, 8(9), 60 (2020)
4. Shahna M. Haneef et al, *Opt. Express*, 26(11), 14661 (2018)

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОСЕТЕВЫХ АЛГОРИТМОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ДАННЫХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА-БРИЛЛЮЭНА

Кривошеев А.И.^{1,2*}, Константинов Ю.А.², Барков Ф.Л.³, Первадчук В.П.⁴

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

²Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь

³Программный комитет международной конференции «Оптическая рефлектометрия, метрология и сенсорика», г. Пермь

⁴Пермский Национальный Исследовательский Политехнический Университет, г. Пермь

*E-mail: antokri@ya.ru

На сегодняшний день известно множество исследований по внедрению машинного обучения в бриллиэновские распределенные датчики в качестве альтернативы традиционным методам получения информации о температуре и деформации. Машинное обучение было успешно применено в таких сферах как: обработка изображений, распознавание образов, классификации и даже оптика. Машинное обучение зарекомендовало себя благодаря способности точно предсказывать решение, имея лишь несколько входных данных, которые было бы слишком сложно организовать в простую логическую цепочку. Модель строится и обучается, используя известный набор данных, как входных, так и выходных. В бриллиэновских рефлектометрах/анализаторах используются такие направления машинного обучения как: искусственные нейронные сети [1], глубинные нейронные сети [2], а также метод опорных векторов [3].

Однако, несмотря на достоинства таких подходов, классические методы обработки информации, полученной с помощью бриллиэновских датчиков, более распространены в типовых аттестованных системах, использующихся в производственных и лабораторных целях.

Данная работа посвящена использованию нейронной сети для объединения информации, полученной с бриллиэновского анализатора классическими способами, с целью увеличения точности определения максимума спектра бриллиэновского сдвига.

В качестве входных параметров сети были выбраны результаты трех методов поиска максимума спектра, а также значение отношения сигнал/шум спектра. Другой тип цифрового дефекта, помимо шума, хоть и нечасто встречающийся в современных датчиках – локальное пропадание полезного сигнала спектра. Этот тип дефекта может иметь различную протяженность, поэтому ширина такого дефекта, в случае его наличия в спектре, также включена в набор входных параметров нейронной сети.

Нейронная сеть с прямой связью, используемая в работе состоит из одного входного слоя, состоящего из пяти нейронов, двух скрытых слоев и выходного слоя, состоящего из одного нейрона (рис. 1).

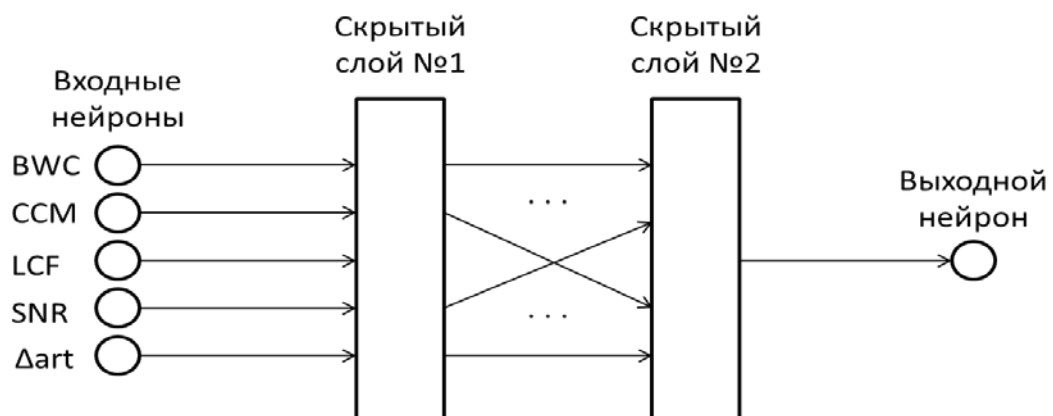


Рис. 1. Структура нейронной сети. BWC – результат метода обратной корреляции, CCM – классического метода кросс-корреляции, LCF – аппроксимация лоренцевой функцией, SNR – отношение сигнал/шум, Δart – ширина области дефекта

Обучение сети производилось на сгенерированных спектрах по принципу обратного распространения ошибки. При этом способе обучения выходное значение сети сравнивается с правильным значением, а ошибка, представляющая собой разницу этих значений, возвращается через сеть. При этом корректируются значения весов связей между нейронами, для последующего уменьшения ошибки.

В результате работы сети было получено улучшение определения максимума бриллюэновского спектра на величину порядка 10%. Сравнительные характеристики методов расчета максимума для смоделированных спектров приведены в таблице 1.

Таблица 2. Сравнение результатов расчета

Метод	Стандартное отклонение ошибки
BWC	0,0072
CCM	0,0071
LCF	0,0086
Комбинированный (нейросеть)	0,0064

В результате применения такого подхода удалось добиться снижения ошибки определения максимума бриллюэновского спектра на величину порядка 10%.

Данная работа демонстрирует потенциальную возможность использования типового аттестованного оборудования для получения более точных сведений о состоянии волоконной линии. При этом не требуется какого-либо усложнения аппаратной части сенсора.

Работа выполнена как часть Государственного задания №АААА-А19119042590085-2.

Литература

1. *A.K.Azad et al, Optics Express, 24, 6769 (2016)*
2. *L.Wang et al, 2017 16th International Conference on Optical Communications and Networks (ICOON), IEEE, pp. 1–3 (2017)*
3. *H.Wu et al, Journal of Lightwave Technology, 35, 4159–4167 (2017)*

ВЛИЯНИЕ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ФОРМУ СИГНАЛОВ В РАСПРЕДЕЛЕННОМ ВОЛОКОННОМ ДАТЧИКЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ОСНОВЕ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Калмыков Н.И.^{1,2}, Коваленко Д.А.³, Лобач И.А.^{1*}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

³ООО СибСенсор, г. Новосибирск

*E-mail: lobach@iae.nsk.su

Волоконно-оптические распределенные датчики температуры (РДТ) на основе эффекта комбинационного рассеяния света являются одними из самых перспективных приборов для измерения профилей температуры протяженных объектов. В некоторых областях промышленности, например, в нефтедобыче, РДТ являются стандартным измерительным инструментом. Информация о распределении температуры вдоль волокна содержится в антистоксовом отклике комбинационного рассеяния коротких импульсов. Для исключения влияния потерь на распространение, как правило, анализируется отношение антистоксовой к стоксовой составляющей обратно-рассеянного сигнала. Одним из подходов увеличения отношения сигнал-шум является применение мощных импульсных лазерных источников. Относительно простым решением для достижения высокой пиковой мощности является схема – задающий маломощный импульсный лазер и волоконный эрбиевый усилитель. Одним из недостатков такого подхода является формирование спонтанного излучения между зондирующими импульсами. Эта проблема, особенно, актуальна при работе с большими измерительными линиями (т.е. с малой частотой повторения импульсов). В настоящей работе исследуется влияние спонтанного сигнала, формируемого в эрбиевом усилительном тракте, на искажения форм рефлектограмм в распределенном датчике температуры на основе комбинационного рассеяния света.

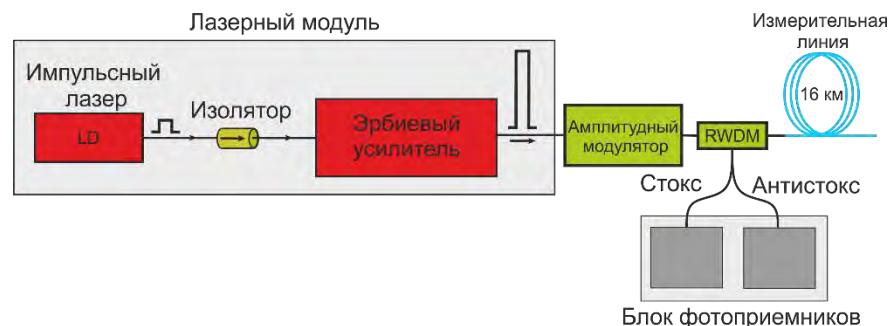


Рис. 3. Схема распределенного датчика температуры со спектральной фильтрацией излучения

Исследовалась коммерческая система распределенной термометрии с длиной линии 16 км и пространственным разрешением 1 метр. Источник зондирующего излучения прибора состоял из импульсного лазера на длине волны 1550 нм и эрбиевого усилителя. Усиленное импульсное излучение вводилось через спектрально-селективный фильтр в линию многомодового волокна длиной 16 км, находящуюся при постоянной температуре. Анализировались рефлектограммы от обратно-рассеянного сигнала на стоксовой и антистоксовой длинах волн. В первую очередь было обнаружено, что доля паразитного спонтанного излучения в усиленном сигнале при определенных условиях может достигать до 50% от полной мощности. При этом наблюдалось, что рефлектограммы имеют отклонения от теоретически предсказываемых экспоненциальных зависимостей [1]. Для спектральной фильтрации зондирующего излучения был использован амплитудный модулятор, который использовался в трех режимах работы: 1) без модуляции, когда полностью проходит зондирующее излучение, 2) выделение только зондирующих импульсов на длине волны 1550 нм и 3) выделение только спонтанного излучения. На рисунке 2 показаны спектры, соответствующие этим режимам. В частности, можно заметить, что исходный усиленный сигнал с помощью режимов работы модулятора хорошо разделяется на полезный сигнал и спонтанное излучение. Далее изучались рефлектограммы комбинационного рассеяния в различных режимах амплитудной модуляции.

В частотности, результаты показали, что рефлектограмма от спонтанного излучения (Рис.2б) имеет не постоянный характер и имеет минимум. Такое поведение связано с непостоянной мощностью спонтанного излучения, формируемого между импульсами. Было установлено, что спонтанное излучение тоже испытывает комбинационное рассеяние света и вносит вклад в значения интенсивностей для стоксовой и антистоксовой компонент. В свою очередь это может приводить к искажениям измеряемых рефлектограмм и, соответственно, термограмм. Фильтрация полезного сигнала позволила получить рефлектограммы, которые описываются экспоненциальными зависимостями.

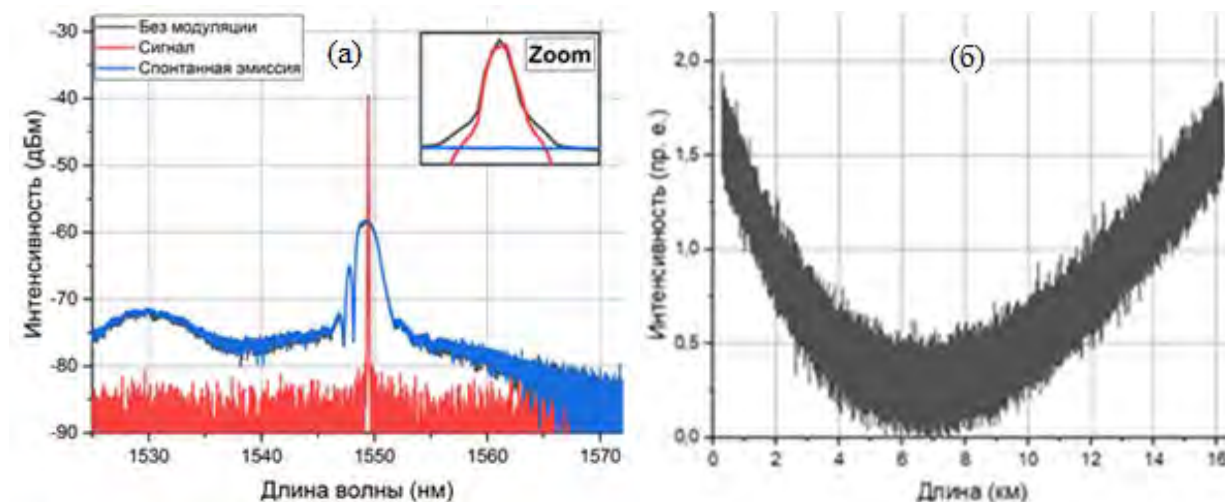


Рис. 2 (а) Спектр зондирующего излучения на выходе модулятора в различных режимах модуляции. (б) Рефлектограмма на антистоксовой длине волны от спонтанного излучения

Доклад будет посвящен проблемам искажения сигналов рассеяний, их влияниям на измерения температуры в РДТ на основе комбинационного рассеяния света. Ожидается, что рассмотренные проблемы и подходы их решения позволят улучшить метрологические характеристики подобных систем термометрии.

Работа выполнена в рамках задания ИАиЭ СО РАН (No. АААА-А19-119112990054-4) с использованием оборудования центра коллективного пользования «Спектроскопия высокого разрешения газов и конденсированных сред) ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, Российская Федерация.

Литература

1. Hartog A., *An Introduction to distributed optical fibre sensors*, CRC Press (2017)

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ КИСЛОТНОСТИ ПО СКОРОСТИ РАСТВОРЕНИЯ ХИТОЗАНОВОГО ПОКРЫТИЯ НА ВОЛОКОННОЙ ВСТАВКЕ С ТОНКОЙ СЕРДЦЕВИНОЙ

Гафурова Л.И.^{1,2}, Иванов О.В.^{1*}, Бакуров Д.Д.^{1,2}

¹Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
г. Ульяновск

²Ульяновский государственный технический университет, г. Ульяновск
*E-mail: olegivvit@yandex.ru

Контроль химического состава и, в частности, кислотности различных биологических сред представляет важную и сложную задачу. Современные оптоволоконные технологии позволяют решить эту задачу созданием компактных и надежных волоконно-оптических датчиков. Значительный интерес для применения в химических датчиках привлекают оптоволоконные структуры со вставками нестандартных волокон благодаря простоте их создания, хорошей чувствительности и возможности измерения химических параметров внешней среды. Чувствительность структур со вставками волокон может быть значительно увеличена путем возбуждения оболочечных мод и наложением на оболочку волокна покрытия из материала с показателем преломления выше, чем показатель преломления оболочки [1].

В данной работе используется волоконно-оптическая структура на основе стандартного волокна SMF-28, к которому приварено волокно с двойной оболочкой SM600 длиной 8 см (рис. 1). Волокно SM600 фирмы Fibergore имеет следующие параметры: радиус сердцевины ~ 2.2 мкм, числовая апертура ~ 0.12, длина волны отсечки ~ 600 нм.

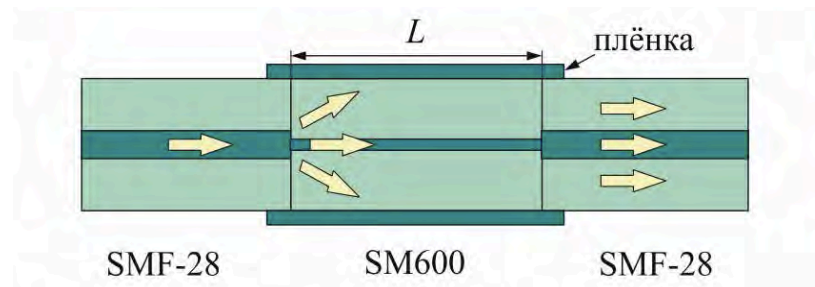


Рис. 1. Структура волоконно-оптического сенсора

Для увеличения чувствительности созданной структуры к параметрам внешней среды на оболочку волоконной структуры наносилось тонкопленочное покрытие из хитозана, которое создает дополнительный прозрачный надоболочечный слой толщиной от десятков до тысяч нанометров. Показатель преломления покрытия должен быть больше показателя преломления кварцевой оболочки, чтобы подтягивать поле оболочечных мод от сердцевины к внешнему радиусу [1] и увеличивать поверхностное поле моды, распространяющееся во внешней среде. Покрытие может быть использовано не только для смещения поля в область границы с внешней средой, но служить элементом, чувствительным к химическому составу среды (кислотности, солености и др.).

Закрепленную горизонтальным способом оптоволоконную структуру, покрытую хитозановой пленкой окунали в буферные растворы с заданным значением pH. Каждую секунду в течение 20 секунд снимался спектр. Измеренные спектры пропускания представлены на рис. 2. Можно заметить, что при нанесении пленки на поверхность оболочки имеет место смещение всего спектра в область больших длин волн, при этом в целом его форма сохраняется. Причина сдвига спектра – изменение профиля показателя преломления волокна в результате нанесения пленки приводит к смещению профилей оболочечных мод и изменению их постоянных распространения.

Для каждого значения кислотности был выбран один из пиков пропускания по которому измерялось смещение длины волны. Так для pH = 3 был выбран пик на длине волны 1528 нм, для pH = 4.5 – 1539 нм., pH = 5.5 – 1535 нм. На выбранных пиках были построены зависимости смещения длины волны от времени (рис. 3–5). Из рисунка 3 видно, что для кислого раствора с pH = 3 разбухание хитозана происходит в течение 11 с. В точке $t = 4$ с показатель преломления хитозана сравнивается с

показателем преломления кварца и пропускание сильно падает. После прохождения точки равенства показателей преломления показатель преломления пленки становится меньше показателя преломления кварца и пропускание снова растет. В момент времени $t = 11$ с пропускание стабилизируется. Это означает, что либо пленка окончательно растворилась, либо разбухла.

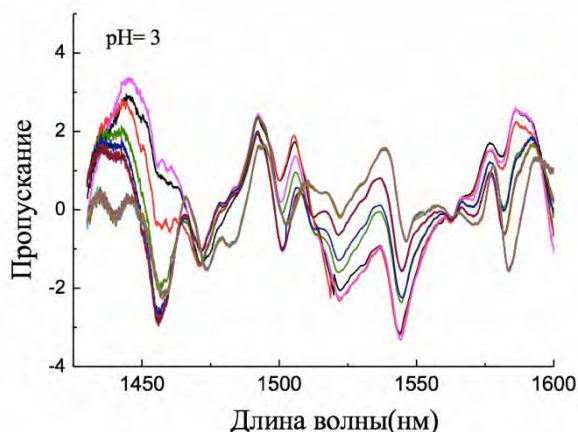


Рис. 2. Спектры волоконной структуры в процессе растворения хитозана в среде с $pH=3$

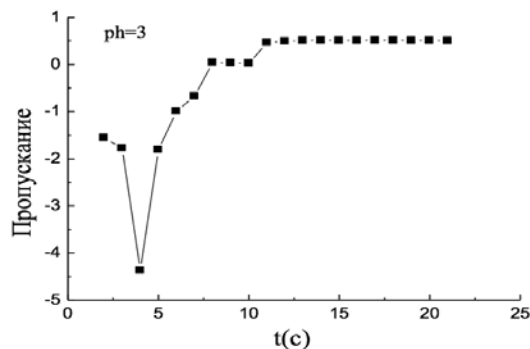


Рис. 3. Зависимость смещения длины волны от времени при $pH=3$

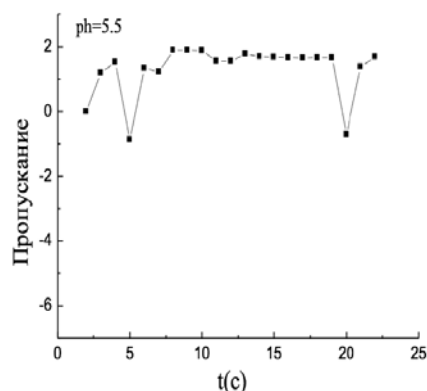


Рис. 4. Зависимость уровня пропускания от времени при $pH=4.5$

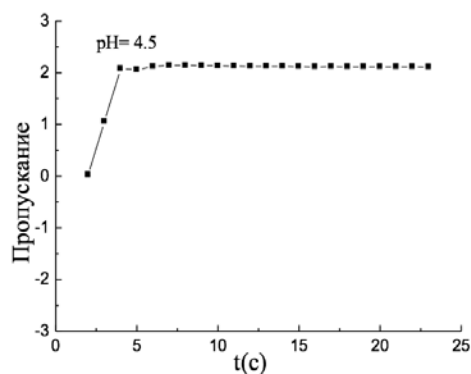


Рис. 5. Зависимость уровня пропускания от времени при $pH=5.5$

Сравнивая эксперименты с различными pH , можно сделать следующие выводы: чем кислее среда, тем быстрее разбухает (растворяется) хитозановая пленка.

Литература

1. Villar I.D., *Opt. Lett.* **30**, 720-722 (2005)
2. Иванов О.В., *Оболочечные моды волоконных световодов и длиннопериодные волоконные решетки*, М.: Физматлит – 252 с. (2012)
3. X.Wen, T.Ning, C.Li et al., *Appl. Opt.* **53**, 71-75 (2014)
4. Y.Zhao, F.Pang, Y.Dong et al., *Opt. Express* **21**, 26136-26143 (2013)

О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ СИГНАЛА НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН В РЭЛЕЕВСКОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

Тараскин Е.А.^{1,2}, Фролов И.В.^{2*}

¹Мордовский государственный университет им Н.П. Огарева, г. Саранск

²ООО «Саранскабель-Оптика», г. Саранск

E-mail: frolov@sarko.ru

Общепринятым считается, что точность измерения коэффициента затухания оптических волокон (ОВ) методом обратного рэлеевского рассеяния определяется, главным образом, систематической ошибкой, определяющейся нелинейностью шкалы рефлектометра [1]. При этом, если на наличие иных составляющих погрешности ранее указывали лишь при измерении параметров неоднородностей [1], выделяя среди них шумовую, поляризационную, интерференционную, то теперь в ряде работ [2..4] исследуют влияние указанных составляющих погрешности на точность измерений коэффициента затухания ОВ.

Систематическая погрешность измерения коэффициента затухания ОВ современных рефлектометров величиной в (1..3)% реализуется при длинах ОВ в несколько километров, в то же время, погрешность при длинах ОВ менее 1 км может быть в десятки раз больше.

Применение рефлектометров с большим динамическим диапазоном [2], а также использование скремблирования, позволяющего уменьшить поляризационную составляющую погрешности измерения, позволяет повысить точность измерений [1], однако минимальная длина ОВ для достоверных измерений составляет ориентировочно 0,6 км, что далеко не всегда достаточно.

В [2] дается оценка шумовой составляющей погрешности измерения в виде прямой зависимости погрешности измерения коэффициента затухания от величины шумовой дорожки для методов измерения по двум точкам и наименьших квадратов (МНК) в предположении независимости отсчетов рефлектограммы.

В [3] и [4] приводятся оценки интерференционной составляющей погрешности рефлектометра (шумы когерентности), как определяющей при измерении малых длин ОВ, при этом отсчеты рассматриваются как частично коррелированные, с интервалом корреляции, определяемым длиной когерентности лазерного излучения. При этом указанная величина шумовой дорожки составляет 0,03 дБ [4], а длина когерентности лазеров, используемых в некогерентных рефлектометрах, составляет по оценке [1] около 10 мм при ширине шумовой дорожки 0,1 дБ.

На практике же, на рефлектограммах наблюдаются участки с гораздо большим интервалом корреляции, сопоставимым с пространственной длительностью излучаемого импульса (10..30 м), а погрешности измерения коэффициента затухания не имеют строгой связи с величиной шумов и могут быть приемлемыми и при большем уровне шумов, чем указанные, и наоборот, неприемлемыми при меньшем уровне шумов.

В развитии основных выводов [3] и [4] о случайных флуктуациях, как основной причине ошибок измерения коэффициента затухания, предложен подход, состоящий в том, что рассматривается взаимодействие некогерентного импульса рефлектометра с флуктуирующими по длине коррелированными неоднородностями волокна, приводящий к результирующим коррелированным флуктуациям амплитуд отраженного сигнала, влияющим на точность измерения при усреднении.

Можно полагать, что данная задача имеет по своей природе прямую аналогию с задачей радиолокации по накоплению и обнаружению импульсного сигнала от движущейся цели, сигнал от которой представляет собой совокупность т.н. «блестящих точек» со случайно меняющимися фазами [5]. При этом, применительно к нашему случаю, «блестящими точками» являются рэлеевские центры рассеяния в пределах разрешаемого участка волокна, обусловленные неоднородностями его структуры. Результирующий сигнал на входе оптимального приемного устройства, в данном случае, представляет собой вектор со случайно изменяющимися амплитудой и фазой. Расчет требуемого соотношения сигнал/шум в этом случае является нетривиальной, но в общем, решенной в статистической радиотехнике задачей. Подобный сигнал, как показано в [6], имеет обобщенное двумерное распределение Рэля (Рэля-Райса), использующее соотношение сигнал/шум в качестве параметра. При этом, при $\rho \geq 1$, сигнал является узкополосным случайным процессом, а огибающая

этого импульсного сигнала, при оптимальной обработке, на выходе устройства испытывает случайные флуктуации, зависящие от относительного времени корреляции флуктуаций [7]:

$\alpha = \tau_k / \tau_{ш}$, где τ_k – интервал корреляции флуктуаций амплитуды; $\tau_{ш}$ – длительность импульса.

При этом, при малых значениях α , т.н. «быстрые» флуктуации амплитуды на входе практически не передаются на выход, а при средних и больших значениях ($\alpha \geq 1$), «медленные» флуктуации передаются на выход практически без изменений. Описанные оптимальные устройства фильтрации для импульсного сигнала, в первом приближении, представляют собой обычные цепи, свойственные любому устройству приема сигнала: полосной фильтр и детектор огибающей и также присутствуют в рефлектометре. Флуктуации параметров волокна связаны с продольным изменением показателей преломления и рассеяния и могут быть обусловлены как биениями при двулучепреломлении, так и вариациями модового пятна и имеют для стандартных ОВ диапазон корреляции в десятки метров.

Для решения задачи - прототипа: определения требуемого соотношения сигнал/шум для радиолокационного обнаружения цели в условиях приема пачки некогерентных флуктуирующих импульсов, Д. Бартоном была предложена сравнительно простая эмпирическая методика расчетов [8], доказавшая хорошую точность и эффективность на практике. Согласно нее, требуемое соотношения сигнал/шум $\rho_{тп}$ зависит от параметров (вероятности правильного обнаружения D и ложной тревоги F) и для обнаружения пачки импульсов рассчитывается на основе требуемого соотношения для одного импульса $\rho_1(D, F)$ с учетом эффекта накопления импульсов и наличия дополнительных потерь: флуктуационных и интегрирования. Потери некогерентного интегрирования $L_f(\rho_1, N)$ зависят как от $\rho_1(D, F)$, так и от общего числа импульсов N . Флуктуационные потери зависят от числа независимых значений сигнала N_s из общего числа N :

$$L_f(D, F, N_s) = L_{f0}(D, F)(dB)/N_s;$$

где: $N_s = [1 + T_1/\tau_k]$, где T_1 – время обнаружения, а τ_k – интервал корреляции сигнала;

$$T_1 = (1 + N)T_{сш}, \text{ где } T_{сш} \text{ – период следования импульсов.}$$

Все функционально зависимые величины определяются по номограммам, представляющим собой семейства кривых, построенных расчетно-эмпирическим путем. При этом, наличие потерь интегрирования и флуктуационных потерь и подход к их расчету в целом носит универсальный характер, соответствует решаемой задаче, что было подтверждено экспериментально путем обработки рефлектограмм, полученных для разных условий измерения. На экспериментально полученных зависимостях ошибки измерения от измеряемой длины, наблюдается негладкое поведение ошибки, обусловленное наличием флуктуаций сигнала. При этом имеется зависимость от длительности зондирующих импульсов: при длительности импульса 30 нс и менее имеют место флуктуации большой амплитуды, с увеличением длительности импульса зависимость становится более гладкой, что свидетельствует о сопоставимости размеров флуктуаций с длительностями импульса.

С целью сглаживания флуктуаций было опробовано применение фильтрации сигналов рефлектограмм методами адаптивной линейной фильтрации на примере использования линейного фильтра Калмана. При этом, флуктуации как сигнала рефлектограммы, так и ошибки измерения, путем подбора весового коэффициента фильтрации, удалось существенно уменьшить, с уменьшением минимально достоверно измеряемой длины примерно в два раза.

Выражаем благодарность и признательность Б.Г. Горшкову и С.Г. Акопову за помощь, предоставленные материалы и обсуждение отдельных вопросов.

Литература

1. Листвин А.В., Листвин В.Н. *Рефлектометрия оптических волокон* – М., ЛЕСАРпт, 2005, 208с, ил.
2. Фролов И.В. «Точность рефлектометрических измерений коэффициента затухания при производстве волоконно-оптических кабелей связи», II Всероссийская научно-практическая конференция «Оптическая рефлектометрия 2018», сборник тезисов докладов, Пермь, 2018
3. Б.Г.Горшков, Г.Б.Горшков, К.М.Жуков. *Прецизионное измерение потерь в оптических волокнах малой длины рефлектометрическим методом без использования рэлеевского рассеяния света*, *Квантовая электроника*, 49, №6 (2019)
4. B.G.Gorshkov, M.A.Taranov, A.E.Alekseev *Distributed Stress and Temperature Sensing based on Rayleigh Scattering of Low-coherence Light*, *Laser Phys*, 27, 085105(2017)
5. Незлин Д.В. *Радиотехнические системы: Уч. Пособие.*, М., МИЭТ, 2008.-204с.
6. Б.Р.Левин *Теоретические основы статистической радиотехники, Книга первая, Советское Радио, М:1966 -728 с.*
7. Лёзин Ю.С. *Введение в теорию и технику радиотехнических систем: Учеб пособие для вузов.* –М: Радио и связь, 1986-280 с.
8. Бартон. *Простая методика расчета характеристик обнаружения целей и дальности действия РЛС; Зарубежная радиоэлектроника, 1970, №5, с.3-21*

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ КОЛЕСА

Губайдуллин Р.Р.*, Аглиуллин Т.А.

КНИУТУ-КАИ, г. Казань
**E-mail: diablogrr@gmail.com*

Введение

В более ранних работах авторов данной работы были предложены системы для измерения сил и моментов, действующих на шину в пятне контакта, где в качестве чувствительного элемента были предложены адресные волоконные брэгговские структуры (АВБС) с двумя π -сдвигами (2π -ВБР) и двумя спектрами отражения (2λ -ВБР), которые закрепляются на внутренней стороне шины. Данный выбор был обусловлен общими достоинствами волоконно-оптических систем и отсутствием в необходимости использовать дорогостоящие опрашивающие устройства для АВБС, т.к. в качестве приемника оптического сигнала используются фотодетекторы. Сигнал с помощью аналого-цифровых преобразователей преобразуется в цифровой сигнал, который обрабатывается с помощью преобразования Фурье, что дает возможность отслеживать сдвиг длины волны Брэгга АВБС исходя из величины амплитуды биений цифрового сигнала на адресных частотах, где адресной частотой называется разностная частота между амплитудами в оптическом сигнале АВБС, которая является уникальной для каждой АВБС в системе.

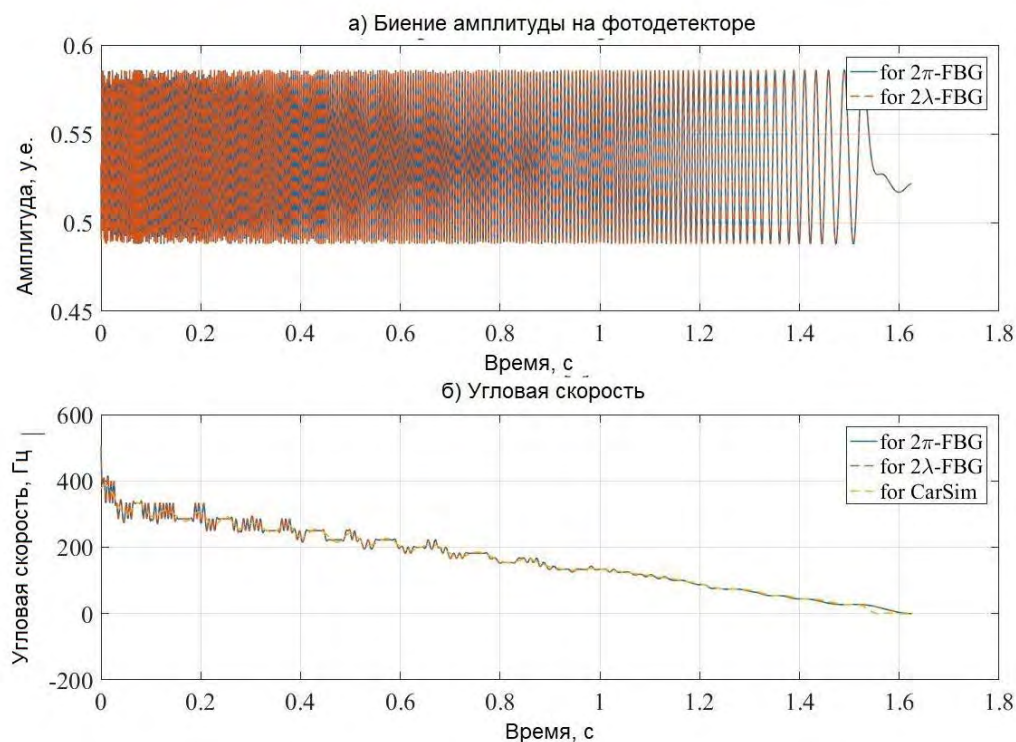
Основная часть

При моделировании системы была использована математическая модель, описывающая АВБС через Гаусс-подобные функции, представленная в работе [1], что значительно упрощает процесс моделирования системы в режиме реального времени. Для моделирования деформации шины была использована модель представленная [2], а в качестве передаточной функции между деформацией шины и сдвигом длины волны Брэгга был использован полином пятого порядка согласно [3]. В качестве входных данных были использованы результаты моделирования динамики автомобиля в специализированном пакете программ CarSim, и физические и оптико-механические параметры 2π -ВБР и 2λ -ВБР. В результате чего наиболее важной отличительной особенностью использования различных АВБС стала длина АВБС и как следствие точность измерения деформации шины, так длина 2π -ВБР составила 6 мм, а 2λ -ВБР 15 мм. В связи с этим возникла необходимость произвести сравнительный анализ метрологических характеристик систем на двух типах структур.

Основной принцип смоделированной системы заключается в оценке угловой скорости шины по периоду возникновения деформации шины в точке установки АВБС из-за вращения колеса, в результате чего амплитуда цифрового сигнала на адресной частоте будет меняться вместе с величиной деформации [4–7], и, как следствие, по периоду возникновения экстремумов амплитуды цифрового сигнала станет возможным измерить угловую скорость шины. Результаты моделирования изменения амплитуды и величины угловой скорости представлены на Рисунке 1. На Рисунке 1б в качестве эталонного значения угловой скорости была взята угловая скорость колеса, полученная во время моделирования в CarSim.

Заключение

Проанализировав полученные данные, а так же характер и величину среднеквадратичной ошибки угловых скоростей смоделированных систем, можно сделать вывод, что датчики на основе АВБС одинаково хорошо справляются с задачей и могут быть использованы в активных системах безопасности автотранспортных средств, поскольку значения ошибок в обоих случаях составляли 9,6976 Гц, что является хорошим результатом по сравнению с максимальной частотой около вращения шины около 500 Гц. Отсутствие разницы в полученных угловых скоростях для различных структур обуславливается, тем фактом, что для определения угловой скорости использовался период возникновения сдвига длины волны Брэгга, который был идентичен для двух типов АВБС, а величина самого сдвига, имевшая небольшую зарницу, не оказала достаточного воздействия на период возникновения экстремумов цифрового сигнала.



**Рис. 1. а) сравнение биений амплитуд на фотодетекторе для 2π -ВБР и 2λ -ВБР;
б) сравнение угловых скоростей полученных в результате моделирования систем на основе 2π -ВБР
и 2λ -ВБР с исходным значением угловой скорости**

Литература

1. Gubaidullin R.R. et al. *Mathematical modeling of optical response of address fiber Bragg structure using Gauss function*. 2020. Vol. 11516
2. Gubaidullin R.R. et al. *Real-time Simulation of Microwave-photonic System for Estimating the Tangential Deformation of Tire // Syst. Signal Synchronization, Gener. Process. Telecommun., SYNCHROINFO*. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2020
3. Нуреев И.И. и др. *Постановка задач калибровки совмещенных датчиков давления и температуры*. Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, 2016. P. 70–71
4. Иванов А.А. и др. *Радиотонный метод измерения мгновенных частот множества радиосигналов на основе аддитивного частотного смещения с расширенным диапазоном измеряемых частот // Фотон-Экспресс*. 2019. № 6 (158)
5. Иванов А.А. и др. *Определение мгновенных частот множества радиосигналов в оптическом диапазоне*. Нижегородский государственный технический университет им. П.Е. Алексеева, 2018. P. 133–134
6. Zh Sakhabutdinov A. et al. *A concept of microwave photonic sensor systems based on addressed fiber Bragg gratings*. Institute of Physics Publishing, 2020. P. 012038
7. Morozov O.G. et al. *Modeling of microwave-photonic system for assessing the tangential component of tire deformation // Wave Electron. Appl. Inf. Telecommun. Syst., WECONF*. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2020

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕНЗОМЕТРИЧЕСКОЙ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СЕНСОРНОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДЕФОРМАЦИИ ШИНЫ

Губайдуллин Р.Р.^{*}, Нуреев И.И.

КНИУТУ-КАИ, г. Казань
**E-mail: diablogrr@gmail.com*

Введение

Целью данной работы является получение функции, которая достаточно точно способна описать деформацию шины исходя из цифрового сигнала, генерируемого в измерительной системе и тем самым продемонстрировать работоспособность методики проведения численного эксперимента. При работе реальной измерительной системы, измеряемые физические поля, такие как деформация и температура детектируются с помощью датчиков, которые сообщают некий полезный сигнал системы. Затем система должна интерпретировать сигнал таким образом, чтобы оценить измеряемое физическое поле для этого необходимо произвести калибровку системы, для которой в свою очередь необходим некий эталон. Если говорить о системе измерения деформации шины для этого может быть использовано некое устройство аналогичное предлагаемому в качестве эталона. Однако проведение эмпирических экспериментов часто сопряжено с рядом трудностей материально-технического плана, в результате чего является логичным проведение численных экспериментов для отработки методики измерений, а в качестве проверки численного эксперимента конечный результат деформации шины должен быть достаточно близок к начальному значению.

Основная часть

В качестве объекта исследования была выбрана радиофотонная система измерения деформации шины представленная в [1,2], где адресная волоконная брэгговская структура с двумя узкополосными спектрами отражения (2λ -ВБР) была закреплена на внутренней стороне каркаса шины для измерения продольной деформации. Адресом 2λ -ВБР является разностная частота между амплитудами спектров отражения [3,4], данный параметр используется для идентификации структуры в системе измерения и оценки сдвига длины волны Брэгга при воздействии физических полей исходя из величины амплитуды на адресной частоте цифрового сигнала полученного с помощью преобразования Фурье электрического сигнала генерируемого фотодетектором при приеме оптического сигнала от 2λ -ВБР [5–7]. В качестве входных данных моделирования были использованы результаты моделирования динамики автомобиля в специализированном пакете программ CarSim и оптический отклик 2λ -ВБР смоделированной в пакте программ OptiSystem. В качестве математической модели деформации шины была использована модель, представленная в [6], а для упрощения вычислений оптический отклик 2λ -ВБР был описан в виде Гаусс-подобной функции [9]. В качестве передаточной функции между деформацией шины и сдвигом длины волны Брэгга для 2λ -ВБР была использована функция в виде полинома, результат моделирования сдвига волны Брэгга в режиме реального времени представлен на Рисунке 1а. Затем полученная спектрограмма была подвергнута преобразованию Фурье, для получения спектрограммы биений амплитуды на адресной частоте 2λ -ВБР (Рисунок 1б) исходя из которой была построена кривая изменения амплитуды (Рисунок 1в), с помощью полученной кривой и значений деформации были найдены две полиномиальные функции третьей и четвертой степени описывающие величину деформации от величины амплитуды на адресной частоте со среднеквадратичными отклонениями 0,0027 и 0 соответственно. На Рисунках 1г,д представлены графики значения ошибок деформации по времени для двух функций.

Заключение

В результате проделанной работы был поставлен численный эксперимент, наглядно демонстрирующий жизнеспособность предложенной методики и были получены функции, которые довольно точно описывают величину деформации шины от времени в режиме реального времени.

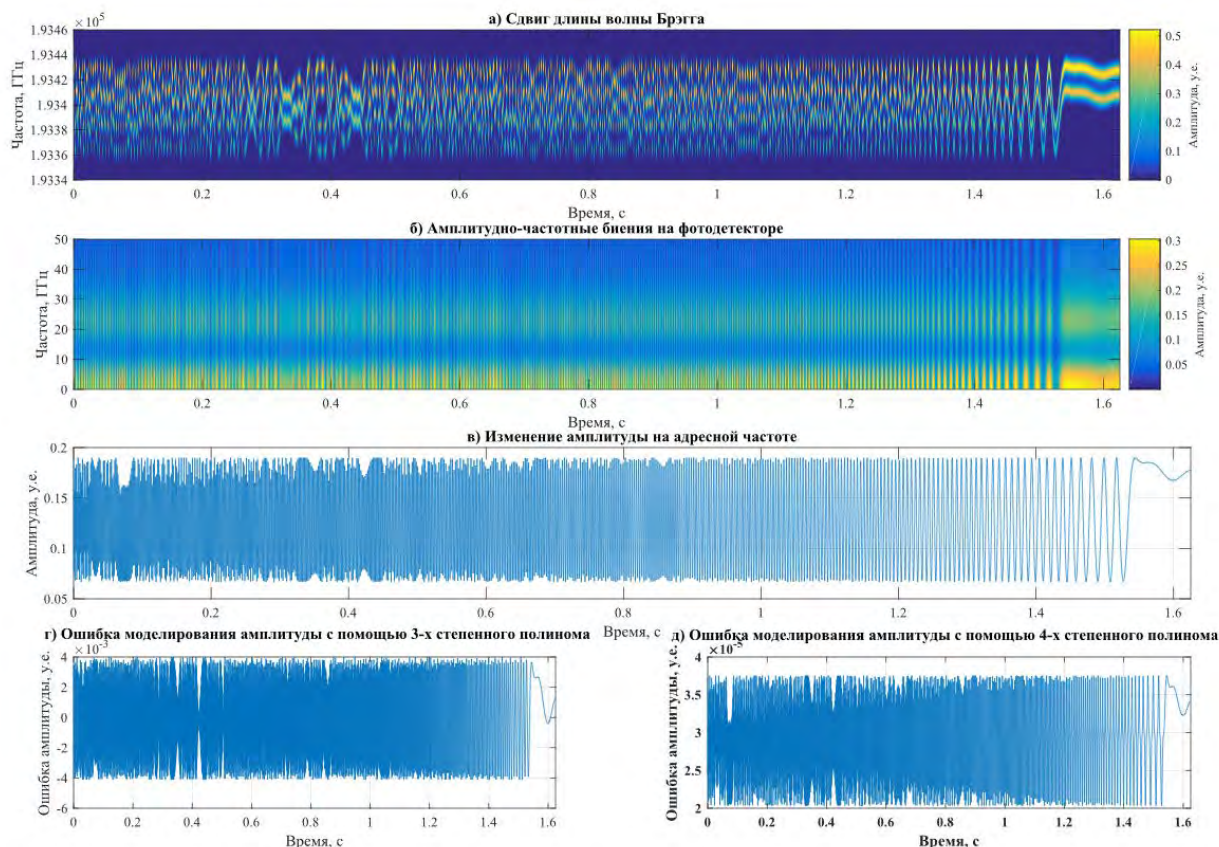


Рис. 1. а) изменение длины волны Брэгга; б) амплитудно-частотные биения на фотодетекторе; в) изменение амплитуды на адресной частоте; г) ошибка моделирования амплитуды с помощью 3-х степенного полинома; д) ошибка моделирования амплитуды с помощью 4-х частотного полинома

Литература

1. Gubaidullin R.R. et al. Tire dynamic monitoring setup based on microwave photonic sensors // *Optical Technologies for Telecommunications 2018* / ed. Andreev V.A. et al. Ufa, Russian Federation: International Society for Optics and Photonics, 2019. Vol. 11146. P. 111461J
2. Agliullin T.A. et al. Addressed FBG-structures for tire strain measurement // *Proc SPIE Int Soc Opt Eng* / ed. Andreev V.A. et al. SPIE, 2019. Vol. 11146
3. Курносоев Д.А. Оптический Векторный Анализатор На Основе Двухполосной Модуляции С Подавленной Несущей. 2020. P. 201–202
4. Morozov O.G. et al. Two-Frequency Reflectometric Initialization of the Upstream Central Wavelength in Transport WDM-PON Domain for 5G Mobile Radio Access Networks. *Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc.*, 2021. P. 9416055
5. Иванов А.А. et al. Радиотонный Метод Измерения Мгновенных Частот Множества Радиосигналов На Основе Аддитивного Частотного Смещения С Расширенным Диапазоном Измеряемых Частот // *Фотон-Экспресс*. 2019. № 6 (158)
6. Sakhabutdinov A.Z., Agliullin T.A., Sarvarova L.M. Fano resonance characterization in ring π -Shift fiber bragg gratings biosensors. Modeling results // *Syst. Signal Synchronization, Gener. Process. Telecommun., SYNCHROINFO*. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2019
7. Rostokin I.N. et al. Design features of microwave photonic radars // *Proc SPIE Int Soc Opt Eng* / ed. Andreev V.A. et al. SPIE, 2020. Vol. 11516
8. Gubaidullin R.R. et al. Real-time Simulation of Microwave-photonic System for Estimating the Tangential Deformation of Tire // *Syst. Signal Synchronization, Gener. Process. Telecommun., SYNCHROINFO*. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2020
9. Губайдуллин Р.Р., Аглиуллин Т.А. Математическое Моделирование Оптического Отклика Адресной Волоконной Брэгговской Структуры С Помощью Функции Гаусса. *Казанский государственный технический университет им. А.Н. Туполева*, 2019. P. 204–205

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОАДРЕСНОЙ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ СТРУКТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ГАУСС ПОДОБНОЙ ФУНКЦИИ

Губайдуллин Р.Р.*, Морозов О.Г.

КНИУТУ-КАИ, г. Казань
*E-mail: diablofrr@gmail.com

Введение

Мотивацией к проведению данной работы послужил тот факт, что для работы радиофотонной измерительной системы необходимо выполнение условия, при котором ширина полосы пропускания наклонного фильтра и частотный диапазон фотодетекторов покрывали рабочий диапазон МАВБС, которые позволяют измерять различные физические поля с помощью оценки сдвига центральной длины волны, как функции биения величины амплитуд на фотодетекторе полученных при помощи преобразования Фурье. Как следствие системы, основанные на МАВБС способны обеспечить работоспособность волоконно-оптической сенсорной системы без применения дорогостоящих опрашивающих устройств, таких как спектроанализаторы и интеррогаторы.

Основная часть

Радиофотонная система, основанная на применении МАВБС, рассмотренная в данной работе предполагает использование аппаратных принципов одноадресных волоконных брэгговских структур (ОАВБС) [1–3].

Для моделирования оптического спектра структуры была применена Гаусс подобная функция. Для формирования оптического спектра МАВБС была представлена в виде трех ассиметрично разнесенных по частоте амплитуд описанных Гаусс подобной функцией, тем самым формируя адресные частоты МАВБС[4,5]:

$$G_{MAFBS}(A_1, A_2, A_3, f_{B1}, f_{B2}, f_{B3}, f, \Delta f, \sigma) = A_1 \cdot \exp\left(-\left(\frac{f - f_{B1} + \Delta f}{\sigma}\right)^2\right) + A_2 \cdot \exp\left(-\left(\frac{f - f_{B2} + \Delta f}{\sigma}\right)^2\right) + A_3 \cdot \exp\left(-\left(\frac{f - f_{B3} + \Delta f}{\sigma}\right)^2\right),$$

где: A_{1-3} - амплитуды оптического спектра МАВБС; f_{B1-3} - длина волны Брэгга МАВБС, представленная как частота; f - частота, Δf - сдвиг длины волны Брэгга, G_{MAFBS} - оптический отклик МАВБС без влияния наклонного фильтра, σ - среднеквадратичное отклонение.

Затем согласно аппаратным принципам ОАВБС с помощью наклонного фильтра в оптический отклик вносится асимметрия по амплитудам:

$$G_{inf} = Inf \cdot G_{MAFBS}.$$

где: $Inf = (f - f_0)/d$ - функция прямолинейного наклонного фильтра; f_0, d - параметры настройки наклонного фильтра.

В измерительной системе фотодетектор и аналого-цифровой преобразователь используются для идентификации амплитудно-частотных характеристик сигнала на адресной частоте [6,7]. Полученный сигнал с помощью быстрого преобразования Фурье используется для определения амплитуды сигнала на адресной частоте и оценки смещения центральной длины волны. Оптическое излучение, воспринимаемое фотодетектором согласно [4,5] может быть выражено как интеграл всех частотных составляющих:

$$F_{AFBS} = \int_{f_{min}}^{f_{max}} G_{inf} \cdot \sin(f \cdot t) df,$$

где: t - время.

Полученное интегральное уравнение в работе было решено численно из-за свойств показателя степени в используемой функции для трех МАВБС с разной шириной полосы пропускания и при трех разных сдвигах длин волн Брэгга. В симуляции, представленной на Рисунке 1, полоса пропускания была задана через среднеквадратичное отклонение, которое для линий 1, 4, 7 составляло 0,5 ГГц, для линий 2, 5, 8 - 0,3 ГГц, а для линий 2, 6, а 9 - 0,1 ГГц. Результаты моделирования оптического спектра МАВБС как соотношение между спектром после наклонного фильтра и оптического сигналом в опорном канале проиллюстрированы на Рисунке 1, а. Амплитудно-частотный сравнительный анализ

отношений биений на фотоприемниках с идентичными параметрами интегрирования и преобразования Фурье представлен на рис. 1, б-г.

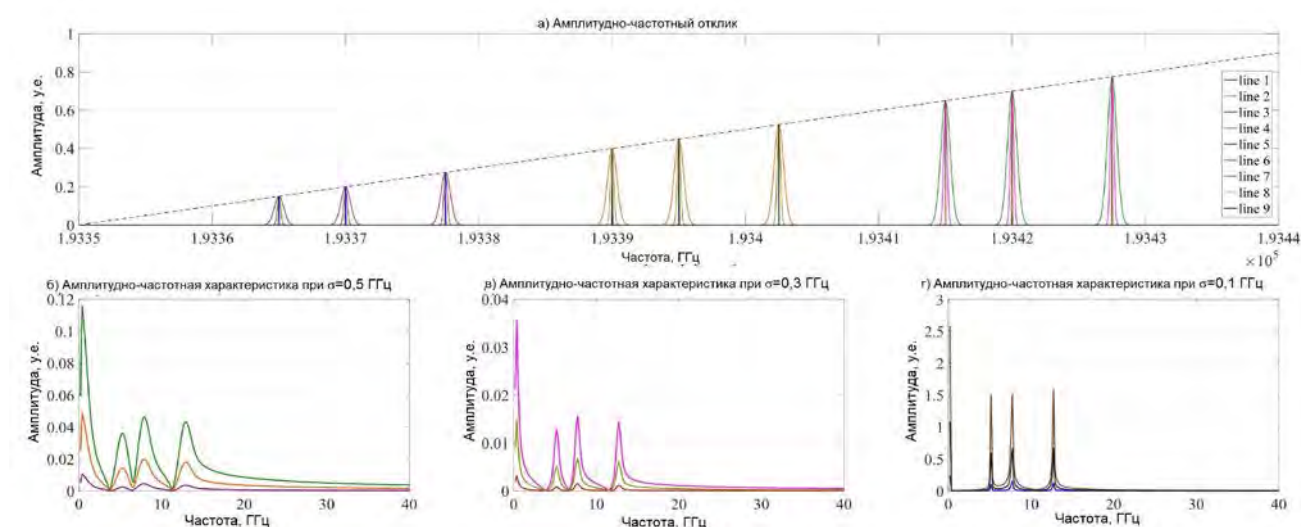


Рис. 1. а) моделирование оптического отклика МАВБС после наклонного фильтра; б) Амплитудно-частотный сравнительный анализ биений на фотоприемниках для $\sigma = 0,5$ ГГц; в) Амплитудно-частотный сравнительный анализ биений на фотоприемниках для биений с малыми амплитудами для $\sigma = 0,3$ ГГц; г) Амплитудно-частотный сравнительный анализ биений на фотоприемниках для $\sigma = 0,1$ ГГц

Заключение

В результате моделирования можно констатировать, что ширина полосы пропускания амплитуд на фотоприемнике монотонно зависит от полосы пропускания оптических амплитуд МАВБС, что дает возможность подобрать необходимую ширину полосы пропускания наклонного фильтра для конкретной системы, а также позволяет прогнозировать минимальные величины разностей адресных частот структур для надежного распознавания отклика МАВБС на фотоприемниках.

Литература

1. Sakhabutdinov A.Z., Agliullin T.A., Sarvarova L.M. Fano resonanace characterization in ring π -Shift fiber bragg gratings biosensors. Modeling results // Syst. Signal Synchronization, Gener. Process. Telecommun., SYNCHROINFO. Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2019
2. Куликов Е.В. и др. Система Для Оценок Износа Ствола По Данным Измерения Его Деформаций С Использованием Адресных Волоконных Брэгговских Решеток. Омский научно-исследовательский институт приборостроения, 2020. P. 199–200
3. Курбиев И.У., Нуреев И.И., Сахабутдинов А.Ж. Многосенсорные Радиофотонные Системы На Адресных Линейно-Чирпированных Волоконных Брэгговских Решетках. Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, 2021. P. 158–160
4. Губайдуллин Р.Р., Аглиуллин Т.А. Математическое Моделирование Оптического Отклика Адресной Волоконной Брэгговской Структуры С Помощью Функции Гаусса. Казанский государственный технический университет им. А.Н. Туполева, 2019. P. 204–205
5. Gubaidullin R.R. et al. Mathematical modeling of optical response of address fiber Bragg structure using Gauss function. 2020. Vol. 11516
6. Губайдуллин Р.Р. и др. Алгоритм Зондирования Высокодобротных Волоконно-Оптических Структур // Научно-Технический Вестник Поволжья. 2020. № 6
7. Заболотный В.А. и др. Алгоритм Формирования Двухчастотного Зондирующего Излучения Для Мониторинга Симметричных Высокодобротных Волоконно-Оптических Структур // Научно-Технический Вестник Поволжья. 2020. № 6

ОДНОВРЕМЕННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ РАСТЯЖЕНИЯ И ИЗГИБА ПРИ ПОМОЩИ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО МЕЖМОДОВОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ОДНОМОДОВЫМ ПОДКЛЮЧЕНИЕМ

Маркварт А.А.*, Лиокумович Л.Б., Ушаков Н.А.

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, г. Санкт-Петербург

*E-mail: markvart_aa@spbstu.ru

Волоконно-оптические датчики (ВОД) являются предметом широких исследований благодаря высокой точности, электромагнитной нейтральности, компактному размеру, возможности мультиплексирования и возможности удаленного опроса. Измерение физических воздействий, таких как температура, растяжение, изгиб и других необходимо для различных применений: от мониторинга зданий и сооружений до медицинской диагностики. Однако, для проведения одновременных измерений нескольких физических величин обычно необходимо устанавливать несколько ВОД с разными чувствительностями к измеряемым воздействиям.

Одним из перспективных типов ВОД, который можно применять для одновременных измерений, является датчик, основанный на структуре «одномодовое-многомодовое-одномодовое волокно» (от англ. singlemode-multimode-singlemode) [1]. Чувствительной частью здесь является секция многомодового волокна (ММВ) длиной от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров. Эта секция с обеих сторон приваривается к подводящим одномодовым волокнам (ОМВ). Мода ОМВ возбуждает несколько мод в ММВ, которые после прохождения всей длины ММВ возбуждают моду второго ОМВ. Из-за различия между постоянными распространения мод ММВ интенсивность на выходе второго ОМВ зависит от разности оптических путей (РОП) мод и является результатом интерференции мод ММВ. При приложении физического воздействия к чувствительной секции, изменяется РОП мод ММВ, что ведет к изменению интерференционного сигнала датчика. Фактически, такой датчик является вариантом межмодового интерферометра [2], поэтому его можно назвать межмодовым интерферометром с одномодовым подключением (МИОП). Обычно опрос такого датчика производится методом спектральной интерферометрии [3,4]: производится измерение зависимости интенсивности прошедшего через МИОП света от длины волны. В ряде научных работ было показано, что при помощи МИОП можно учесть перекрестную чувствительность датчика к нескольким физическим воздействиям и измерить их одновременно [5–7]. Однако, на данный момент для демодуляции сигнала МИОП используются довольно простые алгоритмы обработки сигналов, такие как отслеживания смещения экстремумов сигнала по длине волны и измерение их полуширины. Это ограничивает возможный динамический диапазон измерений и их разрешающую способность. Поэтому данная работа посвящена применению более эффективного метода обработки сигналов, в частности, дискретного преобразования Фурье (ДПФ) к анализу сигнала МИОП для одновременного измерения растяжения и изгиба.

Для этого был собран МИОП со ступенчатым многомодовым волокном Thorlabs FG050LGA длиной 32 см. С обеих сторон оно было сварено со стандартными одномодовыми патчкордами SMF-28. Опрос МИОП производился при помощи оптического интеррогатора NI PXIe 4844 со спектральным диапазоном 1.51–1.59 мкм (Рис. 1а).

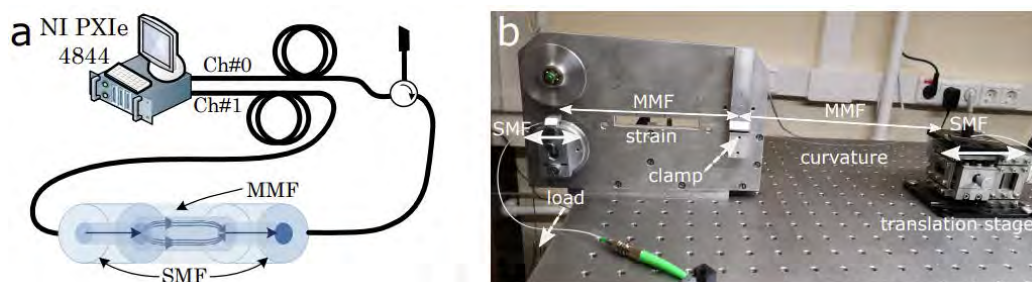


Рис.1. Схема опроса МИОП (а); фото экспериментальной установки (б)

Одна секция МИОП подвергалась растяжению, а вторая – изгибу (Рис.1b). Оптические спектры МИОП для трех наборов значений растяжения и кривизны изгиба представлены на Рис.2а. На увеличенных фрагментах оптического спектра на Рис.2а отчетливо видно, что сдвиги по длине волны провалов спектра и изменения их полуширины имеют различный и сложно предсказуемый характер в различных спектральных областях. Поэтому связанные с ними простые методы обработки сигналов ограничены в применении. Вместо них в данной работе предлагается использовать Фурье-анализ оптических спектров.

ДПФ сигнала МИОП может быть интерпретировано как декомпозиция сложного сигнала, образованного интерференцией мод ММВ, в двулучевые интерференционные компоненты с разными РОП. Модули ДПФ для трех наборов значений растяжения и изгиба практически идентичны, один из них представлен на Рис.2b.

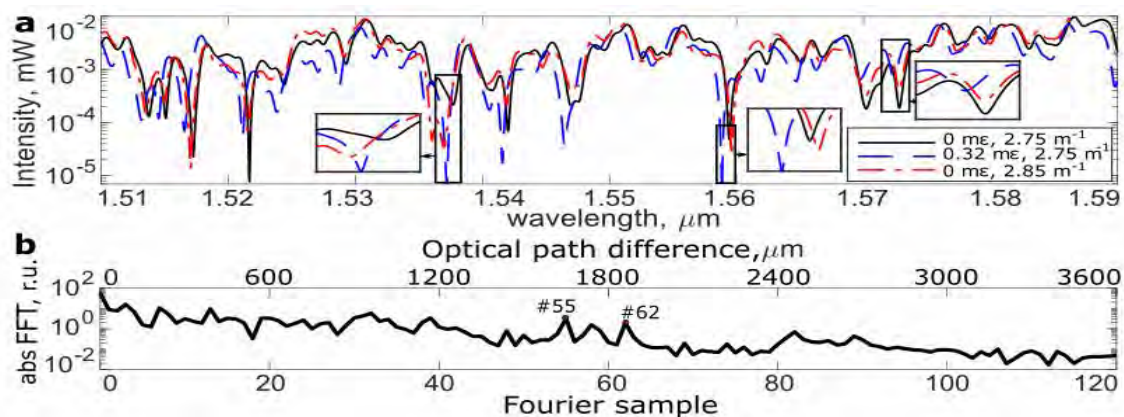


Рис.2. Экспериментальные оптические спектры МИОП (а); их ДПФ (b)

При растяжении ММВ изменения РОП практически пропорциональны РОП мод. Напротив, при изгибе ступенчатого ММВ изменения РОП мод могут не быть пропорциональны РОП. Для того чтобы экспериментально продемонстрировать возможность одновременных измерений МИОП со ступенчатым ММВ при помощи ДПФ, было выбрано два отчетливых максимума модуля ДПФ: отсчеты №55 и №62. Затем был проведен эксперимент, в котором растяжение менялось от 0 м ϵ до 0,32 м ϵ с шагом в 0,08 м ϵ , а кривизна изгиба менялась от 2,75 м $^{-1}$ до 2,85 м $^{-1}$ с шагом 0,02 м $^{-1}$. Итого было получено 30 экспериментальных оптических спектров. Для каждого оптического спектра были рассчитаны фазы 55 и 62 отсчетов ДПФ. Их зависимости от растяжения ϵ и кривизны изгиба ρ были аппроксимированы уравнениями плоскостей, в котором растяжение и кривизна изгиба выражены в единицах [м ϵ] и [м $^{-1}$] соответственно

$$\begin{aligned} \varphi_{62} &= -18.0707 + 6.6437 \times \epsilon + 6.04 \times \rho \\ \varphi_{55} &= -5.4692 + 5.4025 \times \epsilon + 1.0745 \times \rho \end{aligned} \quad (1)$$

Видно, что уравнения в выражениях (1) линейно независимы. Таким образом, мы продемонстрировали возможность одновременного измерения нескольких физических параметров, растяжения и изгиба, при помощи МИОП и Фурье анализа. Преимущества Фурье анализа сигнала МИОП по сравнению с отслеживанием изменений длины волны и полуширины экстремумов заключается, во-первых, большей универсальности, во-вторых в понятном физическом смысле. Такой подход позволит довольно легко рассчитать достижимые чувствительности датчика к изгибу и растяжению при наличии теоретического анализа процессов распространения мод ММВ при его изгибе.

Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2020-0024).

Литература

1. Kumar A. et al, *Opt. Commun.* **219**, 215-219 (2003)
2. Kotov O.I. et al, *J. Opt. Soc. Am. B* **35**, 1990-1999 (2018)
3. Tripathi S.M, et al, *J. Light. Technol.* **27**, 2348-2356 (2009)
4. Kumar M. et al, *Opt. Commun.* **312**, 222-226 (2014)
5. Silva S. et al, *Meas. Sci. Technol.* **22**, 085201 (2011)
6. Wu Q. et al, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **23**, 130-132 (2011)
7. Lu C. et al, *J. Light. Technol.* **36**, 2796-2802 (2018)

МОДЕЛЬ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ИЗ ОДНОМОДОВОГО ВОЛОКНА С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ

Валюшина П.М.¹, Гилев Д.Г.^{1,2*}

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь

²Пермская научно-производственная приборостроительная компания, г. Пермь

*E-mail: danilgilev@gmail.com, GilevDG@pnpk.ru

Кольцевой оптический резонатор (КОР) представляется собой замкнутый контур, в котором световая волна складывается сама с собой в области связи резонатора. КОР состоит из двух прямых волноводных каналов, двух областей связи и замкнутого оптического контура (Рис.1).



Рис. 1. Схема оптического кольцевого резонатора

E_n – распространяющиеся электромагнитные волны ($n = 1, 2, 3, 4, 5$), R – радиус кольца, k_1 – коэффициент связи в первой области связи,

t_1 – коэффициент прохождения в первой области связи, k_2 – коэффициент связи во второй области связи,

t_2 – коэффициент прохождения во второй области связи

В области связи происходит интерференция сигналов, т.к. часть мощности делится, происходит два интерференционных процесса: вне контура – деструктивная интерференция, а внутри – конструктивная. Выходная мощность излучения (P_{out}) и мощность внутри кольцевого контура (P_{res}) определяются следующими формулами [1]:

$$P_{out} = \frac{a^2 + t^2 - 2 \cdot a \cdot t \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot n_{eff}}{\lambda}\right)}{1 + a^2 \cdot t^2 - 2 \cdot a \cdot t \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot n_{eff}}{\lambda}\right)}, \quad (1)$$

$$P_{res} = \frac{a^2 \cdot (1 - t)^2}{1 + a^2 \cdot t^2 - 2 \cdot a \cdot t \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot L \cdot n_{eff}}{\lambda}\right)}, \quad (2)$$

где t – коэффициент прохождения в области связи, L – длина оптического пути, a – амплитуда сигнала при одиночном проходе по контуру, n_{eff} – эффективный показатель преломления оптической моды внутри резонатора для длины волны λ .

Кольцевой волоконный резонатор (КВР) может быть получен путем сварки двух волоконно-оптических делителей с неравным коэффициентом деления, например, 90:10. По

выведенным формулам для выходной мощности излучения и мощности внутри кольцевого контура была построена математическая модель КВР. Для измерения параметров резонатора были построены графики спектрального распределения в диапазоне длин волн от 1550 до 1550,045 нм для различных длин замкнутого контура: $L = 0,5$ м (Рис. 2); $L = 0,2$ м (Рис. 3); $L = 0,1$ м (Рис. 4). Получен график зависимости мощности внутри кольцевой области от длины волны при изменении только коэффициента прохождения в первой области связи (Рис. 6).

При анализе экспериментальных данных по измерению спектральных распределений КВР замечено, что на выходном спектре наблюдается «вторичные» резонансные вырезы, с меньшей оптической мощностью на выходе. Данный эффект внутри резонансного контура, возможно, происходит из-за двулучепреломления, возникшего в результате изгиба волокна [2], таким образом, что энергия моды с одной поляризацией перекачивается в энергию моды с перпендикулярной поляризацией и возникает «второй» резонансный пик. Для проверки гипотезы была построена модель КВР для двух линейных поляризаций из следующего предположения: набег фазы ТЕ-волны и ТМ-волны будет составлять различные значения из эффекта двулучепреломления. В волноводной структуре для основной ТЕ-моды излучения показатель преломления равен n_{eff} , тогда как для ТМ-моды он будет составлять $n_{eff} + \Delta n$. Данное значение Δn зависит от многих факторов: от геометрических размеров резонатора, от состояния внешней среды, от материала волноводной структуры [3].

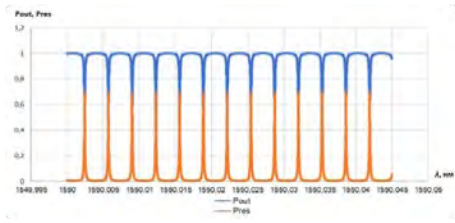


Рис. 2. Спектральные распределения при $L = 0,5$ м

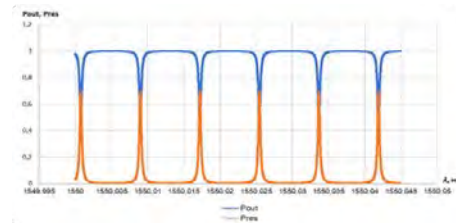


Рис. 3. Спектральные распределения при $L = 0,2$ м

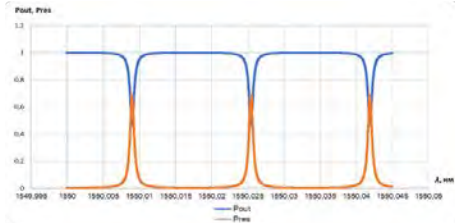


Рис. 4. Спектральные распределения при $L = 0,1$ м

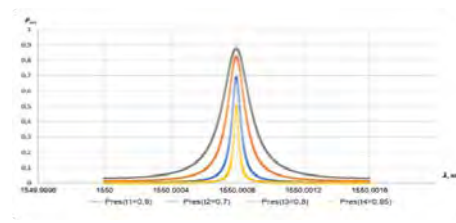


Рис. 5. Спектральные распределения при одной длине и для разных t

По предлагаемой модели изменялось значение Δn таким образом, чтобы рассмотреть случаи, когда разница фаз φ между двумя типами поляризации равны $\pi/2$, $\pi/4$, 2π ; были построены графики спектрального распределения для суммарной мощности внутри кольцевого резонатора (Рис. 6, 7, 8, 9).

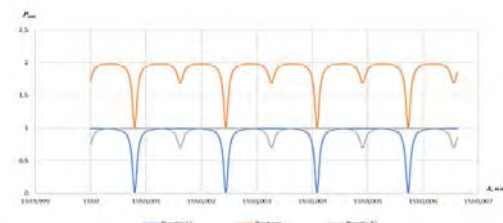


Рис. 6. Спектральное распределение КВП с двулучепреломлением в контуре

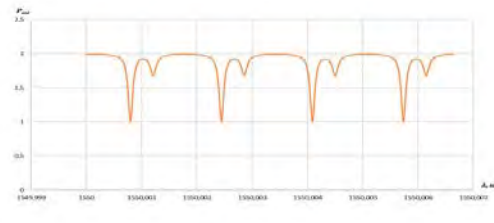


Рис. 7. Спектральное распределение при разнице фаз $\pi/4$ для двух ортогональных поляризаций

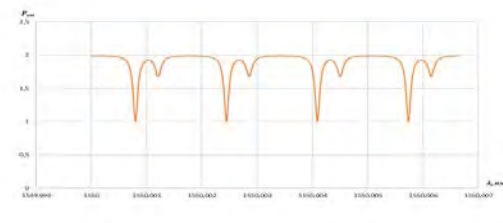


Рис. 8. Спектральное распределение при разнице фаз $\pi/2$ для двух ортогональных поляризаций

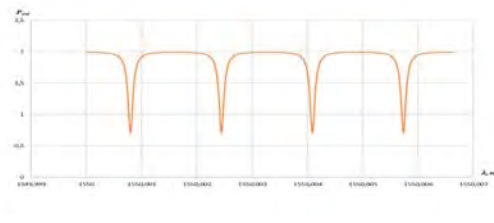


Рис. 9. Спектральное распределение при разнице фаз 2π для двух ортогональных поляризаций

В работе рассмотрен спектральный состав излучения, проходящего по кольцевому волоконно-оптическому резонатору. Выдвинуто объяснения появления вторичных резонансных пиков вследствие наведенного двулучепреломления. Построенная математическая модель качественно подтверждает выдвинутую гипотезу. В дальнейшем планируется достроить модель с учетом геометрических параметров (радиус и количество петель контура), а также сравнить полученные данные с экспериментальными исследованиями.

Данная работа выполнена в рамках Программы государственной поддержки компаний-лидеров, разрабатывающих и обеспечивающих внедрение продуктов, сервисов и платформенных решений преимущественно на основе технологий и решений для цифровой трансформации приоритетных отраслей экономики и социальной сферы (Договор № 2/549/2020 от 23.07.2020 г).

Литература

1. Ramon Jose Perez Menendez. *Fiber-Optic Ring Resonator Interferometer UNED*, 3-16 (2018)
2. Lefevre H.C. *The fiber-optic gyroscope*. – Artech house, 2014
3. Wang X., He Z., Hotate K. *Reduction of polarization-fluctuation induced drift in resonator fiber optic gyro by a resonator with twin 90° polarization-axis rotated splices //Optics express*. – 2010. – Т. 18. – №. 2. – С. 1677-1683

ВЛИЯНИЕ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДОВ В СИСТЕМЕ ЭЛЕКТРОДОВ В МОДУЛЯТОРАХ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Пономарев Р.С.^{1,2*}, Константинов Ю.А.², Сосунов А.В.¹, Вольхин И.Л.¹

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь

²Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук, г. Пермь

*E-mail: rsponomarev@gmail.com

Модуляторы на основе кристалла ниобата лития используются в системах передачи данных и волоконно-оптических гироскопах. Эти устройства обладают высокой эффективностью и широкой полосой пропускания оптического и радиочастотного сигнала. Обычно волноводы в таких модуляторах формируются методом ионного обмена, являются асимметричными и обладают низким контрастом ($\Delta n \leq 0.02$). Волноводы такого типа работают вблизи границы отсечки фундаментальной моды и в случае небольшого падения контраста могут переходить в режим, при котором фундаментальная мода излучения перестает каналироваться.

Такое явление описано в работе [1] и происходит при действии в кристалле ниобата лития пироэлектрического эффекта, т.е. в случае изменения температуры кристалла. Авторами работы [1] исследовались образцы интегрально-оптических модуляторов фазы излучения, волноводы в которых были сформированы методом протонного обмена в бензойной кислоте. Кроме того, на поверхности исследуемых модуляторов вдоль волноводов были сформированы электроды, находящиеся на расстоянии около 3 мкм от канального волновода. В результате экспериментов было показано, что в случае, если электроды замыкались накоротко, действие пироэлектрического эффекта значительно ослаблялось и прекращения каналирования излучения не происходило. По-видимому, это объясняется тем, что электроды как-то участвуют в перераспределении заряженных дефектов вблизи поверхности кристалла и, соответственно, в области волновода [2].

В рамках данной работы мы исследовали движение зарядов в электроде при действии пироэлектрического поля E_{pyro} . При рассмотрении совокупности электрических полей, наблюдаемых при работе модулятора в условиях переменной температуры, было сделано предположение о том, что пироэлектрическое поле кристалла вблизи его поверхности приводит к перераспределению электронов в объеме электрода и у его поверхности, что вызывает дополнительное усиление пироэлектрического поля вблизи волновода E_{ind} . Модель такого процесса показана на рис. 1.

Для подтверждения данной гипотезы была собрана установка, в которой электроды модулятора подключались к цифровому осциллографу высокого разрешения, а температура модулятора менялась

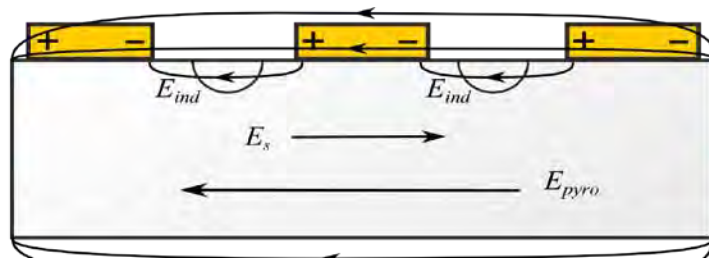


Рис. 1. Электрические поля в кристалле ниобата лития при действии пироэлектрического эффекта

контролируемо с помощью термокамеры. Система электродов и измерительные кабели тщательно экранировались от внешних электрических наводок. Измеряемые модуляторы были основаны на протонообменных канальных волноводах, полярные грани модуляторов не закорачивались.

В результате измерений показано, что действие пироэлектрического эффекта действительно приводит к появлению дополнительного поля, направление которого совпадает с направлением пироэлектрического поля, обусловленного спонтанной поляризацией кристалла.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 19-48-590018 р_а.

Литература

1. Ponomarev R. et al, *Appl.Sci.* **9(21)**, 4585 (1-10) (2019)
2. Kostritskii S. et al, *Ferroelectrics*. **574(1)**, (170-178) (2021)

ТРАССОПОИСКОВЫЕ МЕТОДЫ ДЛЯ ПОЛНОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО КАБЕЛЯ

Бурдин В.А., Барашкин А.Ю., Гуреев В.О.*, Дашков М.В., Евтушенко А.С., Шабан О.В.

Поволжский государственный университет телекоммуникации и информатики, г. Самара

**E-mail: gureevvo.rabota@gmail.com*

Трассопоисковые работы являются неотъемлемой частью процессов строительства и технической эксплуатации кабельных линий. Особенно важную роль они играют для подземных коммуникаций. Наиболее широкое применение на кабельных линиях связи нашли индукционные методы. На рынке представлен большой выбор средств для реализации данных методов. Однако индукционные методы неприменимы на трассах полностью диэлектрических кабелей.

Вместе с тем, возможность создания полностью диэлектрических конструкций является одним из существенных преимуществ волоконно-оптических кабелей связи. Такие конструкции оптических кабелей подвешиваются на линиях высокого напряжения (ЛВН), контактной сети электрифицированных железных дорог (эл.ж.д.). При прокладке в грунт полностью диэлектрические кабели не требуют дополнительной защиты на участках сближения с ЛВН и эл.ж.д., оборудования заземлений и контрольно-измерительных пунктов (КИП) и других дополнительных мер по обеспечению электробезопасности. Однако, для их нормальной эксплуатации также требуются методы и средства для поиска трассы прокладки полностью диэлектрического кабеля, локализации его мест повреждения на трассе.

Отдельно следует сказать о применении трассопоисковых методов на линейно-кабельных сооружениях транспортной многоканальной коммуникации волоконно-оптических линий связи (ЛКС ТМК ВОЛС). В общем случае ТМК предполагает прокладку в свободных каналах кабелей с металлическими проводниками, которые могут использоваться для выполнения трассопоисковых работ индукционными методами. Однако в этом случае требуется применение дополнительных мер по электробезопасности, включая оборудование заземлений, КИП и т.п., что зачастую нежелательно, а в случае прокладки пакетов микротрубок в мини-траншеи вдоль автомобильных дорог и не всегда возможно. Как следствие, задачи строительства и технической эксплуатации ВОЛС с полностью диэлектрическим оптическим кабелем на участках ЛКС ТМК без металлических проводников требуют разработки методов и средств определения местоположения коммуникаций в данных условиях.

В работе рассмотрены известные решения, которые могут быть применены для трассопоисковых работ на линиях с полностью диэлектрическим оптическим кабелем. В частности, привязки на местности по GPS/ГЛОНАСС, индукционные методы с временной прокладкой проводников, системы электронного маркирования, георадары, системы акустического мониторинга. Представлены разработки, базирующиеся на применении систем акустического мониторинга на основе фазочувствительного импульсного оптического рефлектометра с оптическими волокнами кабелей, для которых осуществляется поиск, в качестве распределенных акустических сенсоров.

Отмечено, что наиболее приемлемыми для решения задач выполнения трассопоисковых работ на линиях полностью диэлектрического волоконно-оптического кабеля являются системы электронного маркирования и волоконно-оптические системы акустического мониторинга. Системы электронного маркирования требуют дополнительного оборудования ЛКС ВОЛС и не могут быть использованы для локализации мест повреждения кабеля. Системы акустического мониторинга на ЛКС ТМК ВОЛС могут быть использованы не только для трассопоисковых работ, но и для мониторинга состояния ТМК. В качестве перспективного следует рассматривать совместное применение систем электронного маркирования и акустического мониторинга.

ТЕСТИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН В КОНСТРУКЦИЯХ КАБЕЛЕЙ МЕТОДОМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Барашкин А.Ю.^{1*}, Бурдин А.В.^{1,2}, Бурдин В.А.¹, Дашков М.В.¹, Евтушенко А.С.¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникации и информатики, г. Самара
²Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова
*E-mail: aleksej.barashkin@bk.ru

В данной работе рассматривается способ неразрушающего контроля состояния оптических волокон в конструкциях кабелей, базирующийся на измерениях параметров сигналов нелинейной акустической эмиссии испытуемого оптического волокна при использовании его в качестве акустического датчика. Рассмотрены теоретические основы предлагаемого метода, дано описание и приведены основные положения его реализации. Описана экспериментальная установка и используемое при проведении экспериментов оборудование (источники акустического воздействия, вибраторы, звукоизолирующие боксы и т.п.). Дано описание технологии подготовки образцов кабеля для испытания оптических волокон с разной степенью деградации. В целях сравнения, все образцы оптических волокон, прошедшие акустический контроль, в дальнейшем тестировались на прочность либо 2-х точечным методом, либо на разрыв. Представлены результаты эксперимента для оптических волокон с искусственно нанесенными дефектами, для искусственно «состаренных» оптических волокон, для волокон образцов кабелей, изъятых с кабельных линий, введенных в эксплуатацию в разные годы. Полученные результаты демонстрируют потенциальные возможности предлагаемого метода для контроля актуального состояния оптического волокна в конструкции оптического кабеля.

Литература

1. Патент RU 2743737,6 (2021)

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОЦЕНОК РАДИУСОВ ИЗГИБА ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЗАТУХАНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1650 НМ

Бурдин В.А., Дашков М.В., Евтушенко А.С.*, Никулина Т.Г., Яблочкин К.А.

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара
*E-mail: alex2194ru@yandex.ru

Данная работа посвящена проблеме измерений распределений кривизны оптических волокон в вдоль кабеля. Как известно кривизна оптического волокна в кабеле однозначно связана с его радиусами изгиба и его избыточной длиной в модульной трубке кабеля. Для кабельных изделий степень равномерности распределения избыточной длины волокон вдоль модуля в оптическом кабеле иногда используют как оценку качества кабельного изделия. На кабельных магистралях измерения распределений кривизны волокон вдоль кабельной линии выполняют в целях выявления участков с недопустимо малыми радиусами изгиба оптического волокна [1-4]. Для этих целей для кабелей с оптическими волокнами, соответствующими рекомендациям G.652, еще с конца прошлого века с успехом использовали метод, основанный на рефлектометрических измерениях коэффициента затухания оптических волокон на длине волны 1625 нм или 1650 нм [1-4].

В [5] предложен метод измерений распределений радиуса изгиба оптического волокна вдоль кабеля, заключающийся в том, что предварительно с помощью оптического рефлектометра выполняют измерения характеристики обратного релеевского рассеяния для ряда длин волн, затем по этим характеристикам для каждой i -той длины волны вычисляют распределения коэффициента затухания оптического волокна по формуле

$$\alpha(z, \lambda_i) = \frac{1}{\Delta z} \cdot \left| 5 \cdot \lg \left[\frac{P(z - 0,5\Delta z, \lambda_i)}{P(z + 0,5\Delta z, \lambda_i)} \right] \right| \quad (1)$$

где, λ_i – i -тая длина волны, на которой были выполнены измерения; $P(z, \lambda_i)$ – значение мощности обратного рассеяния измеренной характеристики в точке с координатой z ; Δz – длина участка, на котором определяется коэффициент затухания; $\alpha(z, \lambda_i)$ – значение коэффициента затухания оптического волокна на длине волны λ_i в точке с координатой z .

После чего, рассчитывают распределение радиуса изгиба оптического волокна по формуле:

$$R(z) = R_C - \Delta\alpha(z, \lambda_i) / \eta(\lambda_i) \quad (2)$$

Здесь, $R(z)$ – радиус изгиба оптического волокна в точке с координатой z ; R_C – критическое значение радиуса изгиба волокна, при котором дополнительными потерями на изгибе можно пренебречь; $\eta(\lambda_i)$ – параметр, зависящий от длины волны.

$$\Delta\alpha(z, \lambda_i) = \alpha(z, \lambda_i) - \alpha_C(\lambda_i) \quad (3)$$

где $\alpha_C(\lambda_i)$ – значение коэффициента затухания оптического волокна на длине волны λ_i при радиусе изгиба $R \geq R_C$. Параметры $\alpha_C(\lambda_i)$, R_C , $\eta(\lambda_i)$ определяются либо экспериментально, по результатам испытаний, либо вычисляются.

За счет того, что радиусы изгиба оптического волокна определяются по приращениям затухания при изменении длины волны, исключаются погрешности, связанные с потерями, не зависящими от изгибов волокна.

В данной работе предлагается вместо (2) для описания зависимости потерь от радиуса изгиба использовать хорошо зарекомендовавшую себя известную формулу Маркузе [6]

$$\Delta\alpha_R = \frac{\sqrt{\pi}k^2 \cdot \exp\left[-\frac{2}{3} \cdot \frac{w^3}{\beta_g^2} R\right]}{2w^{3/2}V^2\sqrt{R} \cdot K_{\nu-1}(wa)K_{\nu+1}(wa)}, \quad (4)$$

Здесь

$$V^2 = k^2 a^2 (n_0^2 - n_c^2); \quad k = 2\pi / \lambda,$$

a – радиус сердцевины световода оптического волокна; n_0, n_c – показатели преломления сердцевины и оболочки световода оптического волокна, соответственно; β_g – постоянная распространения моды; w – волноводный параметр оболочки световода; $K_\nu(z)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода порядка ν от аргумента z ; λ – длина волны.

В работе рассмотрена методика, согласно которой измерения выполняются на двух длинах волн 1550 нм и 1650 нм и по оценкам приращения потерь при увеличении длины волны вычисляются распределения радиусов изгиба оптического волокна по длине модульной трубки. В целях сравнения вычисления производились как с использованием формулы (2), так и формулы (4). Для верификации методики были выполнены эксперименты на лабораторных макетах. Описание экспериментов и результаты тестирования представлены в данной работе. Также, в качестве примера, представлены распределения кривизны оптического волокна вдоль кабеля, полученные по результатам измерений на участках кабельной линии.

Литература

1. Koga H. et al, ICC-91Proceedings, 0323–0329 (1991)
2. Kurashima T. et al, Appl. Opt. 30, 334-337 (1991)
3. Sankawa I. et al, IEICE Transactions on Communications E76-B(4), 402–409 (1993)
4. Nakao N. et al, J. Lightwave Technology 19(10), 1513-1520 (2001)
5. Chen, H. et al., Patent US 2014/0362367 (2014)
6. Marcuse D., J. Opt. Soc. Am., **66(3)**, 216-220 (1976)

ПРИМЕНЕНИЕ ПРИНЦИПОВ МІМО ДЛЯ АВТОМАТИЗАЦИИ ПОИСКА СОБЫТИЙ, ОТОБРАЖАЮЩИХ СВАРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН НА РЕФЛЕКТОГРАММАХ

Зайцева Е.С.¹, Бурдин А.В.^{1,2}, Бурдин В.А.¹, Прапорщиков Д.Е.¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара

²Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова

*E-mail: zaytzewa@inbox.ru

В работе рассматриваются проблемы поиска событий на рефлектограммах в системах автоматизированного мониторинга оптических волокон и, в частности, задача автоматизации поиска неотражающих событий, отображающих сварные соединения оптических волокон на характеристиках обратного рассеяния, полученных с помощью импульсного оптического рефлектометра. В [1] для обнаружения и локализации неотражающих событий на сварных соединениях оптических волокон кабельной линии на элементарном кабельном участке было предложено использовать принципы технологии МІМО (Multiple Input, Multiple Output). Данная технология с успехом применяется в системах радиолокации. Благодаря ей удается существенно повысить вероятность и точность обнаружения целей при значительном снижении отношения сигнал/помеха. Она предусматривает передачу пространственно-разнесенных зондирующих сигналов, прием эхо-сигналов и совместную обработку принятых сигналов. Здесь, для поиска неотражающих событий предлагается совместная обработка характеристик обратного рассеяния оптических волокон кабельной линии, полученных при зондировании каждого из оптических волокон отдельно. Сварные соединения оптических волокон, расположенные в одной муфте, отображаются на рефлектограммах событиями, расположенными в непосредственной близости друг от друга и, при этом, они различаются между собой практически только за счет потерь вносимых срезками волокон. Это позволяет предположить, что совместная обработка характеристик обратного рассеяния группы оптических волокон кабельной линии позволит увеличить вероятность обнаружения на них неотражающих событий.

В работе предложен алгоритм совместной обработки рефлектограмм оптических волокон кабельного участка. Описаны модель и алгоритм вычисления оценок вероятности обнаружения местоположения муфт на кабельном участке по результатам совместной обработки рефлектограмм группы оптических волокон. Введен критерий эффективности применения принципов МІМО для обнаружения местоположения муфты на характеристиках обратного рассеяния оптических волокон кабельной линии, равный

$$C_N = \frac{P_N}{P_1} \cdot \frac{\sigma_1}{\sigma_N},$$

Здесь P_N , σ_N и P_1 , σ_1 – оценки среднего значения и среднеквадратического отклонения вероятности обнаружения муфты, рассчитанные по рефлектограммам группы из N волокон и одной рефлектограмме, соответственно. Рассчитаны оценки вероятности идентификации муфты на кабельном участке и оценки параметра C_N в зависимости от количества оптических волокон в группе с учетом порогового для рефлектометра значения отношения сигнал/помеха. Введенный параметр эффективности применения принципов МІМО растет с увеличением числа волокон. Для 4-х волокон он равен в 1.6 – 2.4 раза. Для 48 волокон в 2.8 – 8.60 раз. А для 144 волокон в 3.22 – 12.95 раз.

В целом, анализ показал, что совместная обработка рефлектограмм существенно увеличивает вероятность обнаружения муфт на рефлектограммах оптических волокон кабельной линии. Вместе с тем, если не применять специальных алгоритмов обработки рефлектограмм, то увеличение числа совместно обрабатываемых рефлектограмм даже до 144 с надежностью 0.9 позволяет выявить не более чем 35% - 75% от всех муфт на участке в зависимости от длины участка и параметров рефлектометра. Это позволяет сделать заключение о целесообразности совместного применения принципов МІМО и вышеуказанных специальных алгоритмов обработки.

Литература

1. RU 2698962C2, БИ 25 (2019)

НОВЫЕ СХЕМЫ ШЕСТОГО ПОРЯДКА ДЛЯ ПРЯМОЙ ЗАДАЧИ ЗАХАРОВА-ШАБАТА

Медведев С.Б.^{1,2}, Васева И.А.^{1,2*}, Чеховской И.С.¹, Федорук М.П.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Федеральный исследовательский центр институт вычислительных технологий, г. Новосибирск

*E-mail: vaseva.irina@gmail.com

В телекоммуникационных приложениях широко используется нелинейное уравнение Шредингера (НУШ), поскольку оно позволяет описывать распространение импульсов в оптоволокне. В последнее время активно исследуются некоторые новые подходы к решению НУШ, основанные на решении обратной задачи рассеяния (ОЗР). Они дают возможность компенсировать нелинейность оптоволокна и выйти за пределы ограничений линейных методов передачи. Первым этапом в методе ОЗР является решение прямой задачи рассеяния для системы Захарова-Шабата (ЗШ). При этом по заданному сигналу определяются спектральные данные. Затем по элементарным формулам проводится эволюция спектральных данных. На третьем этапе решается обратная задача: сигнал восстанавливается при помощи решения уравнения Гельфанда-Левитана-Марченко. Таким образом можно получить решение НУШ при любой длине оптоволокна.

Данная работа посвящена решению прямой задачи ЗШ. Обзор численных методов для решения этой задачи можно найти в [1]. Несмотря на большое количество работ по этой тематике, разработка вычислительных методов повышенной точности для решения прямой задачи ЗШ остается актуальной проблемой в оптике. Высокая точность очень важна в задачах, где необходимо анализировать структуру сложных сигналов. Кроме того, многосолитонные импульсы потенциально могут быть использованы для передачи данных в оптоволокне. Чтобы правильно описывать такие сложные сигналы и их спектральные параметры, необходимы более точные и быстрые численные методы.

В данной работе мы рассматриваем экспоненциальную схему шестого порядка ES6, основанную на разложении Магнуса [2] согласно методике, предложенной в [3]. Также мы предлагаем новые схемы ES6_P3 и ES6_P4, построенные при помощи применения диагональной аппроксимации Паде 3-го и 4-го порядка соответственно. Эти схемы позволяют использовать быстрые алгоритмы с низкой вычислительной сложностью, что важно при решении системы для большого количества значений спектральных параметров.

Важным свойством системы ЗШ является сохранение квадратичного инварианта системы для действительного спектрального параметра. Вычислительные схемы для решения задачи ЗШ также должны обладать этим свойством, то есть являться консервативными. Поскольку интегрирование происходит на большой области, то сохранение квадратичного инварианта должно быть точным. Консервативные численные схемы позволяют более точно рассчитать коэффициент отражения, что особенно важно для различных телекоммуникационных задач, связанных с кодированием. Предложенные схемы ES6, ES6_P3, ES6_P4 являются консервативными.

На рисунках представлены результаты сравнения данных схем со схемой шестого порядка CF₄^[6], предложенной в работе [4]. Сравнение проведено в случае нормальной дисперсии на примере классического сигнала, заданного в виде chirпованного гиперболического секанса [3]. На Рис. 1 представлены среднеквадратичные погрешности вычисления спектральных данных в зависимости от количества точек, на которых задан исходный сигнал. Рис. 2 демонстрирует соотношение точности ко времени расчета. Максимальную эффективность показывает схема ES6_P4. На Рис. 3 показано отклонение квадратичного инварианта \mathcal{H} от единицы. На Рис. 3 (слева) представлена зависимость от спектрального параметра. При этом в схемах ES6, ES6_P3, ES6_P4 было использовано $M = 2048$ точек для задания сигнала. Схема CF₄^[6] требует вычисления вспомогательных значений сигнала в специальных точках, для этого используется интерполяция, основанная быстрым преобразованием Фурье. Дополнительные значения требуются в двух точках на каждый интервал расчетной сетки. На Рис. 3 (слева) общее число точек, используемых схемой CF₄^[6] для расчета, $M = 3072$. В центральной части графика наблюдается увеличение значений погрешности у всех схем. Это объясняется тем, что спектральные данные в этой зоне имеют очень большие значения, что приводит к большой вычислительной погрешности при подсчете их разности. Рис. 3 (справа) демонстрирует среднеквадратичную погрешность сохранения инварианта \mathcal{H} в зависимости от числа узлов M . Рис. 3 подтверждает, что новые схемы являются консервативными, в отличие от схемы CF₄^[6].

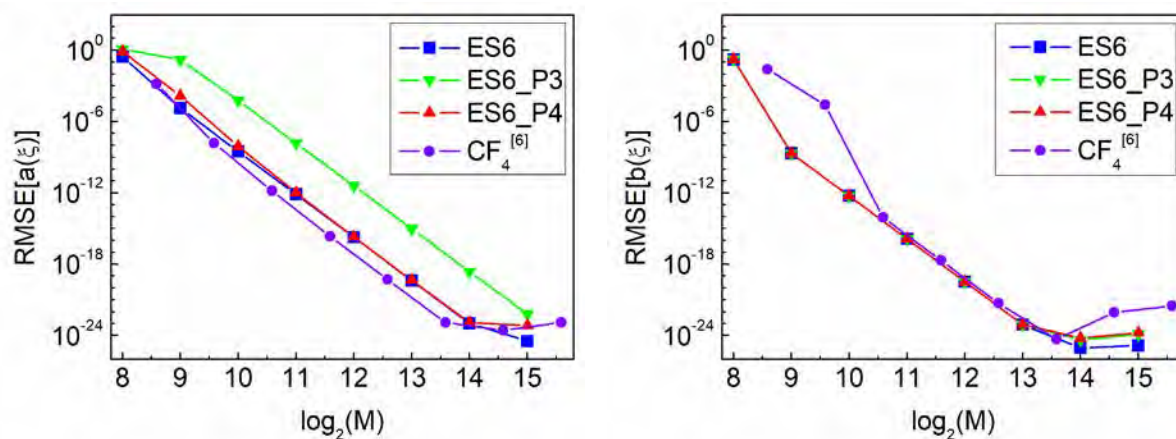


Рис. 1. Среднеквадратичная погрешность вычисления спектральных данных в зависимости от числа точек M , в которых задан исходный сигнал

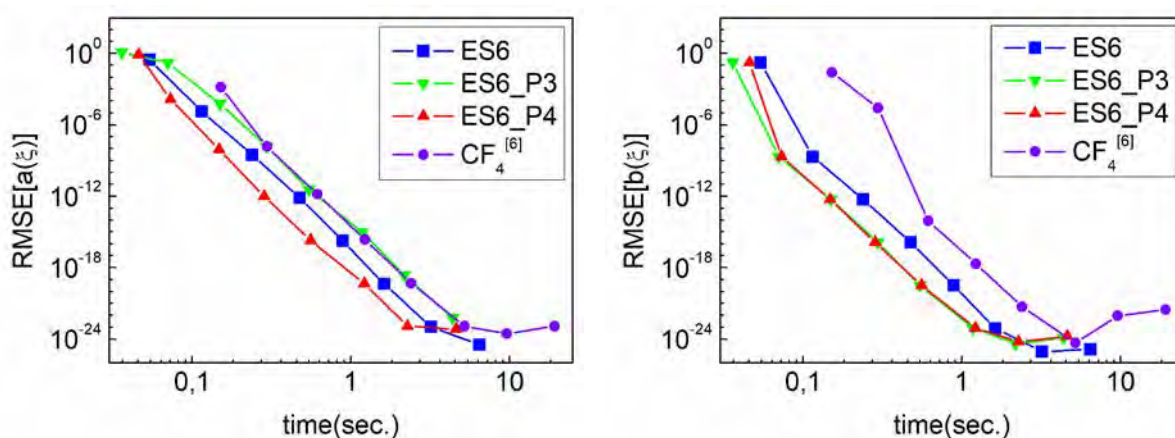


Рис. 2. Среднеквадратичная ошибка вычисления спектральных данных в зависимости от времени расчета

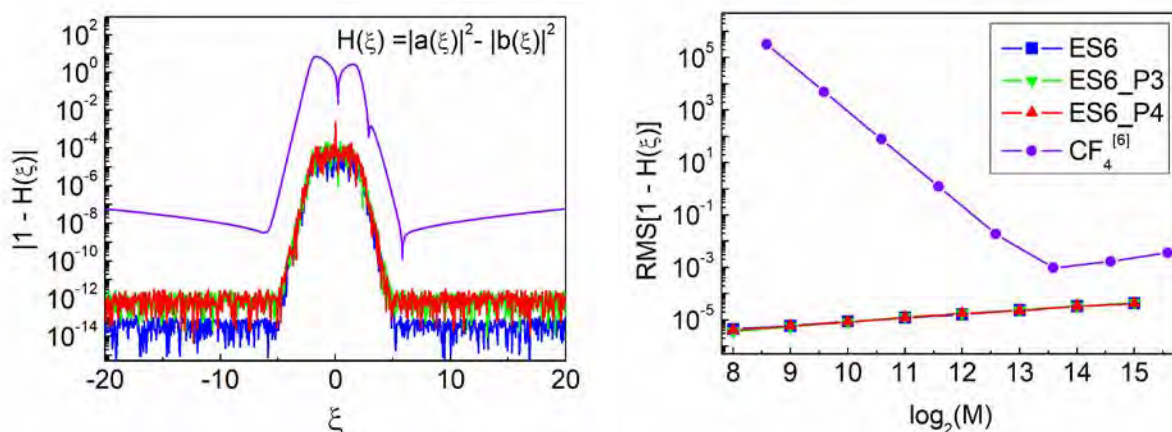


Рис. 3. Сохранение квадратичного инварианта H в зависимости от спектрального параметра (слева). Сохранение усредненного квадратичного инварианта в зависимости от числа точек M (справа)

Работа Медведева С.Б. (теоретические исследования), Васевой И.А. и Чеховского И.С. (численные исследования) поддержана государственным заданием на проведение фундаментальных исследований FSUS-2020-0034, работа Ф.М.П. (обзор литературы) выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант No.20-11-20040).

Литература

1. Vasylychenkova A. et al, *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* 68, 347–371 (2019)
2. Magnus W., *Commun. Pure Appl. Math.* 7, 649-673 (1954)
3. Medvedev S. et al, *Opt. Express* 28, 20-39 (2020)
4. Chimmalgi S., Prins P.J., Wahls S., *IEEE Access* 7, 145161-145176 (2019)

АЛГОРИТМ ОТБОРА СТРОИТЕЛЬНЫХ ДЛИН С НАИБОЛЬШЕЙ ВЕРОЯТНОСТЬЮ ОТКАЗА НА УЧАСТКАХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ КАБЕЛЬНОЙ ЛИНИИ НЕЧЕТКИМ МЕТОДОМ АНАЛИЗА ИЕРАРХИЙ

Бурдин В.А., Гаврюшин С.А., Масюк С.С., Нижгородов А.О.^{*}, Никулина Т.Г.

Поволжский государственный университет телекоммуникации и информатики, г. Самара

^{}E-mail: anton.socol2017@yandex.ru*

Задача отбора строительных длин с наибольшей вероятностью отказа на участках волоконно-оптической кабельной линии фактически является задачей поиска «слабого звена» на трассе волоконно-оптической линии связи. Будем ее рассматривать как задачу определения строительных длин кабеля на элементарном кабельном участке, на которые по данным технической документации в процессе эксплуатации оказывалось наибольшее воздействие и для которых, соответственно, следует ожидать большую, по сравнению с остальными, вероятность повреждения оптических волокон. При такой постановке задача фактически сводится к задаче многокритериального выбора объектов, решение которой базируется на методах анализа иерархий. Волоконно-оптические линии связи относятся к сложным системам, к которым предъявляются высокие требования по надежности. Анализ надежности таких систем базируется как на четких, так и нечетких данных. Как следствие для подобных систем, как правило, применяют нечеткие методы анализа иерархий (НМАИ). Соответственно, для отбора строительных длин, для которых по данным технической эксплуатации кабельной линии ожидается большая вероятность повреждений по сравнению с остальными, использовали адаптированные для рассматриваемых условий известные алгоритмы реализации НМАИ [1-4]. Причем, при используемом подходе, результат выполнения НМАИ – вектор весовых коэффициентов не является вектором нечетких чисел.

Общий алгоритм отбора строительных длин на участке ЛКС ТМК ВОЛС включает следующие шаги:

- Формирование набора критериев – факторов, влияющих на вероятность повреждения строительной длины ОК на трассе ЛКС ТМК ВОЛС.
- Ранжирование критериев на основе НМАИ.
- Ранжирование объектов – строительных длин на участке ЛКС ТМК ВОЛС на основе НМАИ для каждого отдельного фактора.
- Построение из векторов локальных приоритетов, полученных в результате ранжирования объектов по алгоритму НМАИ, матрицы приоритетов.
- Вычисление вектора глобальных приоритетов. Локальные приоритеты в матрице, присущие каждой альтернативе, умножаются на приоритет каждого критерия, а результат суммируется.

На рис.1 и рис. 2 в качестве примера представлены результаты, полученные для двух участков двух разных волоконно-оптических кабельных линий.

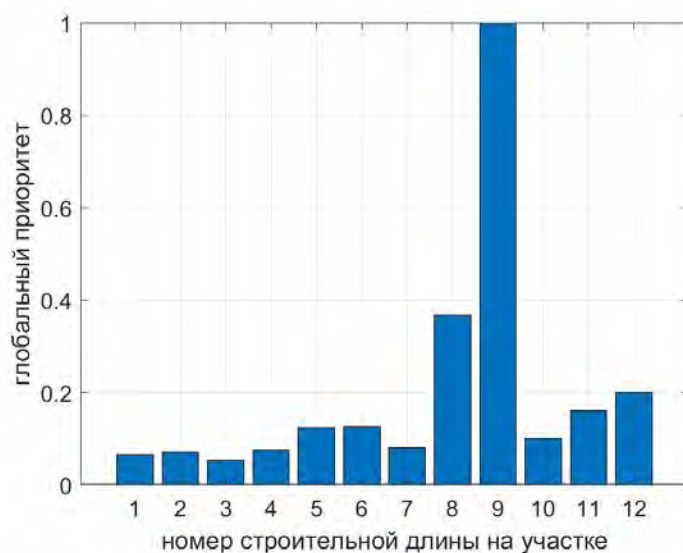


Рис.1. Вектор глобальных приоритетов для участка ВОЛС №1

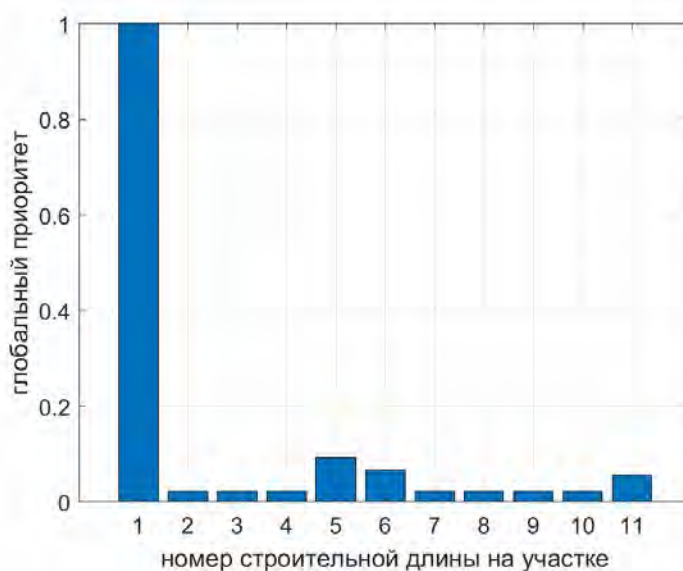


Рис.2. Вектор глобальных приоритетов для участка ВОЛС №2

Литература

1. Chang, D.-Y., *European Journal of Operational Research* **95**(3), 649 – 655 (1996)
2. Catak F.O. et al, *International Journal of Information Sciences and Techniques* **2**(4), 29–38 (2012)
3. Almulhim T. et al, *International Journal of Artificial Intelligence and Interactive Multimedia.* **2**(3), 7–14 (2013)
4. Jia Xiong Wei et al, *Advanced Materials Research* **1092-1093**, 429–433 (2015)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ АБЛЯЦИИ МЫШЕЧНЫХ ТКАНЕЙ НЕПРЕРЫВНЫМ И УЛЬТРАКОРОТКИМ ИМПУЛЬСНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДВУХМИКРОННОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА

**Копьева М.С.^{1,2*}, Филатова С.А.¹, Камынин В.А.¹, Козликина Е.И.^{1,3}, Асташов В.В.²,
Лощенов В.Б.^{1,3}, Чехлова Т.К.², Цветков В.Б.¹**

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, г. Москва

²Российский университет дружбы народов, г. Москва

³Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва

*E-mail: mashutka_kopyova@mail.ru

Гольмиевые (Ho³⁺) лазерные системы с длиной волны излучения 2 – 2.1 мкм широко применяются во многих медицинских областях: урология, дерматология, хирургия др. Это связано с высоким поглощением лазерного излучения водой, содержащейся в мягких тканях. В предыдущих исследованиях по абляции мягких тканей рассматривались твердотельные тулиевые и гольмиевые лазеры, работающие в непрерывном или импульсном режимах [1], а также тулиевые волоконные лазеры [2].

В данной работе сравнивалось воздействие на биологические ткани ex-vivo полностью волоконными гольмиевыми лазерами, работающими в непрерывном и импульсном режимах. Мощность непрерывного гольмиевого лазера составляла до 1.5 Вт на длине волны 2.1 мкм. В качестве импульсного источника использовался гольмиевый волоконный лазер, работающий в режиме гибридной синхронизации мод, и гольмиевый волоконный усилитель (MOPA system). Такая система генерировала импульсное излучение с длительностью 1 пс и частотой следования около 20 МГц на длине волны 2.07 мкм [3]. Излучение от волоконных лазеров подавалось через одномодовое волокно с FC-APC коннектором и фокусировалось с помощью оптического объектива (8 x 0.2 NA) перпендикулярно на поверхность исследуемых образцов. Диаметр сфокусированного пучка составил 40 мкм. В качестве материала использовалась спинная мышечная ткань свиньи комнатной температуры, для предотвращения высыхания поверхность опрыскивалась физиологическим раствором. Оценка диаметра и глубины абляционного кратера, а также изменения поверхности ткани проводились с помощью оптической микроскопии.

Исследование проводилось для двух значений средней выходной мощности 252 мВт и 300 мВт двух режимов работы лазера, время воздействия было выбрано 1 сек, 5 сек, 30 сек и 59 сек. На рис. 1 (а,б) представлена временная динамика абляционного процесса для средней мощности 300 мВт. Плотность мощности непрерывного излучения составляла $0.24 \cdot 10^5$ Вт/см², а пиковая плотность мощности для импульсного лазера – $12 \cdot 10^5$ Вт/см². Видимые термические изменения диаметром 0.5 мм на поверхности ткани наблюдались в первую секунду воздействия. Со временем, зона, подверженная воздействию лазерного излучения увеличивалась, и в ее центре образовывалась зона абляции. Это было заметно на 20 секунде для непрерывного лазерного воздействия и на 5 секунде для импульсного воздействия. Абляционный кратер и карбонизация ткани вокруг него наблюдались через 30 секунд импульсного облучения. Плотности мощности непрерывного излучения было недостаточно для образования абляционного кратера и карбонизации ткани. Увеличение средней выходной мощности для непрерывного лазера до 400 мВт приводило к их образованию. Воздействие средней мощностью 252 мВт показало схожие результаты для обоих режимов работы лазера.



Рис. 1. Временная динамика абляционного процесса при воздействии а) непрерывным и б) импульсным лазерным излучением средней мощностью ~300 мВт
1 – зона, подверженная воздействию лазерного излучения, 2 – зона абляции, 3 – абляционный кратер

Таким образом, мы сравнили эффективность абляции и тканевые эффекты, создаваемые гольмиевыми волоконными лазерами, работающими в непрерывном режиме и режиме ультракоротких импульсов. Режим ультракоротких импульсов показал эффективную абляцию тканей и таким образом может применяться для быстрого удаления или разрезания мягких тканей с минимальным термическим повреждением. Выбор конкретного режима абляции, регулировки средней мощности и времени экспозиции можно использовать для различных хирургических применений.

Работа выполнена на базе Научного центра мирового уровня «Фотоника» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (№075-15-2020-912).

Литература

1. Antipov O.L. et al, *Medical Laser Application* **26**, 67–75 (2011)
2. Huang Y. et al, *Opt. Express* **24**, 16674-16686 (2016)
3. Filatova S.A. et al, *Quant. Electron.*, **49(12)**, 1108 (2019)

ВОЛОКОННАЯ ЭРБИЕВАЯ ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ЗАДАЧ ФРАКЦИОННОГО ФОТО-ОМОЛОЖЕНИЯ

Коптев М.Ю.^{1*}, Морозов А.Н.², Муравьев С.В.¹, Лихачев М.Е.³, Ким А.В.¹

¹Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

²ООО «МеЛСиТек», г. Дзержинск

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН, г. Москва

*E-mail: max-koptev@ya.ru

В настоящее время лазеры находят широкое применение в медицине и косметологии, они широко используются для таких задач, как эпиляция, пилинг, удаление татуировок и нежелательных веснушек и сосудистых звездочек. Одним из новшеств современной косметологии является процедура фракционного фотоомоложения [1,2]. Суть этого метода состоит в формировании на поверхности кожи массива микроотверстий с четко контролируемой глубиной и диаметром. Клетки, находящиеся вокруг зон воздействия, начинают интенсивное деление, заполняя поврежденные места. В результате осуществляется стимулирование омолаживающих процессов в глубоких слоях дермы.

Нами была разработана эрбиевая полностью волоконная лазерная система для задач фракционного фотоомоложения. Система генерировала импульсы с длительностью варьируемой в диапазоне 200 мкс – 5 мс и управляемой частотой следования (100 Гц – 2.5 кГц) с пиковой мощностью в импульсе ~ 28 Вт. Поскольку создание импульсного волоконного лазера, с длительностью импульса сопоставимой со временем жизни активных ионов, является нетривиальной задачей, система была построена по принципу задающий генератор – усилитель мощности, в которой модуляция импульсов задающего генератора осуществлялась синхронно с импульсами накачки усилителя.

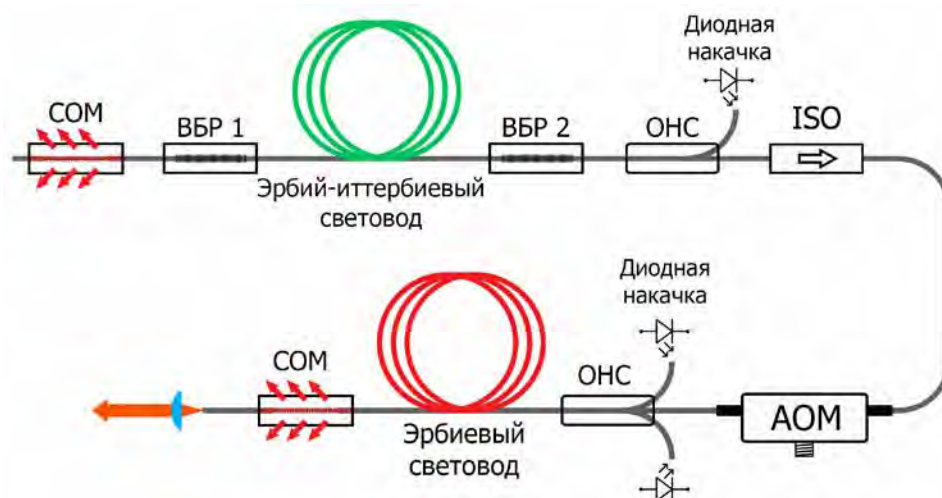


Рис. 1. Схема волоконной эрбиевой лазерной системы

В качестве задающего генератора был использован непрерывный волоконный лазер с линейным резонатором, сформированным двумя волоконными брегговскими решетками, с коэффициентами отражения 99% и 7% соответственно. Центральная длина волны решеток была выбрана исходя из максимума эффективности усилителя мощности и составила 1574 нм. В качестве активного световода был использован эрбий-иттербиевый световод с диаметром сердцевины 6 мкм, накачка которого осуществлялась по оболочке, многомодовым лазерным диодом на длине волны 940 нм. Лазер генерировал непрерывное излучение мощностью 1,5 Вт на длине волны 1574,2 нм. В нашем случае выходная мощность лазера была ограничена максимальной входной мощностью акустооптического модулятора.

Формирование оптических импульсов осуществлялось при помощи акустооптического модулятора, с длительностью нарастания/спада порядка 20 нс. Пиковая мощность импульсов на выходе модулятора, с учетом потерь, составила 500 мВт. Усилитель мощности был построен на

эрбиевом световоде с большой площадью поля моды (БППМ). Данный световод имеет диаметр сердцевины 30 мкм, для лучшего поглощения накачки его оболочка выполнена в форме квадрата со стороной 125 мкм. В этом световоде, за счет солегирования сердцевины алюминием и фосфором, удается существенно подавить кластеризацию ионов эрбия и при этом обеспечить малую разницу показателей преломления сердцевины и оболочки, необходимую для работы световода в одномодовом режиме [3]. Длина активного световода была оптимизирована с точки зрения максимальной эффективности и составила 15 метров. Накачка световода осуществлялась в попутном направлении по оболочке двумя многомодовыми лазерными диодами со стабилизированной длиной волны 981 нм суммарной мощностью 120 Вт. Для подавления усиленного спонтанного излучения, а также сохранения формы усиливаемых импульсов, накачка активного световода осуществлялась синхронно со следованием импульсов затравки.

Нами были исследованы режимы работы лазерной системы с длительностью импульсов 200 мкс, 500 мкс, а также 1, 3 и 5 мс. Во всех режимах работы форма импульсов близка к прямоугольной. Однако в начале импульсов присутствует незначительное искажение формы связанное с конечной скоростью роста инверсии населенностей. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов, снятые при максимальной мощности накачки.

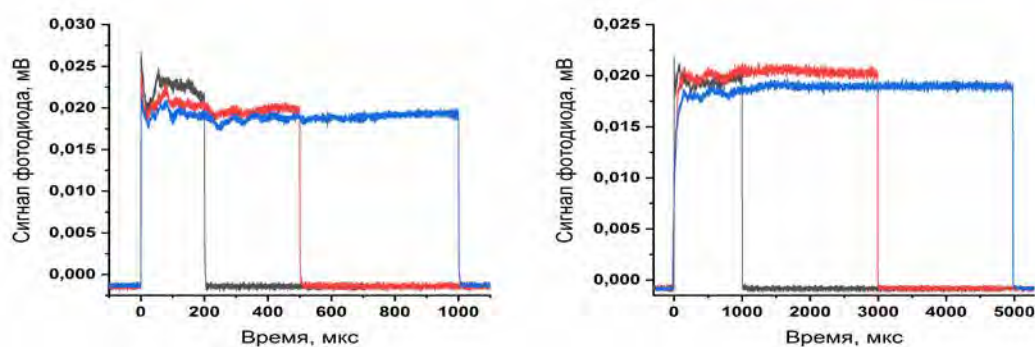


Рис.2. Осциллограммы импульсов на выходе эрбиевого усилителя

Эффективность во всех режимах работы (как для микросекундных так и для миллисекундных импульсов) была практически одинакова и составила 26%. Максимальная достигнутая пиковая мощность в режиме 200 мкс импульсов составила 28,6 Вт, в режиме 500 мкс импульсов – 27,2, а в режиме 1, 3 и 5 мс импульсов – 26 Вт.

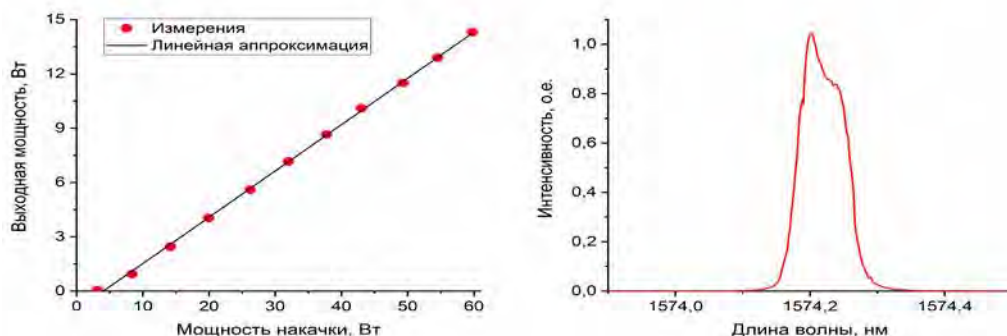


Рис.3. Зависимость средней выходной мощности от мощности накачки для режима 200 мкс импульсов (слева) и спектр сигнала на выходе усилителя при максимальной мощности (справа)

Спектр сигнала имел центральную длину волны 1574,2 нм и ширину по полувысоте 0,09 нм. В процессе работы спектр оставался стабильным и не испытывал каких-либо биений или дрейфа длины волны.

Поддержано НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

Литература

1. JinHui Cai et al, *J Cosmet Dermatol.* **8**, 1975-1979 (2020)
2. Penpun Wattanakrai, Suwimon Pootongkam, Salinee Rojhirunsakool, *Dermatol Surg.* **38(4)**, 610-622 (2012)
3. L.V.Kotov et al, *Opt. Letters* **38(13)**, 2230-2232 (2013)

ОПТОВОЛОКОННЫЙ ДАТЧИК ВИБРАЦИЙ ПОЧВЫ И СИСТЕМА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Туров А.Т.*, Константинов Ю.А., Белокрылов М.Е., Максимов А.Ю.

Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН

*E-mail: artemtur442@gmail.com

Акустические колебания могут оказывать на растения как отрицательное влияние [1], так и положительное [2], например, увеличивая урожайность на 30-40%. Hassanien и соавторами представлен обзор большого количества исследований влияния вибраций в частотном диапазоне от 50 до 5000 Гц на растительные культуры, их каллус и семена [3]. Сообщается о положительном влиянии вибраций на развитие пшеницы [4]. Авторы [2–4] предлагают использовать оптоволоконные датчики вибраций, зарекомендовавшие себя во многих отраслях [5–8], в качестве малоинвазивного распределённого инструмента контроля виброобстановки культурных растений и среды их произрастания, отмечая, что сейчас исследования в данной области, такие, как, например, определение диапазонов частот и амплитуд, оказывающих положительное и отрицательное влияния, ограничивается его отсутствием. Также предполагается, что подобный датчик сможет служить и для охраны культурных посевов.

Целью данной работы являлось создание распределённого оптоволоконного датчика акустических вибраций для нужд исследователей в области агрономии и вибрационной экологии.

Предлагаемый датчик (рис. 1) содержит в качестве источника излучения импульсный когерентный лазер с длиной когерентности порядка 13 км, позволяющий использовать такие преимущества когерентной рефлектометрии, как большой динамический диапазон и быстродействие при общей простоте и относительной дешевизне конструкции, поскольку избавляет от необходимости использования модуляторов с системой управления ими и опорного плеча или линии задержки,

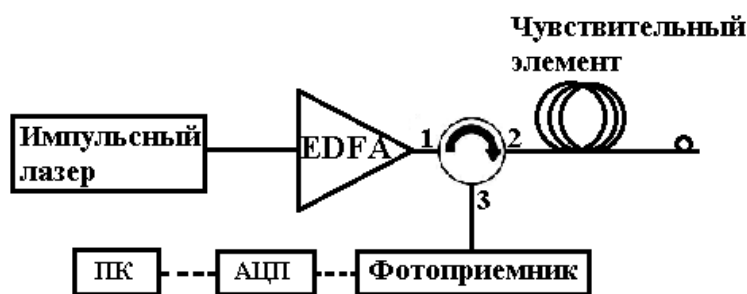


Рис. 1. Схематическое устройство предлагаемого датчика

поскольку рассеянное излучение интерферирует само с собой. Таким образом, регистрируемый сигнал (последовательность рефлектограмм) представляет собой набор устойчивых во времени и пространстве интерференционных пиков. Кроме того, простота и стабильность параметров работы достигаются и за счет отсутствия фильтров сигнала после оптического усилителя (EDFA) поскольку было выяснено, что доля излучения, вызванного усиленной спонтанной эмиссией и являющегося основным источником шума в EDFA, в общем спектре усиления значительно уменьшается при подаче на вход усилителя сигнала с мощностью выше некоторой пороговой. В качестве блока сбора и обработки данных используется ПК с АЦП «ЛА-n1usb», позволяющий записывать сигнал с частотой дискретизации до 2 ГГц при использовании одного канала.

Для определения характеристик и ограничений созданного датчика, а также оптимизации системы обработки данных, была проведена серия исследований. В результате было выяснено, что при данной конфигурации оборудования наименьшая достижимая длина импульса (которая в данном случае также определяет и его мощность) составляет 40 нс (соответствует пространственному разрешению в 4 м), а наиболее оптимальная частота дискретизации АЦП – 250 МГц. Поскольку по причинам, которые ещё предстоит объяснить, при меньших частотах дискретизации в записанном сигнале пропадает стабильность положения и амплитуды интерференционных пиков.

Наименьший период импульсов, достигнутый на данный момент, составляет 10 мкс. В случае регистрации акустических колебаний (что и является основной функцией датчика) это обеспечивает частоту дискретизации (самого датчика, которую можно также рассматривать как количество рефлектограмм, получаемых за секунду) порядка 100 КГц и, соответственно, теоретическую максимальную регистрируемую частоту колебаний в 50 КГц.

С целью оценки пригодности датчика для мониторинга виброобстановки в агрономии и виброэкологии был проведен ряд экспериментов. Чувствительный элемент датчика состоял из 2 сваренных катушек оптического волокна SMF-28, длинами приблизительно 800 и 1200 м, соответственно. Первая катушка подвергалась вибрационному воздействию, в то время как вторая была от него изолирована, находясь в соседнем помещении. В первом случае на чувствительный элемент воздействовали вибрациями с частотой 30 Гц, от 100 до 1000 Гц с шагом в 100 Гц, и от 1500 до 8000 Гц с шагом 500 Гц. Во втором случае воздействие осуществлялось частотой в 1200 Гц, но начиналось и прекращалось во время записи сигнала. На каждой частоте воздействия записывалось порядка 50 тыс. рефлектограмм. Затем над каждым набором значений уровня сигнала, соответствующих одному и тому же расстоянию вдоль чувствительного элемента, осуществлялось быстрое преобразование Фурье (БПФ), и полученный спектр очищался от шума. В первом случае длительность оконной функции в БПФ равнялась длительности сигнала, а во втором – 0,15 с. Полученные результаты представлены на рис. 2.

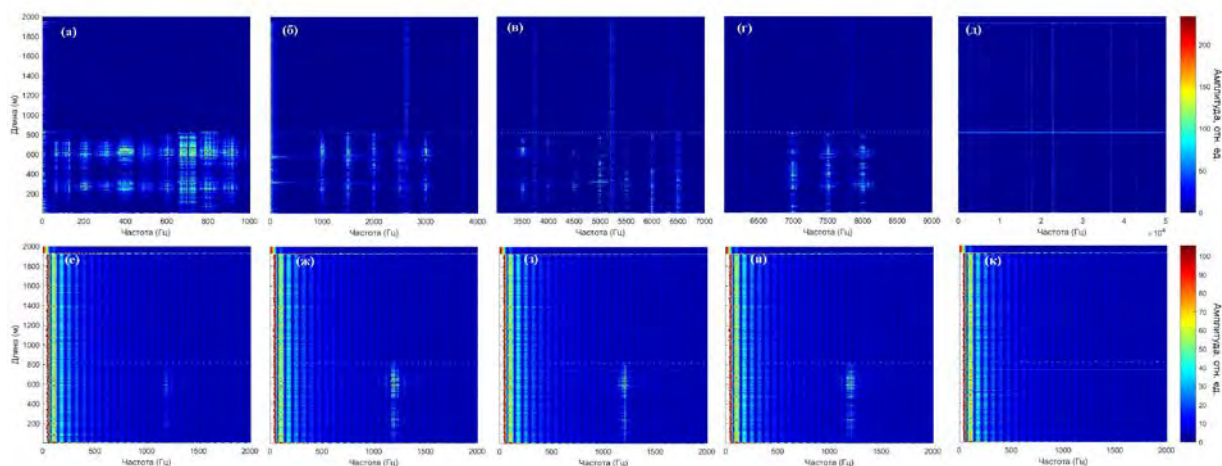


Рис. 2. Результаты испытаний пригодности датчика. (а)–(г): сводные графики, демонстрирующие регистрацию датчиком воздействий с частотами из исследованного диапазона; (д) – полный частотный спектр, полученный в отсутствие воздействий. (е–к) – спектры, демонстрирующие локализацию во времени воздействия с частотой 1200 Гц; время от начала записи сигнала 0-0,15; 0,15-0,30; 0,30-0,45; 0,45-0,60; 0,60-0,75 с, соответственно

Они наглядно демонстрируют то, что созданный датчик и система обработки данных удовлетворяют требованиям, необходимым для контроля вибрационной обстановки в исследованиях, относящихся к агрономии и вибрационной экологии, поскольку позволяют регистрировать воздействия в интересующем частотном диапазоне [3] и локализовать это воздействие во времени. Созданный датчик обладает одной из наиболее простых и малозатратных конструкций из возможных. Дальнейшая исследовательская работа будет сосредоточена на более точном определении оптимальной частоты дискретизации АЦП, практических пределов регистрируемых частот, улучшении пространственного разрешения, а также в тестировании их для исследования влияния и генерации вибрационных колебаний в процессе роста растений в светокультуре.

Работа выполнена в рамках государственного задания с номером государственной регистрации темы АААА-А19-119051390040-5.

Авторы выражают благодарность инженеру лаборатории фотоники ПФИЦ УрО РАН Клоду Д.

Литература

1. Horoshenkov K. et al, *Proceedings of the Institute of Acoustics* **34**, 68-75 (2012)
2. Шапин В.И., Огурцов Ф.Б., *пат. 2603589 РФ* (2016)
3. Hassaniien R.H.E. et al, *J. of Integrative Agriculture* **13**, 335-348 (2014)
4. Беркович Ю.А. и др., *Доклады Академии наук* (2010)
5. Shang Y. et al, *Measurement* **79**, 222-227 (2016)
6. Taylor H.F., Lee C. E., *пат. 5194847 США* (1993)
7. Ren L. et al, *Measurement* **122**, 57-65 (2018)
8. Peng F. et al, *IEEE Photonics Technology Letters* **26**, 2055-2057 (2014)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Трефилов И.А.^{1,2*}, Юрина А.Д.^{1,2}, Пономарев А.А.^{3,4}, Юдин Р.С.²

¹Пермский государственный национальный исследовательский университет, г. Пермь

²ООО «Инверсия Сенсор», г. Пермь

³Пермский национальный исследовательский политехнический университет, г. Пермь

⁴ООО «СИЛУР», г. Пермь

*E-mail: lol.dul@yandex.ru

Фланцевые соединения широко используются в трубопроводах различных технических систем. Обеспечение их долговременной герметичности актуально для судостроения, авиационно-космической техники, машиностроительных заводов, нефтехимической и атомной промышленности [1]. Фланцевые соединения имеют простую конструкцию и возможность разборки, но требуют частого технического обслуживания во время работы. В ходе обслуживания производится замена уплотнительной прокладки и (или) подтяжка крепежных элементов [2].

Для увеличения межремонтного периода фланцевых соединений и сведения к минимуму вероятности отказа во время эксплуатации требуется отслеживать и анализировать их текущее состояние, прогнозировать возникновение утечки герметизируемой среды. Одним из подходов к решению этой задачи является использование внешних систем диагностики.

Один из примеров таких систем диагностики является интеллектуальное уплотнение [3]. В основе технического решения используется уплотнение из упруговязкого материала, например, терморасширенный графит, и оптоволоконных датчиков на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) для измерения деформаций изделия при монтаже и эксплуатации. Для усиления уплотнительного элемента в конструкции используется металлическое основание заданного профиля. Оптоволоконные датчики имеют маленький размер, позволяющий без труда интегрировать их в уплотнение. Они защищены от воздействия электромагнитных полей, пожаро-взрывобезопасны, устойчивы к вибрациям и ударам, имеют возможность установки измерительной аппаратуры для снятия показаний на значительном расстоянии от места установки датчиков [4].

При разработке конструкций уплотнений важно моделировать поведение материала плакировки и металлического основания заданного профиля в условиях динамических тепловых и механических нагрузок с учетом дилатансии терморасширенного графита. Для этих целей в исследованиях используются сочетание физических исследований и моделирования в программном обеспечении COMSOL Multiphysics®.

В качестве предмета исследования выбраны металлическое основание с волновым профилем из стали AISI231 и плакировка с интегрированным оптоволоконном, расположенным на границе, плакировка-металл. При моделировании процесса обжатия вышеуказанного уплотнения проводилась оценка перемещения оптоволоконна, напряжения при осевом сжатии уплотнения, а также анализировались качественные изменения электромагнитного поля в оптоволоконне. Схема нагружения уплотнения представлена на рисунке 1.

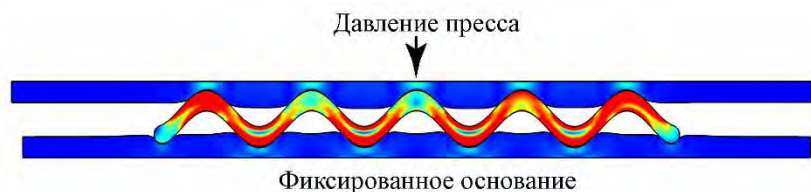


Рис. 1. Схема нагружения уплотнения

При моделировании процесса осевого сжатия уплотнения с интегрированным оптоволоконным датчиком помимо осевой деформации происходит радиальная деформация уплотнения с изменением диаметральных размеров, что влечет за собой удлинение оптоволоконна и, как следствие, увеличение

длины волны ВБР. На рисунке 2 показана зависимость удлинения оптоволокна от перемещения плит пресса при обжатии.

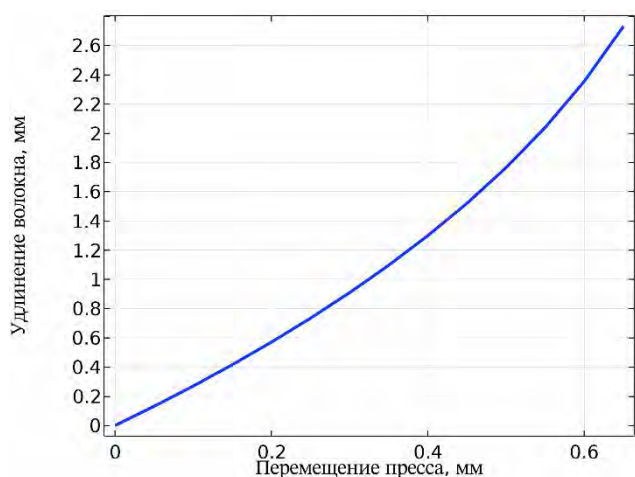


Рис. 2. Зависимость удлинения оптоволокна от перемещения плит пресса при обжатии

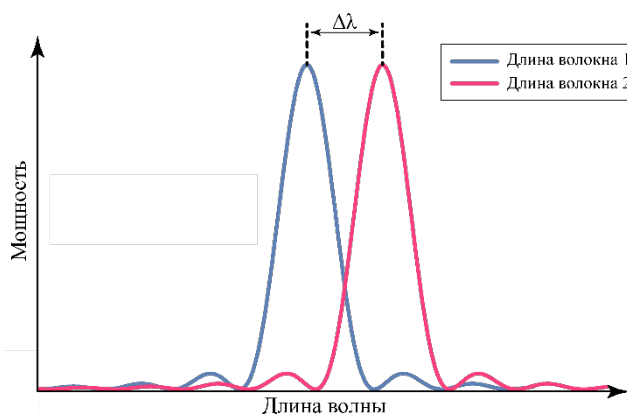


Рис. 3. График зависимости мощности от длины волны смоделированного сигнала ВБР

На рисунке 3 приведен спектр смоделированного сигнала ВБР, отображающий реакцию на удлинения оптоволокна, где длина волокна 1 – исходная длина оптоволокна, а длина волокна 2 – длина оптоволокна после обтяжки. Моделирование сигнала производилось с учетом найденных ранее зависимостей удлинения оптоволокна от перемещения плит пресса при обжатии. При увеличении длины оптоволокна резонансная длина волны пропорционально увеличивается. Полученные результаты моделирования проходили процесс валидации.

В ходе выполненной работы исследовалась зависимость изменения параметров оптоволокна с ВБР, интегрированного в конструкцию интеллектуального уплотнения. Произведено моделирование поведения уплотнения при осевом сжатии. Данное моделирование позволит построить математическую модель уплотнения, на основании которой возможно разработать способ оценки неравномерности степени обтяжки в процессе установки во фланцевое соединение. Показана принципиальная возможность оценки степени деформации на основании показаний ВБР. Смоделированы электромагнитные поля в оптоволокне. Дальнейшие исследования лягут в основу проектирования измерительной системы оценки состояния фланцевых соединений во время эксплуатации.

Литература

1. Bondarenko Oleg, Dziuba Anatoliy. Sealing of Pipelines Flange Connections in Conditions of Fasteners Tightening Torque Reducing // *Applied Mechanics and Materials / Trans Tech Publ.* — Vol. 630. — 2014. — P. 283–287
2. Do Tan Dan, Bouzid Abdel-Hakim, Dao Thien-My. Effect of bolt spacing on the circumferential distribution of the gasket contact stress in bolted flange joints // *Journal of pressure vessel technology.* — 2011. — Vol. 133, no. 4
3. Исаев О. Ю. и др. ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЕ УПЛОТНЕНИЕ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ РАЗЪЕМНЫХ СОЕДИНЕНИЙ. – 2019
4. Контроль состояния уплотнения из терморасширенного графита на базе оптоволоконных технологий / ОЮ Исаев, ДВ Смирнов, АА Пономарев и др. // *Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Машиностроение, материаловедение.* — 2018. — Vol. 20, no. 4

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЙ DTS И FBG ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ УТЕЧЕК

Гончаров М.М.^{1,2}, Сафарян К.А.^{1,2}, Оглезнев А.А.^{2,3}, Кондрашов А.Н.^{1,2}

¹Пермский государственный университет, ул. Букирева 15, Пермь, Россия

²ООО «Инверсия Сенсор», ул. Октября, 25 106, Пермь, Россия

³Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Пермский национальный исследовательский политехнический университет», Комсомольский проспект, 29, Пермь, Россия

*E-mail: goncharov.m.m@mail.ru

Технология волоконно-оптических датчиков позволяет определять место утечки по локализованному искажению температурного поля, деформации или акустического сигнала. В работе [1] показана перспективность использования сейсмических датчиков на основе технологии S-OTDR (когерентный оптический рефлектометр во временной области) для определения продольной координаты утечки. В статье [2] с той же целью для регистрации градиента температуры использовались брэгговские решетки. Описанные выше варианты неприменимы для анализа сложной структуры трубопроводных систем и размера наблюдаемых повреждений из-за отсутствия информации об азимутальной координате [3, 4].

Для корректной оценки азимутальной координаты требуется точное восстановление физических полей на поверхности наблюдаемого объекта. В нашей работе исследовались высокотемпературные трубопроводы, поэтому температурное поле подлежало реконструкции. Для достижения этой цели в [5–7] было предложено наматывать оптоволокно распределенного датчика температуры DTS по спирали на поверхность трубы. Пространственное разрешение таких методов зависит от плотности намотки и характеристик устройства; поэтому их нельзя использовать для анализа больших систем.

В результате возникает необходимость в разработке эффективного метода точного восстановления температурного поля с ограниченным количеством чувствительных датчиков. Решение проблемы является предметом настоящего отчета.

Для восстановления температурного поля на поверхности трубы были использованы две оптоволоконные технологии: Рамановский распределенный датчик температуры и волоконная Брэгговская решетка. Схема испытательного стенда с формой и положением планируемых утечек показана на рисунке 1. Для сбора данных использовался DTS ASTRO E5 с пространственным разрешением 0,6 м. Натурный эксперимент проводился на стенде при рабочей температуре воздуха в 4-метровом трубопроводе от 20°C до 500°C и перепаде давления от 0 до 6 атм. На трубопроводе моделировались утечки различной формы в заранее подготовленных координатах (рис. 1).

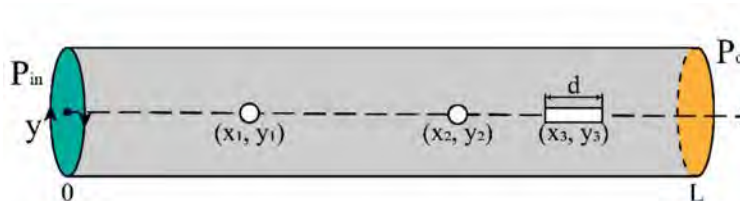


Рис. 1. Расположение имитируемых утечек

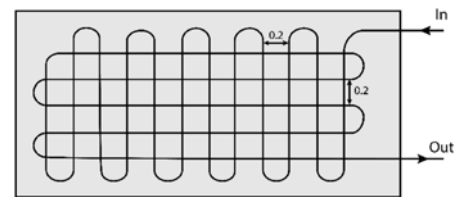


Рис. 2. Схема укладки оптоволоконного кабеля

Отверстия в трубопроводе были заделаны припоем с температурой плавления более 200 °С для имитации утечки. В ходе эксперимента в трубопроводе создавалось давление. При этом температура постепенно повышалась. Когда она достигла значения около 200°C припой расплавился, и воздух покинул трубопровод, создав утечку, которую обнаружил оптоволоконный кабель. Кабель был подключен к DTS. Датчики были намотаны на трубопровод по заранее разработанной модели прокладки волокна с шагом сетки 0,2 м по схеме на рисунке 2. Результаты эксперимента показали, что точность определения утечки составляет 0,5 м по продольной координате, и составляет 0,05 м по азимутальной координате.

Результаты эксперимента показали недостаточное разрешение системы для определения координат утечки. Точность обнаружения утечек составила 88%. Мы разработали метод обработки сигналов для повышения точности с помощью искусственной нейронной сети. Моделирование утечки

было выполнено путем создания локальных градиентов температуры на плоской геометрии, чтобы упростить тестирование метода. Волокно располагалось по спирали в углублениях на квадратном алюминиевом основании (2) со стороной 40 см. Конечная плотность расположения ВБР составила в среднем один чувствительный элемент на 30 см^2 . Для тренировки системы машинного обучения использовались термограммы. Они были получены с помощью тепловизора (1) с разрешением 320×240 пикселей и температурном диапазоне от 20°C до 80°C . Эти термограммы сравнивались с сигналом от 25 волоконных Брэгговских решеток, подключенных к опросчику (3). Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 3 а.

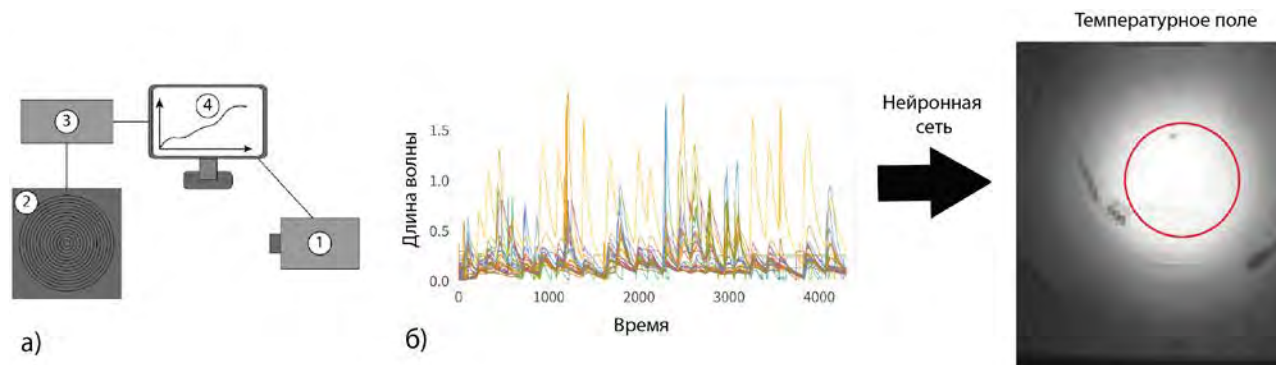


Рис. 3.а) Экспериментальная установка. б) Температурное поле, полученное нейронной сетью

Изображения, полученные с тепловизора, сравнивались с температурными полями, восстановленными нейронной сетью, для оценки точности метода. На рис. 3б показано восстановление температурного поля нейронной сетью.

Мы сравнили результаты при использовании метода прямого сравнения и обнаружили, что точность обнаружения утечек составила 88%. Разработанный алгоритм на основе машинного обучения позволяет определять координаты (x, y) максимальной температуры. Они были приняты за места утечки с погрешностью менее 0,2%. При этом положение максимального пикового значения определялось с точностью 99,7%. Величина потенциальной утечки, приведенной к области температурной неоднородности, оценивалась с погрешностью 10%.

Литература

1. Timofeev A.V., Groznov D.I. Classification of Seismoacoustic Emission Sources in Fiber Optic Systems for Monitoring Extended Objects // *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*.—2020.—Vol. 56, no. 1.—P. 50–60
2. Jacobsz Schalk Willem, Jahnke Sebastian Ingo. Leak detection on water pipelines in unsaturated ground by discrete fibre optic sensing // *Structural Health Monitoring*.—2020.—Vol. 19, no. 4.—P. 1219–1236
3. Xin Feng, Yang Han, Zihao Wang, Hongfei Liu. Structural performance monitoring of buried pipelines using distributed fiber optic sensors // *Journal of civil structural health monitoring*. — 2018. — Vol. 8, no. 3.—P. 509–516
4. Babin S.A., Kuznetsov A.G., Shelemba I.S. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*. 2010. 46. № 4. 353-359
5. Koen Hilgersom, Tim van Emmerik, Anna Solcerova et al. Practical considerations for enhanced-resolution coil-wrapped distributed temperature sensing // *Geoscientific Instrumentation, Methods and Data Systems*.—2016.—Vol. 5, no. 1.—P. 151–162
6. Kachura S.M., Postnov V.I. PERSPECTIVE OPTICAL FIBER SENSORS AND THEIR APPLICATION (review) // *Proceedings of VIAM*. — 2019. — no. 5 (77)
7. Pavol Sta-janca, Sebastian Chruscicki, Tobias Homann et al. Detection of leak-induced pipeline vibrations using fiber—optic distributed acoustic sensing // *Sensors*.—2018.—Vol. 18, no. 9.—P. 2841

ПОЛНОСТЬЮ СТЕКЛЯННЫЕ ОДНОМОДОВЫЕ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ВОЛОКОННЫЕ СВЕТОВОДЫ С СЕРДЦЕВИНОЙ ДИАМЕТРОМ 20 МКМ

Денисов А.Н.^{*}, Семенов С.Л.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва

*E-mail: denisov@fo.gpi.ru

В настоящей работе мы продолжаем численные исследования оригинального дизайна полностью стеклянных микроструктурированных волоконных световодов (МВС), который был предложен нами и теоретически частично исследован в работе [1]. Этот МВС имеет большую сердцевину из чистого кварцевого стекла и содержит два слоя круглых элементов вокруг нее из легированного фтором кварцевого стекла с пониженным показателем преломления, разными диаметрами и различными расстояниями между собой (рис. 1). Первый слой содержит шесть элементов диаметром d_1 , расположенных на расстоянии Λ_1 друг от друга. Двенадцать элементов второго слоя имеют различные диаметры ($d_2 > d_1$ и $d_3 \leq d_2$) и разные расстояния от элементов первого слоя (Λ_2 и Λ_3), а также между собой (Λ_4). Этот МВС мы назвали МВС-18, где 18 означает полное число элементов.

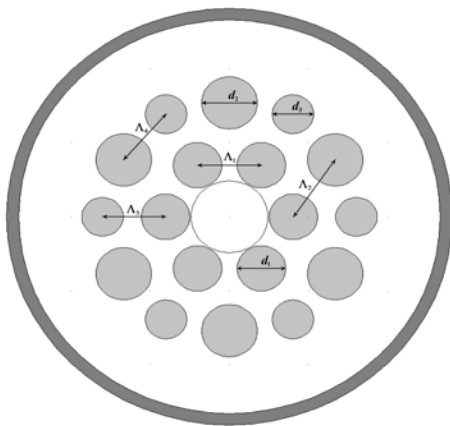


Рис. 1. Структура МВС-18:

$$d_1/\Lambda_1 = 0,76; d_2/d_1 = 1,17;$$

$$d_3/d_1 = 0,83$$

В предыдущей работе [1] был рассмотрен вариант МВС-18 со следующими параметрами: сердцевина диаметром 21 мкм; отношения диаметров $d_2/d_1 = 1,17$ и $d_3/d_1 = 1,00$; зазоры между элементами первого слоя и разными элементами второго слоя равны: $Z_{212} = Z_{313}$; зазоры между элементами второго слоя Z_{423} равны зазорам между элементами первого слоя: $Z_{423} = Z_{111}$ (здесь принято обозначение $Z_{ijk} = \Lambda_i - d_j/2 - d_k/2$). Для элементов из легированного фтором кварцевого стекла был взят показатель преломления меньше показателя преломления кварцевого стекла n_{sil} на величину $10^{-3} \times n_{sil}$. Для этого варианта МВС-18

было найдено, что при значениях параметров $d_1/\Lambda_1 = 0,85$ и $Z_{212}/Z_{111} = 1,88$ спектральный диапазон одномодового режима составляет от 0,87 мкм до 1,11 мкм для прямых и изогнутых световодов при радиусе изгиба 0,25 м в разных направлениях.

В настоящей работе была поставлена задача поиска параметров МВС-18, которые позволяют получить одномодовый режим при изгибе до радиуса 8 см на длине волны в окрестности 1,05 мкм. Для решения этой задачи был выбран вариант МВС-18 с сердцевиной диаметром 20 мкм, отношениями диаметров $d_2/d_1 = 1,17$ и $d_3/d_1 = 0,83$ и показателем преломления элементов из легированного фтором кварцевого стекла меньше показателя преломления кварцевого стекла n_{sil} на величину $\Delta n = 4 \times 10^{-3}$. При этом все зазоры между различными элементами варьировались независимо, что позволило в полной мере реализовать потенциальные возможности предложенного дизайна МВС-18.

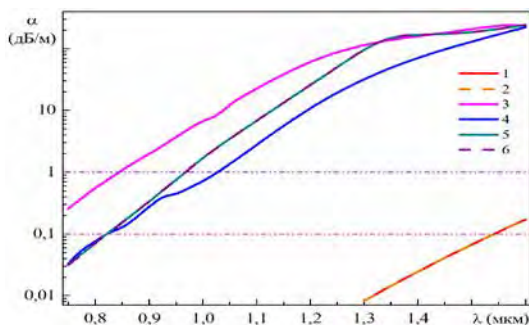


Рис. 2. Спектральные зависимости потерь на вытекание основных (1, 2) и высших (3-6) мод прямого МВС-18

На рис. 2 приведены спектральные зависимости потерь на вытекание α для двух поляризаций фундаментальной моды (1 и 2) и четырех мод высшего порядка (условно обозначенных цифрами от 3 до 6 в порядке убывания действительной части их эффективного показателя преломления n_{eff}) для прямого МВС-18,

имеющего следующие соотношения параметров: $d_1/\Lambda_1 = 0,76$; $Z_{212}/Z_{111} = 1,42$; $Z_{313}/Z_{111} = 1,17$; $Z_{423}/Z_{111} = 1,04$. Также на этом рисунке обозначены уровни потерь 0,1 дБ/м и 1,0 дБ/м, которые позволяют определять

границы одномодового режима [2]. Как видно из рис. 2, спектральный диапазон одномодового режима для прямого МВС-18 составляет от 1,025 мкм до 1,530 мкм.

На рис. 3 приведены спектральные зависимости потерь на вытекание основных и высших мод МВС-18 при изгибе по разным направлениям для радиусов изгиба $R_x = 8$ см (а) и $R_y = 8$ см (б).

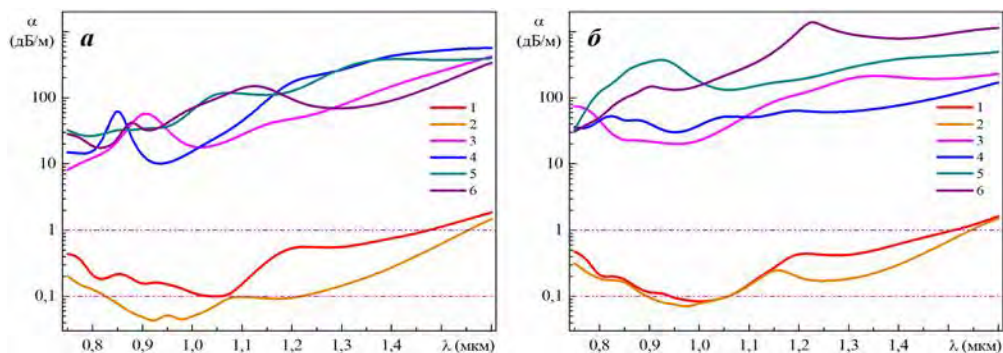


Рис. 3. Спектральные зависимости потерь на вытекание основных (1, 2) и высших (3-6) мод изогнутого МВС-18 при $R_x = 8$ см (а) и $R_y = 8$ см (б)

Как видно из рис. 3, для изогнутого по оси x МВС-18 спектральный диапазон одномодового режима составляет от 1,032 мкм до 1,073 мкм, а для изогнутого по оси y – от 0,93 мкм до 1,055 мкм. Таким образом, итоговый спектральный диапазон одномодового режима МВС-18 для прямого и изогнутого состояний составляет от 1,032 мкм до 1,055 мкм.

Хотя критерий одномодового режима, предложенный в [2], достаточно распространен, для многих практических применений могут быть важны другие параметры. Поэтому отметим относительно низкий уровень потерь, менее 0,2 дБ/м, для фундаментальных мод МВС-18 при изгибе по разным направлениям в достаточно широком спектральном диапазоне: от 0,87 мкм до 1,11 мкм, причем уровень потерь для высших мод в этой области более 10 дБ/м.

На рис. 4 приведены спектральные зависимости отношения потерь на вытекание трех высших к первой основной моде изогнутого МВС-18 при $R_x = 8$ см. Как видно из этого рисунка, в спектральном диапазоне от 0,98 мкм до 1,17 мкм потери на вытекание высших и основных мод отличаются более чем на два порядка. При изгибе по оси “ y ” отношения потерь на вытекание высших к первой основной моде еще больше, а отличие на два порядка наблюдается практически во всем исследованном диапазоне: от 0,78 мкм до 1,60 мкм.

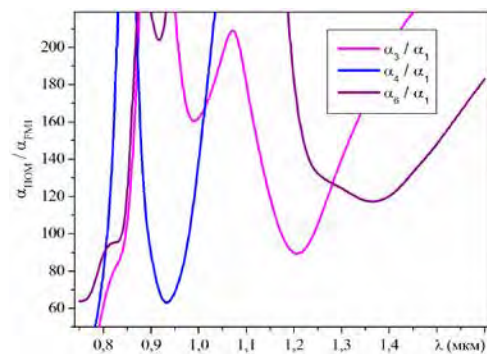


Рис. 4. Спектральные зависимости отношения потерь на вытекание высших к основной моде изогнутого МВС-18 при $R_x = 8$ см

Необходимо подчеркнуть, что, как видно из рис. 3 и рис. 4, для корректного описания свойств МВС-18 важно принимать во внимание несколько ближайших к фундаментальной моде высших мод, а не ограничиваться только одной из них.

Более подробно результаты проведенных исследований будут представлены на конференции.

В перспективе параметры МВС-18 могут быть улучшены несколькими способами: 1). выбором более оптимального соотношения параметров для конкретной задачи; 2). применением алгоритма мультиобъектной оптимизации [3], что потребует использования супер-компьютера; 3). использованием элементов из легированного фтором

кварцевого стекла с большей разностью показателей преломления $\Delta n \geq 4 \times 10^{-3} \times n_{\text{sil}}$ [4]; 4). увеличением количества элементов в первом слое до 7 или 8 при соответствующем увеличении числа элементов во втором слое.

Литература

1. Denisov A.N., Semjonov S.L., Dokl. Phys. **66**, № 3, 64–66 (2021)
2. Wong W.S. et al, Opt. Lett. **30**, 2855–2857 (2005)
3. Rashidi K. et al, J. Lightwave Technol. **36**, 5626–5632 (2018)
4. Saitoh K. et al. J. Lightwave Technol. **29**, 2609–2615 (2011)

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ КВАРЦЕВЫХ СВЕТОВОДОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ГАДОЛИНИЯ МЕТОДОМ ПЛАЗМЕННОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ОСАЖДЕНИЯ

Исаев В.А.¹, Судас Д.П.^{1,2,*}, Базакуца А.П.³, Попов С.М.¹, Голант К.М.³,
Чаморовский Ю.К.¹

¹ФирЭ им.В.А. Котельникова РАН, г. Фрязино

²СПбПУ им.Петра Великого, г. Санкт-Петербург

³ИРЭ им.В.А. Котельникова РАН, г. Москва

*E-mail: dmitriisudas@mail.ru

Легирование волоконных световодов редкоземельными элементами является предметом постоянного изучения. В основе работы волоконных усилителей, волоконных лазеров и датчиков физических величин лежат спектральные свойства видимого и инфракрасного спектральных диапазонов, таких ионов редких земель, как: Er^{3+} , Yb^{3+} , Nd^{3+} , Tm^{3+} и Sm^{3+} . В последние годы появился ряд работ посвящённых исследованию свойств оптических волокон, легированных гадолинием [1]. Выяснилось, что в таких волокнах постоянная Верде увеличивается, что расширяет область применения оптических световодов. В таких волокнах, помещённых в сильные магнитные поля, поворачивается плоскость поляризации распространяющегося по сердцевине света. При определённых концентрациях ионов гадолиния в сетке стекла величина постоянной Верде на два порядка больше в сравнении с обычными кварцевыми волокнами [2]. Однако столь высокая величина вызывает определённые сомнения. Линии вынужденной люминесценции в ультрафиолетовой области спектра позволяют предположить возможность создания лазера на волоконных световодах, активированных ионами гадолиния. Однако, как и в случае с другими редкоземельными элементами, легирование задача, требующая сложных технологических операций. Самыми распространёнными методами получения является модифицированное осаждение из паровой фазы с использованием пропитки пористой структуры, а также золь-гель процесс.

В данной работе впервые представлена технология получения оптических кварцевых заготовок, легированных Gd^{3+} методом поверхностного плазменного осаждения из паровой фазы (SPCVD) [3]. У световодов, полученных из синтезированных заготовок были изучены спектры люминесценции и кинетика от источника света на длине волны 193нм. При уровне легирования гадолинием около 1 масс% в магнитном поле наблюдается поворот плоскости поляризации.

Преимуществами SPCVD метода перед технологиями, описанными выше являются возможность получить стекла с низким содержанием технологической примеси хлора, а также концентрация гидроксильных групп (<1 ppm), присутствие которых оказывает негативное влияние на люминесценцию редких земель. Осажденное стекло является оптически прозрачным и не требует дополнительного отжига для улучшения оптических свойств. Так как матрица стекла была выбрана из чистого диоксида кремния то состав парогазовой смеси: SiCl_4 , O_2 и N_2O , дополнительно в смесь формирующую сердцевину добавлялись пары GdCl_3 посредством несущего газа аргона. Весь процесс происходит при температуре ~1150-1230 °С. Температура испарения хлорида гадолиния составляла 655 °С. Концентрацию гадолиния в плазме можно эффективно регулировать при помощи температуры нагрева кюветы с GdCl_3 , а также интенсивностью продува кюветы аргоном.

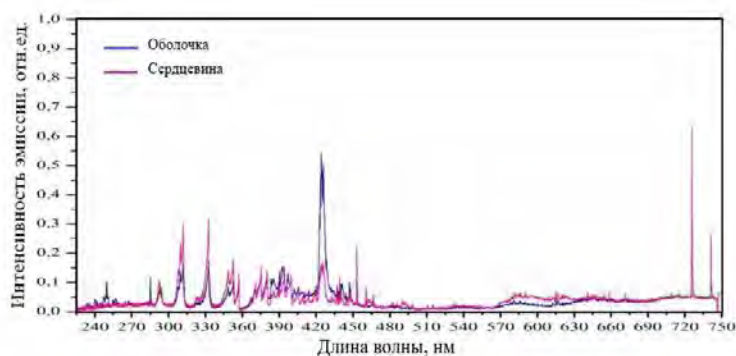


Рис. 1. Спектр излучения плазмы во время синтеза заготовки легированной гадолинием

были нарезаны шайбы с обоих концов заготовки и отполированы. Затем, с помощью локального энергодисперсионного рентгеновского анализа, было получено распределение основных легирующих компонент вдоль радиуса шайб. Весовая концентрация гадолиния в сердцевине находилась на уровне 0,9%. Из полученной заготовки были вытянуты оптические волокна. Диаметр сердцевины 15 мкм, фторсиликатная светоотражающая оболочка 40 мкм и внешний диаметр 125 мкм. Был снят спектр вынужденной люминесценции при накачке в линию поглощения Gd^{3+} . В нашем случае мы использовали мощный эксимерный лазер с длиной волны 193 нм, длительностью импульса 7 нс и энергией 29 мДж, который попадает в интенсивную линию поглощения Gd^{3+} . Было измерено поглощение света в этих оптических волокнах в широком спектральном диапазоне. Спектр и кинетика люминесценции, а также оптические потери полученного волокна показаны на рисунке 2.

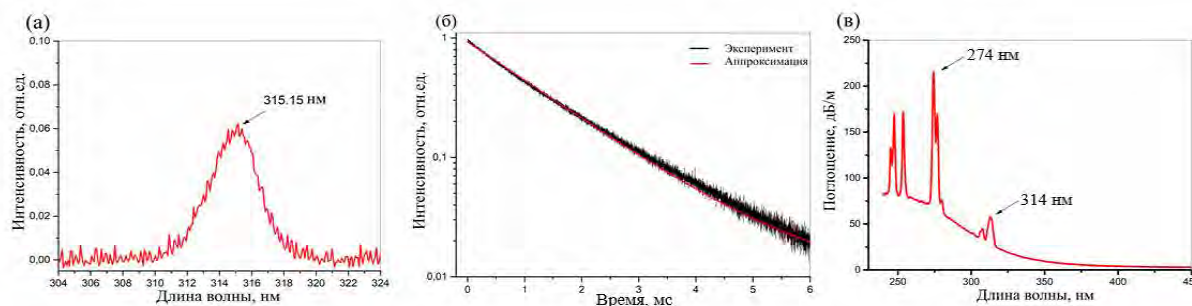


Рис. 2. Характеристики волокон, легированных гадолинием: (а) – спектр люминесценции, (б) – кинетика люминесценции, (в) - спектр поглощения

Время жизни, полученное при облучении эксимерным лазером равно примерно 1,3 мс. Наблюдение эффекта Фарадея проходило на установке с использованием в качестве источника He-Ne лазера. В качестве эталона сравнения использовалось LB BC вытянутое из заготовки SMF-28 диаметром 125 мкм. Измерения эффекта Фарадея проводилось по методике [4], где измерения не зависят от величины фазовой задержки в волоконном световоде. В SMF-28 угол поворота при токе 1,1 А, числе витков 4500 составил $1,40^\circ$. Тем не менее, эффект изменения сигнала (поворота эллипса поляризации) отчетливо виден. При измерении поворота плоскости поляризации в волокне с Гадолинием было обнаружено, что Гадолиний при такой концентрации частично компенсирует диамагнитную составляющую. Угол поворота составил $1,10^\circ$.

Таким образом показано, что волокно, легированное гадолинием при концентрации около 0,9 весовых % только частично компенсирует диамагнитную составляющую кварцевого волокна.

Работа выполнена по Государственному заданию Института радиотехники и электроники им. Котельникова РАН, а также при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 20-07-00063.

Литература

1. Y.Wang et al, *APL Photonics* 2(4), 046101 (2017)
2. R.Ismaeel et al, *Optical Fiber Communication Conference* (2018)
3. К.М.Голант, *Диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук*, (1996)
4. В.А.Аксенов и др., *Радиотехника и электроника* 47(8),1011-1017 (2002)

ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ НА ВЫТЯНУТОМ AS₂S₃ ВОЛОКНЕ В СРЕДНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ

Тebeneва Т.С.^{1*}, Бендеров О.В.¹, Родин А.В.¹, Скрипачев И.В.²

¹Московский физико-технический институт (государственный университет), г. Москва

²Институт химии высококочистых веществ им. Г.Г. Десятых РАН, г. Нижний Новгород

*E-mail: tebeneva.ts@phystech.edu

Для создания новых фотонных устройств, необходимых для исследования среднего ИК диапазона, требуется исследование новых материалов пригодных для работы в диапазоне более 2 мкм и отработка методики работы с ними. Халькогенидные волокна, в частности три сульфид мышьяка as₂s₃, в этом смысле является многообещающим и перспективным материалом, так как он обладает необходимыми для этого свойствами, а именно прозрачен до ~ 7 мкм, имеет низкие потери в этом диапазоне, обладает высоким показателем преломления $n=2.43$ ($\lambda=1550$ нм) и большим нелинейным коэффициентом показателя преломления $n_2=(4.0-6.0)10^{-18}$ м²/Вт, и низкой температурой стеклования (~200°C) [1]. Вытянутое из As₂S₃ волокно можно использовать для создания волоконно-оптических устройств (например, разветвителей [2], интерферометров Маха-Цендера, кольцевых резонаторов), для генерации нелинейных эффектов [3].

Целью данной работы является получение тонкой (~4 мкм) адиабатической вытяжки из as₂s₃ волокна и измерение потерь на такой вытяжке для длин волн 1.55 мкм и 2.6 мкм. Установка для вытяжки волокна приведена на Рис. 1. В качестве материала использовались халькогенидные одномодовые волокна as₂s₃ (6/125 мкм сердцевина/оболочка с NA=0,17 и оптическими потерями ~200 дБ/км), изготовленные в ИХВВ РАН (Нижний Новгород). Предварительно очищенный участок волокна от полимерной оболочки закрепляется на двух моторизованных подачах, которые растягивают волокно в противоположные стороны со скоростью 5 мкм в секунду. Положение нагревательного элемента, размещенного на моторизованной подаче, перестраивается в диапазоне 10 мм со скоростью 15 мкм в секунду. Температура нагревателя поддерживается на уровне 305 градусов по Цельсию. Контроль уменьшения толщины волокна в зоне перестройки нагревательного элемента производится с помощью микроскопа. В результате волокна адиабатически вытягиваются до толщины в 4-5 мкм с длиной перетяжки в 3-4 см (Рис. 2). Для измерения потерь в волокно вводилось излучение на длинах волн 1.55 мкм и 2.64 мкм. На выходе волокна излучение детектировалось с помощью двух фотодетекторов.

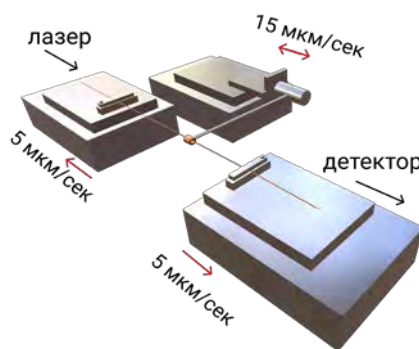


Рис.1. Экспериментальная установка

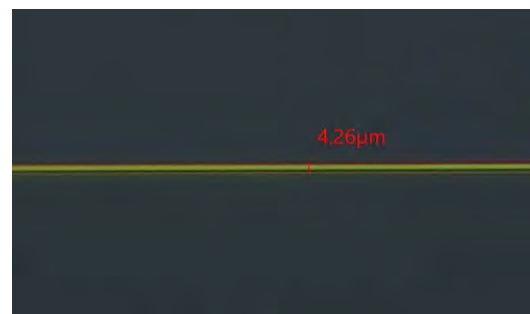


Рис.2. Вытянутое до 4.26 мкм волокно

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №20-32-90184.

Литература

1. Gao S., Bao X., *iScience* **23**, 100802 (2020)
2. Benderov O. et al., *Applied Optics* **58**, 7222-7226 (2019)
3. Andrianov A.V., Anashkina E.A., *Optics Express* **29**, 5580-5586 (2021)

МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НАНОСТРУКТУРНЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Григорьев В.В.¹, Жёлтиков А.М.², [Кравцов В.Е.]¹, Митюрёв А.К.¹, Тихомиров С.В.^{1*},
Федотов А.Б.²

¹Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, г. Москва

²Международный Лазерный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

*E-mail: tsv@vniiofi.ru

В настоящее время в России можно считать метрологически обеспеченными измерения основных характеристик традиционных волоконно-оптических элементов, применяемых в волоконно-оптических системах передачи (ВОСП). Вместе с тем, при оценке нового типа наноструктурных волоконных элементов появляются вопросы, касающиеся характеристик ввода-вывода излучения и возникающих при этом потерь, ослабления мощности излучения в элементах, как в отдельных точках спектрального диапазона, так и спектрального распределения в широком диапазоне, прежде всего, в применяемом в ВОСП (850-1650 нм). При определении выходных параметров фотонно-кристаллического волокна (ФКВ) ключевую роль играют хроматическая и поляризационная модовая дисперсия, а также спектральное ослабление. В связи с этим являются весьма актуальными задачи создания физических основ методик и инструментов высокоточных измерений данных величин в ФКВ.

Были проведены работы по теоретическому и экспериментальному анализу оптических свойств образцов ФКВ и их влияния на результаты измерений указанных характеристик, оценке возможности использования стандартных средств измерений при их тестировании, а также разработке методов и средств, служащие базой для привязки к имеющимся поверочным схемам в данной области. В результате были созданы метрологический комплекс для измерений хроматической дисперсии (ХД), поляризационной модовой дисперсии (ПМД) и спектрального ослабления в наноструктурных ФКВ, а также аттестованные методики его поверки и измерений. Метрологический комплекс состоит из трёх установок и комплекта компараторов на основе наноструктурных ФКВ.

Принцип действия установки для измерений ХД в ФКВ основан на двух методах: фазовом и интерферометрическом. В первом случае непосредственно измеряется сдвиг фазы модулированного оптического сигнала в зависимости от длины волны с помощью векторного анализатора. Во втором случае зависимость фазы сигнала от длины волны определяется с помощью равноплечного интерферометра и измерителя мощности на его выходе при сканировании длины волны за короткий промежуток времени. Фазовый метод применяется при измерениях ХД от 5 пс/нм и более, а интерферометрический метод – в диапазоне от 3 десятых до 5 сотых пс/нм. Использование двух методов обусловлено достаточно большим значением погрешности фазового метода при измерениях малых значений ХД.

Совместно с Международным лазерным центром МГУ (МЛЦ МГУ) впервые проведены экспериментальные исследования [1] по измерению значений хроматической дисперсии в спектральном диапазоне 1100-1600 нм для полых волокон и волокон с твердотельной сердцевиной и большой площадью моды методом кросс-корреляционного оптического стробирования со спектральным разрешением XFROG. Метод XFROG основан на измерении спектра оптического сигнала суммарной частоты, генерируемого путем смешения двух импульсов в нелинейном кристалле при различных значениях времени задержки между ними: первого - переданного через фотонно-кристаллическое волокно, второго – опорного. Получаемый спектр позволяет найти свертку спектров импульсов и рассчитать кросс-корреляционную функцию этих импульсов, тем самым определив хроматическую дисперсию фотонно-кристаллического волокна.

Основным отличием примененного в экспериментальной схеме измерения ХД метода от классического XFROG, является измерение хроматической дисперсии в процессе генерации «белого» света с шириной оптического спектра более 500 нм, что позволяет учесть многомодовость волокна и нелинейные искажения в нем. Расчетная погрешность измерения ХД составила 0,05 пс/нм·км.

Принцип действия установки для измерений ПМД в ФКВ основан на измерении параметров вектора Стокса одночастотного поляризованного оптического излучения, прошедшего образец ФКВ,

для разных длин волн оптического излучения. Данный метод характеризуется высокой точностью измерений малых значений ПМД.

Принцип действия установки для измерений спектрального ослабления в ФКВ основан на методе обрыва, который позволяет исключить неопределенность падения мощности излучения на выходном разъёме источника излучения.

Общей особенностью разработанных измерительных установок является использование специальных прецизионных юстировочных приспособлений для ввода и вывода излучения из образцов ФКВ, так как применение данного типа волокон в большинстве случаев не предполагает оконцовку стандартными волоконно-оптическими разъёмами.

Апробация комплекса проводилась на зарубежных и отечественных образцах ФКВ совместно с Международным учебно-научным лазерным центром МГУ имени М.В. Ломоносова (МЛЦ МГУ) в рамках реализации ФЦП «Развитие инфраструктуры наноиндустрии в Российской Федерации на 2008-2011 гг.».

После проведённых испытаний указанный метрологический комплекс был включён в Государственный реестр средств измерений. Основным результатом данной работы явилось создание аппаратной и методической базы для метрологического обеспечения перспективного направления измерений ключевых характеристик ФКВ и элементов на их основе.

Литература

1. Fedotov I.V., Lanin A.A., Voronin A.A., Sidorov-Biryukov D.A., Fedotov A.B., Zheltikov A.M., Grigorev V.V., Mityurev A.K., Khatyrev N.P., Kravtsov V.E., Tikhomirov S.V. *Ultrafast nonlinear-optical metrology of specialty fibers: parallel multimode fiber dispersion tracing by cross-correlation frequency-resolved optical gating* // *Laser Physics Letters*. 2012. Т. 9. № 1. С. 39-43

ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОФОТОННОГО ФОТОДЕТЕКТОРА ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПОЛУВОЛНОВОГО НАПРЯЖЕНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО МОДУЛЯТОРА

Борисова А.В.¹, Бычков С.Б.^{2*}, Втюрина А.Г.¹, Королёв И.С.², Тихомиров С.В.²

¹ОАО «ИнфоТеКС», г. Москва

²Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений (ФГУП «ВНИИОФИ»)»

*E-mail: bychkov@vniiofi.ru

Однофотонные фотодетекторы на основе лавинных фотодиодов, работающих в режиме гейгеровского пробоя (далее – ОФД), сочетают высокую чувствительностью с малым джиттером, позволяя детектировать единичные фотоны и с высокой точностью определять время детектирования. Благодаря этим качествам они находят широкое применение в исследовательских задачах и в коммерческих приложениях, например, в системах квантовой криптографии. Использование ОФД в задачах метрологии осложняется такими недостатками данных приборов, как длительное время восстановления после срабатываний, высокие вероятности ложных срабатываний, в том числе, послеимпульсов, а также высокая зависимость характеристик детектора от режима работы. Эти недостатки особенно существенны у ОФД, работающих в ближнем ИК-диапазоне. Это не позволяет применять однофотонные фотодетекторы, как высокочувствительные измерительные преобразователи. Однако существуют задачи, когда указанные недостатки оказывают минимальное влияние. Работа ОФД в стробируемом режиме позволяет существенно снизить влияние темновых срабатываний, уменьшение частоты стробирования, увеличение мёртвого времени – снизить влияние послеимпульсов. При работе с «подготовленным» излучением (например, импульсным лазерным излучением, ослабленным до уровня, когда средняя энергия одного оптического импульса значительно меньше энергии одного фотона), зависимость частоты срабатываний фотодетектора от мощности излучения становится почти линейной. Именно такой режим работы ОФД позволил реализовать описанную ниже схему измерения полуволнового напряжения оптического фазового модулятора (далее – ФМ). Модулятор на основе ниобата лития позволяет вводить управляемый сдвиг фазы в проходящее через него оптическое излучение. Управление ФМ осуществляется при помощи напряжения, подводимого к электрическому входу. Полуволновым напряжением ил называется такое напряжение, при котором излучение получает дополнительный сдвиг фазы, равный π радиан. При проведении данного измерения сложность заключается в том, чтобы определить вносимый ФМ сдвиг фазы излучения. На сдвиг фазы, налагаемый модулятором, постоянно накладываются сдвиги фазы, обусловленные тепловым расширением оптического волокна, изменением его длины из-за микродеформаций, вибрации и т.д. Поэтому для измерения полуволнового напряжения модулятора использовалась, двухпроходная схема, представленная на рисунке 1.

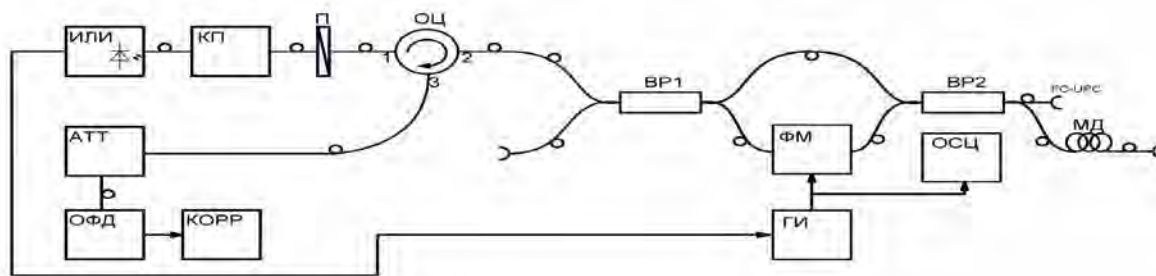


Рис.1 Схема установки для измерения значения полуволнового напряжения фазового модулятора

На рисунке: ИЛИ – импульсный источник лазерного излучения, КП - контроллер поляризации, П – поляризатор, АТТ – перестраиваемый оптический аттенуатор, ОЦ – оптический циркулятор, ОФД – однофотонный фотодетектор, КОРР – коррелятор, ВР1, ВР2 – волоконно-оптические делители с сохранением поляризации, ФМ – исследуемый фазовый модулятор, ГИ – генератор импульсов, ОСЦ – осциллограф, МД – светопоглощающий наконечник.

Схема представляет собой упрощённый вариант схемы квантово-криптографической системы, в которой на одной стороне находится как источник, так и приёмники одиночных фотонов, описанной

в [1]. Импульсный лазерный излучатель ИЛИ, (длина волны 1549 нм) подключен через контроллер поляризации и поляризатор ко входу циркулятора ОЦ. Выход ОЦ подключен ко входу волоконного разветвителя ВР1. Разветвители ВР1 и ВР2 с исследуемым фазовым модулятором ФМ образуют интерферометр Маха-Цандера (далее – МЦ). Длины плеч интерферометра различаются примерно на 1,5 метра. Оптический импульс ИЛИ, проходя через интерферометр МЦ, расщепляется на два следующих друг за другом импульса. Один из выходных разъёмов ВР2 снабжён светопоглощающей заглушкой, не допускающей обратных отражений от торца волокна, второй – открыт. Отражаясь от открытого торца ВР2, каждый импульс проходит через МЦ вновь, разделяясь на 2 импульса, прошедших разный оптический путь. В итоге, на вход аттенуатора АТТ первым придёт импульс №1, дважды прошедший по короткому плечу МЦ, последним – импульс №4, дважды прошедший по длинному плечу и с одинаковой задержкой придут 2 импульса (№2 и №3), каждый из которых один раз прошёл по короткому плечу, а второй раз – по длинному. Они дадут интерференцию, и амплитуда суммарного импульса будет зависеть только от вносимого модулятором фазового сдвига так как оптические пути импульсов №2 и №3 одинаковы. Фазовый сдвиг налагается на импульс только при прохождении МЦ в прямом направлении своевременной подачей напряжения на управляющий вход ФМ от генератора ГИ. Для этого ГИ настраивается на генерацию импульсов заданной амплитуды с пуском по сигналу от линии синхронизации ИЛИ. Длительность импульса на выходе ГИ превышает длительность импульса ИЛИ примерно на 4 нс. Если амплитуда импульса ГИ равна полуволновому напряжению модулятора u_{π} , то будет наблюдаться деструктивная интерференция импульсов №2 и №3, в отсутствие импульса - конструктивная. Амплитуда отражённых от торца разъёма ВР2 импульсов крайне мала и не может быть измерена при помощи оптоэлектронного преобразователя. Точно определить напряжения, соответствующие деструктивной и конструктивной интерференции при помощи оптического ваттметра, представляется затруднительным из-за высокого уровня засветки, который дают импульсы №1 и №4. Для детектирования состояний деструктивной и конструктивной интерференции использовался однофотонный фотодетектор ОФД. Для этого на выходе 3 ОЦ была измерена средняя мощность оптического излучения $P_{\text{опт}}^{\text{ср}}$ и рассчитано значение вносимых потерь аттенуатора АТТ, при котором средняя энергия одного оптического импульса на выходе АТТ составляла бы примерно $\mu = 0,2$ энергии фотона. Для расчёта использовалась формула:

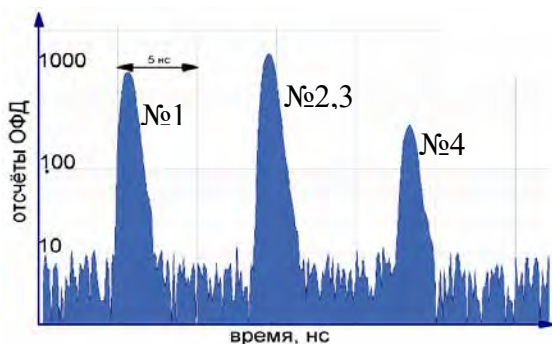


Рис. 2 Гистограмма отсчётов ОФД

$$A = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{\text{опт}}^{\text{ср}} \lambda}{h \cdot c \cdot \mu} \right) = 50,4 \text{ дБ},$$

Где h - постоянная Планка ($h \approx 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с), c – скорость света в вакууме ($c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с). Уровень потерь в АТТ был установлен равным A [дБ]. К выходу АТТ был подключен ОФД. Можно считать, что в этом режиме, скорость срабатываний фотодетектора линейно зависит от оптической мощности исследуемого импульса. Но в данной задаче достаточно даже не линейности, а монотонности характеристики. При проведении измерений использовался ОФД LynXea NIR (Aurea,

Франция). ОФД работал в режиме непрерывного преобразования с мёртвым временем 100 нс. Сигнал фотодетектора обрабатывался при помощи измерителя временных интервалов Pico Harp 300 (PicoQuant, Германия). Полуволновое напряжение измерялось для ФМ РМ-0S5-10-PFU-PFUP-UL фирмы EOSpace (США). На рисунке 2 показана гистограмма отсчётов фотодетектора, соответствующая промежуточному значению сдвига фазы. В минимуме интерференционной картины, амплитуда среднего импульса находилась на уровне шума – около 10 срабатываний в секунду. Измерение значения u_{π} производилось при помощи осциллографа ОСЦ и составило $u_{\pi} = 3,71$ В. Погрешность измерения u_{π} определяется погрешностью измерения амплитуды импульса ГИ при помощи ОСЦ (~2%) и точностью детектирования момента деструктивной интерференции. Применение ОФД позволило увидеть изменение амплитуды интерференционного пика примерно на 30 дБ, и говорить о том, что погрешностью детектирования минимума интерференции можно пренебречь. Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования высокоточных измерительных технологий в области фотоники (скр.vniiofi.ru), созданного на базе ФГУП «ВНИИОФИ» и поддержанного Минобрнауки России в рамках выполнения соглашения №14.595.21.00€03 от 28.08.2017г. (уникальный идентификатор RFMEFI59517X0003).

Литература

1. Nicolas Gisin et al *Revives of modern physics*, vol. 74, 171-172 (2002)

АНАЛИЗ СЕМЕЙСТВА ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ С УЧЕТОМ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ И МОЩНОСТИ

Штырина О.В.^{1,2*}, Подвиллов Е.В.^{1,3}, Скидин А.С.¹,
Яруткина И.А.¹, Лобасенко Р.Б.^{1,4}, Федорук М.П.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, г. Новосибирск

³Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

⁴ПАО «Ростелеком», г. Санкт-Петербург

*E-mail: olya.shyrina@gmail.com

Рассмотрим распространение импульса в лазерном резонаторе с учетом влияния дисперсии, нелинейности, ненасыщенных потерь и насыщенного усиления, насыщающегося поглотителя, а также спектральной фильтрации. Для описания основных характеристик солитона в таких системах нами предложена распределенная модель на основе уравнения типа Гинзбурга-Ландау:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + i \frac{\beta_2 L}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \gamma L |A|^2 A - \xi \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \left(\sigma - \frac{\kappa}{1 + |A|^2 / P_{SAM}} \right) A. \quad (1)$$

Здесь β_2 – коэффициент дисперсии второго порядка, γ – коэффициент нелинейности, κ – глубина модуляции, P_{SAM} – мощность насыщения, L – длина резонатора, ξ – параметр фильтрации. Последний член уравнения описывает действие быстрого насыщающегося поглотителя, выступающего в роли устройства пассивной синхронизации мод. Разница между усилением и потерями:

$$\sigma = \frac{g}{1 + E / E_{sat}} - \frac{\alpha}{2},$$

где $E = \int |A|^2 dt$ – энергия импульса; E_{sat} – энергия насыщения; g – коэффициент усиления за обход резонатора; α – полные внутрирезонаторные потери, включающие в себя потери внутри пассивного волокна (α_p), а также потери на выходе из резонатора ($\ln R$) ($\alpha = \alpha_p L - \ln R$). Для предотвращения образования СВ-волны необходимо выполнение условия $\sigma < \kappa$.

В уравнении (1) член, отвечающий за действие насыщающегося поглотителя, был учтен согласно модели следующего вида:

$$\frac{p^{out}}{p^{in}} = 1 - \frac{2\kappa}{1 + p^{in} / P_{SAM}},$$

где $p^{in}(t)$ и $p^{out}(t)$ соответствуют мощности на входе и выходе из насыщающегося поглотителя.

Аналитические решения, разработанные ранее для подобных распределенных моделей и описывающие распространение сильночирпованных импульсов в лазерном резонаторе (см., например, [1,2]), имели сложную форму, а также не обладали единственностью, что достаточно неудобно с прикладной точки зрения из-за многозначности решения. Предложенная в ходе выполнения данной работы новая математическая модель позволяет получить новое устойчивое единственное аналитическое решение. Устойчивость предложенного решения обеспечивается за счет члена, описывающего насыщенное усиление, а его единственность – за счет учета насыщающегося поглощения в общем виде.

Представим амплитуду огибающей импульса в следующем виде:

$$A(t, z) = \sqrt{P(t)} \times \exp(i\phi(t, z)).$$

Здесь $\phi(t, z)$ – фаза. Тогда для данной модели может быть получено аналитическое решение в следующем виде:

$$2\gamma LP = \phi_z + \frac{2\sigma\xi}{\beta L} - \left[\frac{\beta L}{2} + \frac{2\xi^2}{\beta L} \right] \Omega^2 - \gamma LP_{SAM} + \sqrt{\left(\phi_z + \frac{2\sigma\xi}{\beta L} - \left[\frac{\beta L}{2} + \frac{2\xi^2}{\beta L} \right] \Omega^2 + \gamma LP_{SAM} \right)^2 - \frac{8\gamma\kappa\xi}{\beta}}$$

где $\phi_z = \partial\phi/\partial z$ – линейный набег фазы, а $\Omega = \partial\phi/\partial t$ определяется из дифференциального уравнения

$$-\beta L \frac{d(\Omega P)}{dt} = 2\sigma \frac{P - \Psi}{P + P_{SAM}} P - 2\xi \Omega^2 P.$$

Здесь P – мощность сигнала, а $\Psi = P_{SAM}(\kappa/\sigma - 1)$.

Обращаем внимание, что для полученного решения будет выполняться следующее условие, позволяющее определить значение σ :

$$E(\sigma) = E_{sat} \left(\frac{g}{2\sigma + \alpha} - 1 \right), \quad (2)$$

где $E(\sigma)$ – теоретическое значение энергии солитона.

В ходе исследований было получено хорошее соответствие между полученными теоретическими результатами и результатами прямого численного моделирования на основе уравнения (1) при помощи симметричного метода расщепления по физическим процессам. Удалось показать существование устойчивых одноимпульсных режимов генерации. На рис. 1(а) показана динамика установления энергии импульса при прямом численном моделировании. Видно, что приблизительно за 300 обходов происходит установление из импульсных начальных данных с малой энергией. Далее полученное стационарное решение распространяется без изменений.

Нами было показано, что теоретическое решение зависит только от одного параметра $q = P_{SAM}/P(0)$. Рис. 1(б) демонстрирует зависимость параметра q от разности усиления и потерь σ для фиксированной длины резонатора 1 км. Для построения кривой менялись параметры R и g . Можно видеть, что диссипативный солитон, полученный в рамках модели (1) для резонатора длиной 1 км вне зависимости от значений усиления и потерь является сильночирпованным, что говорит о применимости приближенного аналитического решения. Сильночирпованным считался импульс, для которого параметр чирпа, соответствующий произведению ширины импульса и его спектра, много больше единицы ($f \gg 1$).

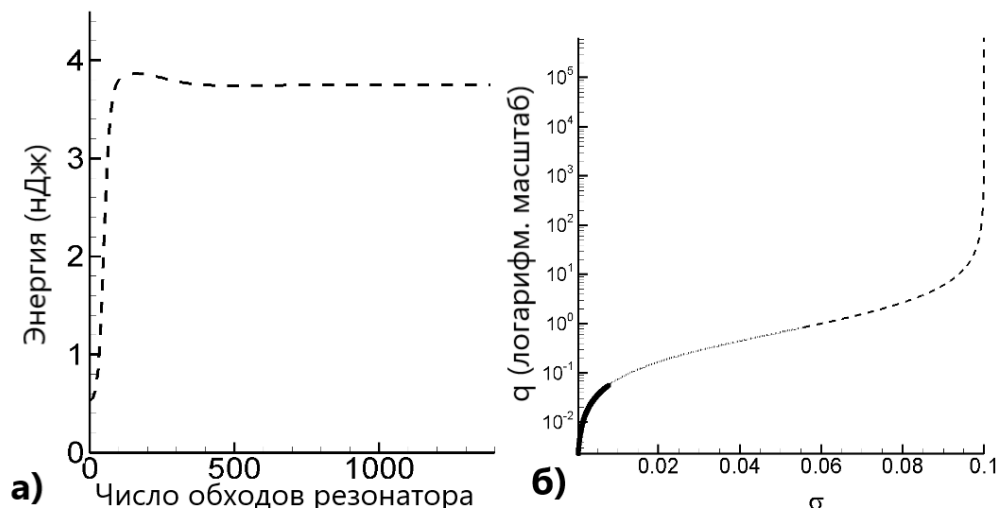


Рис. 1. а) Динамика установления энергии оптического импульса при прямом математическом моделировании; б) Теоретическая зависимость разности усиления и потерь σ от параметра q .

Сплошная линия соответствует численным результатам на участке, где выполняется условие баланса энергии из формулы (2). На участке, обозначенном точечной линией, приведены теоретические данные, где выполняется условие $f \gg 1$. Пунктирная линия продолжается до конца области определения аналитического решения

Таким образом, полученные результаты позволяют аналитически уменьшить число степеней свободы генерации диссипативного солитона, что имеет прикладное значение при оптимизации и анализе условий генерации диссипативного солитонного волоконного лазера с заданными характеристиками, так как позволяет кратно сократить объём вычислений.

Работа О.В. Штыриной (теоретическое исследование) выполнена при поддержке государственного задания на проведение фундаментальных исследований FSUS-2020-0034. Работа А.С. Скидина (анализ результатов) выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-11-20040.

Литература

1. Shtyrina O.V. et al, *Opt. Express* **27**, 6711-6718 (2019)
2. Podivilov E., Kalashnikov V.L., *JETP. Lett.* **82**, 467-471 (2005)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫХОДНОГО ПУЧКА ВКР-ЛАЗЕРА С МНОГОМОДОВОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Кузнецов А.Г.¹, Каблуков С.И.¹, Подвиллов Е.В.^{1,2}, Бабин С.А.^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

В последнее время большое внимание привлекают ВКР-лазеры на основе градиентного волоконного световода (ГСВ) из-за возможности эффективного преобразования многомодового ($M^2 \sim 30$) излучения мощных лазерных диодов (ЛД) в стоксов пучков с хорошим качеством ($M^2 \sim 2-3$) в полностью волоконной схеме резонатора с волоконными брэгговскими решетками (ВБР) и объединителями излучения накачки [1]. Используя коммерчески доступные ГСВ и ЛД в области 9xx нм, такие ВКР-лазеры могут генерировать излучение на длинах волн < 1 мкм, где генерация одномодовых волоконных лазеров, легированных Yb, затруднительна. Подключение нескольких (до 3) мощных ЛД к ГСВ с сердцевиной 100 мкм с помощью объединителя многомодовой накачки позволяет увеличить суммарную мощность накачки на входе в световод до ~ 200 Вт и получать генерацию стоксова излучения на уровне 50-60 Вт на длинах волн 954 нм [1] и 976 нм [2] с использованием ЛД с центральными длинами волн 915 и 940 нм соответственно. Несмотря на то, что эффект рамановской чистки пучка в волокнах с градиентным профилем показателя преломления хорошо известен [3], его объяснение достаточно качественное и основано на сложном анализе интегралов перекрытия между различными поперечными модами пучков накачки и стоксова излучения [4]. Для построения более полной модели взаимодействия накачки и стоксова излучения требуются измерения выходных параметров пучков обеих волн непосредственно в плоскости выходного торца лазера.

В ходе работы был предложен метод измерения формируемого «изображения» на выходном торце ВКР-лазера и измерены выходные пространственные параметры пучков накачки и Стокса в различных режимах генерации лазера: проходящая накачка без ВКР-генерации, проходящая накачка с генерацией стоксовых волн 1-го порядка (976 нм) и 2-го порядка (1019 нм), соответственно (рис.1).

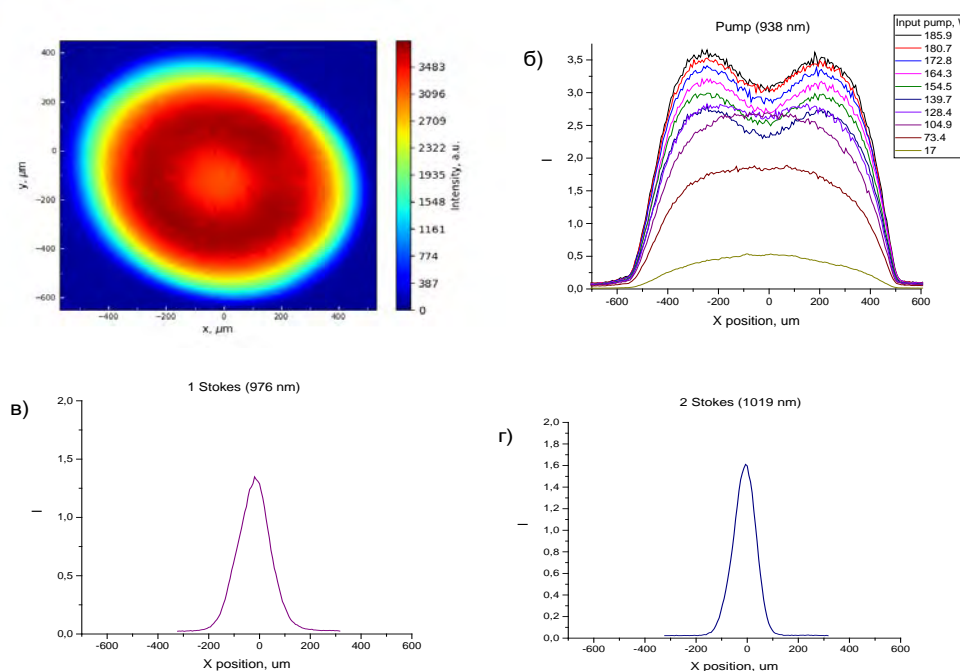


Рис. 1. Проходящий пучок накачки при мощности входной накачки $P_{in}=186$ Вт (а) и соответствующая зависимость профиля выходной накачки от мощности входной накачки (б), профиль пучка 1 стоксовой компоненты мощностью $P_1=9$ Вт ($P_{in}=186$ Вт) (в) профиль пучка 2 стоксовой компоненты мощностью $P_2=8$ Вт ($P_{in}=186$ Вт) (г)

До порога ВКР-генерации профиль пучка накачки ($M^2=34$), близок к параболическому (в соответствии с профилем показателя преломления ГВС), при генерации стоксовой волны 1го порядка в профиле накачки «выжигается» провал, который существенно шире профиля стоксова пучка ($M^2=1.72$), а при генерации пучка 2 стоксовой компоненты ($M^2=1.33$) проходящая накачка начинает расти по амплитуде практически без изменений формы профиля.

На конференции будет представлен подробный анализ наблюдаемых экспериментальных зависимостей в рамках балансной модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ (21-72-30024).

Литература

1. S.A.Babin, E.A.Zlobina; S.I.Kablukov, «Multimode fiber Raman lasers directly pumped by laser diodes», *J. Sel. Top. Quantum Electron.* 24, 1400310 (2018)
2. A.G.Kuznetsov, S.I.Kablukov, A.A.Wolf, I.N.Nemov, V.A.Tyrtshnyy, D.V.Myasnikov, S.A.Babin, «976 nm all-fiber Raman laser with high beam quality at multimode laser diode pumping», *Laser Phys. Lett.* 16 (10), 105102 (2019)
3. S.H.Baek, W.Roh, «Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber», *Opt. Lett.* 29, 153-155 (2004)
4. N.B.Terry, T.G.Alley and T.H.Russell, «An explanation of SRS beam cleanup in graded-index fibers and the absence of SRS beam cleanup in step-index fibers», *Opt. Express* 15 (26), 17509-17519 (2007)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОРМАЛИЗМА СФЕРЫ ПУАНКАРЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКОГО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА ТОКА НА SPUN СВЕТОВОДЕ

Ловчий И.Л.

Научно-исследовательский институт оптико-электронного приборостроения
г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.
*E-mail:lovchy@nioep.ru

В докладе представлены результаты моделирования параметров поляриметрического волоконно-оптического датчика тока (ВОДТ) с фарадеевским компенсатором взаимной оптической анизотропии [1]. Для описания и моделирования основных параметров датчика – диапазона измерений, его симметричности относительно нулевого значения, чувствительности, стабильности отклика – используется формализм сферы Пуанкаре.

Система регистрации двухпроходного поляриметрического датчика предусматривает обработку интенсивностей ортогонально поляризованных компонент зондирующего излучения, дважды прошедшего по световоду и расщепленного на выходе анализатором - поляризационным делителем, установленным под углом 45° к направлению поляризации света при нулевом значении измеряемого тока. При двойном обходе светом одновиткового контура из идеального изотропного световода магнитооптический (МО) эффект с интегральным углом поворота плоскости поляризации α_{MO} приводит к изменению относительной разности интенсивностей ортогонально поляризованных компонент в соответствии с выражением:

$$\Delta I_{12} = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) = \sin(4Vi) = \sin(2\alpha_{MO}), \quad (1)$$

где V – константа Верде материала световода, i – электрический ток, протекающий сквозь световодный контур. Очевидно, что однозначный отклик датчика ограничен диапазоном варьирования интегрального МО угла: $|\alpha_{MO}| < \pi/4$. В реальном световоде траектория изменения состояния поляризации (СП) не совпадает с экватором сферы Пуанкаре и относительная разность интенсивностей зависит как от азимутального угла φ (относительно направления анализатора), так и от угла эллиптичности ε поляризации света до анализатора:

$$\Delta I_{12} = \cos(2\varepsilon)\sin(2\varphi). \quad (2)$$

Поэтому выражение (1) справедливо лишь для небольших МО углов с неким коэффициентом пропорциональности η - коэффициентом чувствительности датчика. В [1] выведены выражения для чувствительности и стабильности отклика датчика на *spun* световоде в зависимости от погонных величин встроенного β и наведенного изгибом β_R линейных двулучепреломлений (ДЛП) и погонной величины закрутки γ осей встроенного ДЛП, однако диапазон измерения МО угла и его симметричность относительно нулевого значения не обсуждались.

На рис. 1 представлены координаты СП на выходе световода (слева) и результаты вычисления («измерения» реальным датчиком) интегрального МО угла с использованием выражения (1) (справа) при параметрах *spun* световода: $\beta = 1000$ рад/м, $2\gamma = 4000$ рад/м, диапазон равномерного дискретного

варьирования МО угла $\pm 46,38^\circ$. Моделировался контур из одного световодного витка общей длиной 1 м. Зеленые точки соответствуют положению оси встроенного ДЛП на входе световода 0° , синие – $22,5^\circ$, черные – 45° , красные – $67,5^\circ$. Для результатов измерения МО угла черные и зеленые точки совпадают.

Как видно из рисунка, отклик датчика зависит от

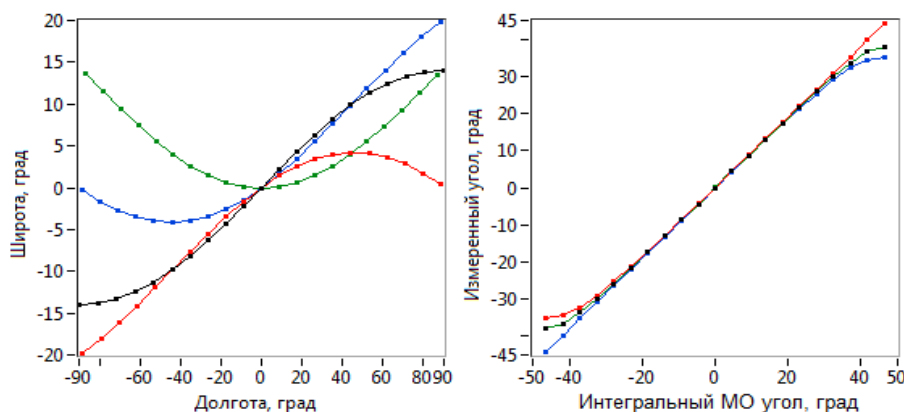


Рис. 1. Координаты СП на выходе световода и результаты измерения интегрального МО угла при $\beta = 1000$ рад/м, $2\gamma = 4000$ рад/м

положения ϕ оси ДЛП на входе световода. Диапазон однозначного симметричного отклика датчика при $\phi = 0^\circ, 45^\circ$ или 90° определяется выражением:

$$\alpha_{\text{МО}} = \pm(\eta)^{-1/2}\pi/4 = \pm \pi/(4\cos(\text{atan}(\beta/2\gamma))) \quad (3)$$

При ином положении оси встроеного ДЛП диапазон смещается относительно нулевого положения на величину $\Delta\alpha_{\text{МО}}$, приблизительно удовлетворяющую эмпирическому выражению:

$$\Delta\alpha_{\text{МО}} \approx \sin(4\phi)(\eta^{-1/2}-1)\pi^2/16 \quad (4)$$

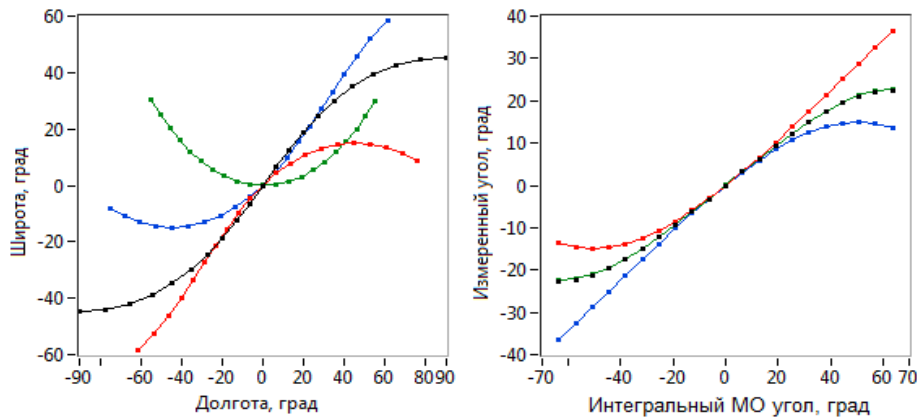


Рис. 2. Координаты СП на выходе световода и результаты измерения интегрального МО угла при $\beta = 4000$ рад/м, $2\gamma = 4000$ рад/м

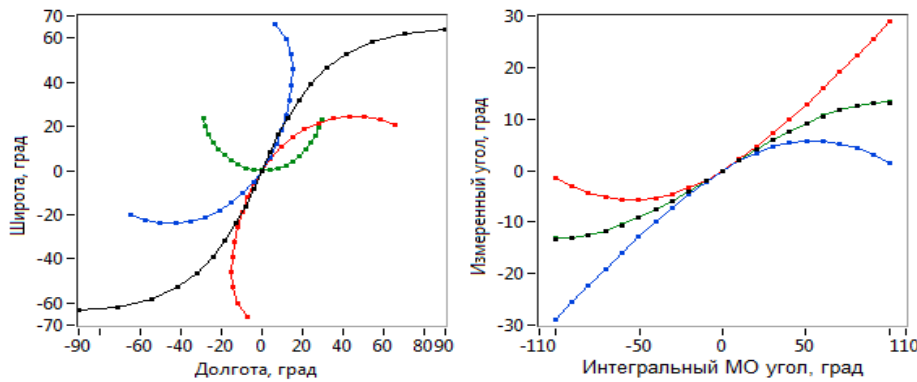


Рис. 3. Координаты СП на выходе световода и результаты измерения интегрального МО угла при $\beta = 8000$ рад/м, $2\gamma = 4000$ рад/м

оси встроеного ДЛП на входе световода. Очевидно, что последнее обстоятельство необходимо учитывать при проектировании узла ввода излучения в световод.

Изгиб световода при намотке его в катушку последовательно приводит, по мере уменьшения радиуса изгиба, к появлению колебаний чувствительности датчика [1], к их росту и постепенному

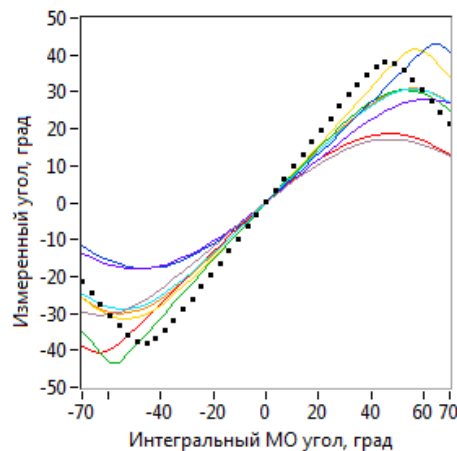


Рис. 4. Варианты отклика ВОДТ

переходу в сторону уменьшения средней чувствительности, к расширению и смещениям диапазона отклика датчика. В качестве примера на рис. 4 приведены возможные варианты отклика датчика при положении оси встроеного ДЛП 45° и вариациях ориентации чувствительного световодного контура в пространстве относительно входного торца. Параметры световодного контура при моделировании: $\beta = 1000$ рад/м, $2\gamma = 4000$ рад/м, $\beta_R = 80$ рад/м (для стандартного волокна на длине волны 660 нм приблизительно соответствует контуру диаметром 16 мм), диапазон интегрального МО угла $\pm 70^\circ$. Черные точки соответствуют реперному отклику датчика при $\beta_R \approx 0$, цветные линии отражают варьирование отклика при вращении витков в пространстве. Очевидно, что рассмотренный случай не имеет практического смысла и его результаты приведены лишь для демонстрации предельных отклонений реакции датчика.

На рис. 2 и 3 представлены координаты СП на выходе световода (слева) и результаты вычисления интегрального МО угла (справа) при параметрах *spun* световода: $2\gamma = 4000$ рад/м, $\beta = 4000$ рад/м (рис. 2, диапазон варьирования МО угла $\pm 63,64^\circ$) и $\beta = 8000$ рад/м (рис. 3, диапазон варьирования МО угла $\pm 100,62^\circ$).

Рисунки 1 ÷ 3 подтверждают расширение диапазона однозначного отклика датчика при увеличении соотношения $\beta/2\gamma$ ($\pm 46,38^\circ \rightarrow \pm 63,64^\circ \rightarrow \pm 100,62^\circ$) с одновременным снижением чувствительности датчика (при малых МО углах $0,94 \rightarrow 0,5 \rightarrow 0,2$), а также потенциальную несимметричность диапазона отклика при произвольном положении

Литература

1. Ловчий И.Л. *Оптический журнал*. 77, № 12, 25-33 (2010)

АНАЛИЗ СЕМЕЙСТВА ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ УРАВНЕНИЯ ГИНЗБУРГА-ЛАНДАУ С УЧЕТОМ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ И МОЩНОСТИ

Штырина О.В.^{1,2*}, Подвиллов Е.В.^{1,3}, Скидин А.С.¹,
Яруткина И.А.¹, Лобасенко Р.Б.^{1,4}, Федорук М.П.^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

²Федеральный исследовательский центр информационных и вычислительных технологий, г. Новосибирск

³Институт автоматики и электрометрии СО РАН, г. Новосибирск

⁴ПАО «Ростелеком», г. Санкт-Петербург

*E-mail: olya.shtyrina@gmail.com

Рассмотрим распространение импульса в лазерном резонаторе с учетом влияния дисперсии, нелинейности, ненасыщенных потерь и насыщенного усиления, насыщающегося поглотителя, а также спектральной фильтрации. Для описания основных характеристик солитона в таких системах нами предложена распределенная модель на основе уравнения типа Гинзбурга-Ландау:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + i \frac{\beta_2 L}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \gamma L |A|^2 A - \xi \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \left(\sigma - \frac{\kappa}{1 + |A|^2 / P_{SAM}} \right) A. \quad (1)$$

Здесь β_2 – коэффициент дисперсии второго порядка, γ – коэффициент нелинейности, κ – глубина модуляции, P_{SAM} – мощность насыщения, L – длина резонатора, ξ – параметр фильтрации. Последний член уравнения описывает действие быстрого насыщающегося поглотителя, выступающего в роли устройства пассивной синхронизации мод. Разница между усилением и потерями:

$$\sigma = \frac{g}{1 + E / E_{sat}} - \frac{\alpha}{2},$$

где $E = \int |A|^2 dt$ – энергия импульса; E_{sat} – энергия насыщения; g – коэффициент усиления за обход резонатора; α – полные внутрирезонаторные потери, включающие в себя потери внутри пассивного волокна (α_p), а также потери на выходе из резонатора ($\ln R$) ($\alpha = \alpha_p L - \ln R$). Для предотвращения образования СВ-волны необходимо выполнение условия $\sigma < \kappa$.

В уравнении (1) член, отвечающий за действие насыщающегося поглотителя, был учтен согласно модели следующего вида:

$$\frac{p^{out}}{p^{in}} = 1 - \frac{2\kappa}{1 + p^{in} / P_{SAM}},$$

где $p^{in}(t)$ и $p^{out}(t)$ соответствуют мощности на входе и выходе из насыщающегося поглотителя.

Аналитические решения, разработанные ранее для подобных распределенных моделей и описывающие распространение сильночирпованных импульсов в лазерном резонаторе (см., например, [1,2]), имели сложную форму, а также не обладали единственностью, что достаточно неудобно с прикладной точки зрения из-за многозначности решения. Предложенная в ходе выполнения данной работы новая математическая модель позволяет получить новое устойчивое единственное аналитическое решение. Устойчивость предложенного решения обеспечивается за счет члена, описывающего насыщенное усиление, а его единственность – за счет учета насыщающегося поглощения в общем виде.

Представим амплитуду огибающей импульса в следующем виде:

$$A(t, z) = \sqrt{P(t)} \times \exp(i\phi(t, z)).$$

Здесь $\phi(t, z)$ – фаза. Тогда для данной модели может быть получено аналитическое решение в следующем виде:

$$2\gamma LP = \phi_z + \frac{2\sigma\xi}{\beta L} - \left[\frac{\beta L}{2} + \frac{2\xi^2}{\beta L} \right] \Omega^2 - \gamma LP_{SAM} + \sqrt{\left(\phi_z + \frac{2\sigma\xi}{\beta L} - \left[\frac{\beta L}{2} + \frac{2\xi^2}{\beta L} \right] \Omega^2 + \gamma LP_{SAM} \right)^2 - \frac{8\gamma\kappa\xi}{\beta}}$$

где $\phi_z = \partial\phi/\partial z$ – линейный набег фазы, а $\Omega = \partial\phi/\partial t$ определяется из дифференциального уравнения

$$-\beta L \frac{d(\Omega P)}{dt} = 2\sigma \frac{P - \Psi}{P + P_{SAM}} P - 2\xi\Omega^2 P.$$

Здесь P – мощность сигнала, а $\Psi = P_{SAM}(\kappa/\sigma - 1)$.

Обращаем внимание, что для полученного решения будет выполняться следующее условие, позволяющее определить значение σ :

$$E(\sigma) = E_{sat} \left(\frac{g}{2\sigma + \alpha} - 1 \right), \quad (2)$$

где $E(\sigma)$ – теоретическое значение энергии солитона.

В ходе исследований было получено хорошее соответствие между полученными теоретическими результатами и результатами прямого численного моделирования на основе уравнения (1) при помощи симметричного метода расщепления по физическим процессам. Удалось показать существование устойчивых одноимпульсных режимов генерации. На рис. 1(а) показана динамика установления энергии импульса при прямом численном моделировании. Видно, что приблизительно за 300 обходов происходит установление из импульсных начальных данных с малой энергией. Далее полученное стационарное решение распространяется без изменений.

Нами было показано, что теоретическое решение зависит только от одного параметра $q = P_{SAM}/P(0)$. Рис. 1(б) демонстрирует зависимость параметра q от разности усиления и потерь σ для фиксированной длины резонатора 1 км. Для построения кривой менялись параметры R и g . Можно видеть, что диссипативный солитон, полученный в рамках модели (1) для резонатора длиной 1 км вне зависимости от значений усиления и потерь является сильночирпованным, что говорит о применимости приближенного аналитического решения. Сильночирпованным считался импульс, для которого параметр чирпа, соответствующий произведению ширины импульса и его спектра, много больше единицы ($f \gg 1$).

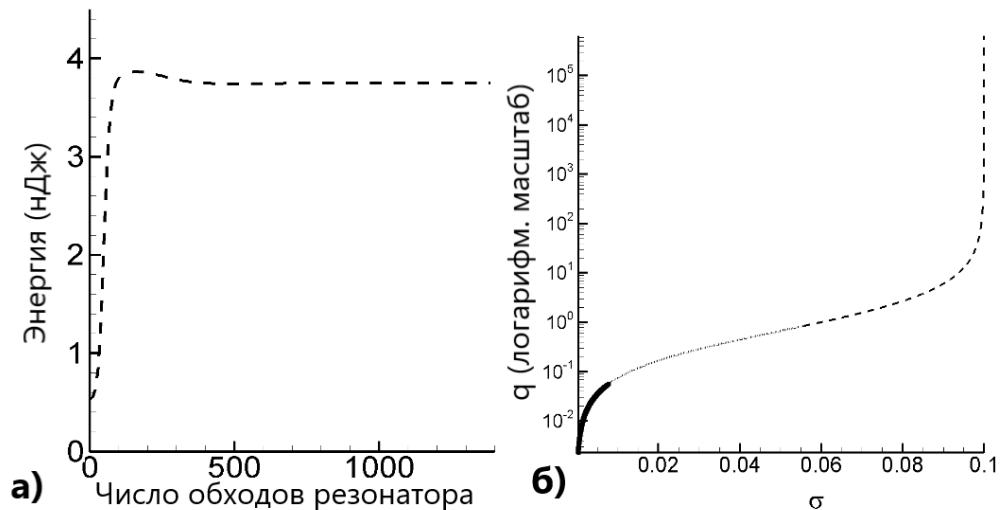


Рис. 1. а) Динамика установления энергии оптического импульса при прямом математическом моделировании; б) Теоретическая зависимость разности усиления и потерь σ от параметра q
Сплошная линия соответствует численным результатам на участке, где выполняется условие баланса энергии из формулы (2). На участке, обозначенном точечной линией, приведены теоретические данные, где выполняется условие $f \gg 1$.

Пунктирная линия продолжается до конца области определения аналитического решения

Таким образом, полученные результаты позволяют аналитически уменьшить число степеней свободы генерации диссипативного солитона, что имеет прикладное значение при оптимизации и анализе условий генерации диссипативного солитонного волоконного лазера с заданными характеристиками, так как позволяет кратно сократить объём вычислений.

Работа О.В. Штыриной (теоретическое исследование) выполнена при поддержке государственного задания на проведение фундаментальных исследований FSUS-2020-0034. Работа А.С. Скидина (анализ результатов) выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-11-20040.

Литература

1. Shtyrina O.V. et al, *Opt. Express* **27**, 6711-6718 (2019)
2. Podivilov E., Kalashnikov V.L., *JETP. Lett.* **82**, 467-471 (2005)

ПОДХОДЫ К МОДЕЛИРОВАНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВБР С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ, СФОРМИРОВАННЫМ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ

Мягдеев Р.М., Васимов Р.О., Кузнецов А.А., Липатников К.А.

КНИТУ-КАИ, г. Казань
*E-mail: aakuznetsov@kai.ru

Волоконная брэгговская решетка (ВБР) с фазовым сдвигом представляет собой однородную ВБР с пропущенным одним или несколькими периодами штрихов. В результате в спектре формируется узкополосный провал шириной в десятки МГц. Очевидно, что для записи таких ВБР необходимо обеспечивать высокую прецизионность для получения характеристик близких к предельным теоретическим. На практике же методы записи значительно более грубые и зазор между двух суб-ВБР получается много больше периода решетки. Имеющиеся подходы к моделированию спектра ВБР используют метод матриц передачи, где фазовый сдвиг описывается отдельной матрицей [1], в результате спектр полученный теоретически значительно расходится с полученным экспериментально. В данной работе мы предлагаем другой подход к моделированию спектра ВБР с фазовым сдвигом, позволяющий гибко контролировать ее структуру.

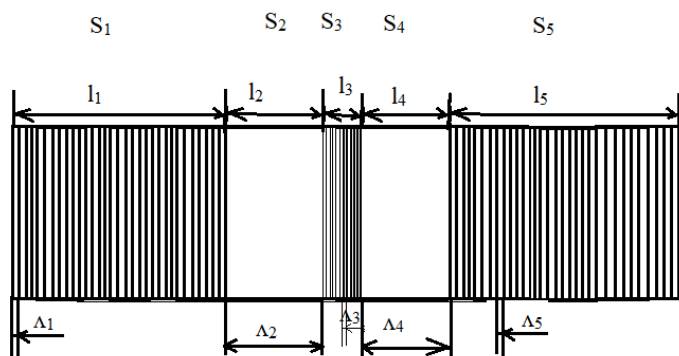


Рис. 1. ВБР с фазовым сдвигом

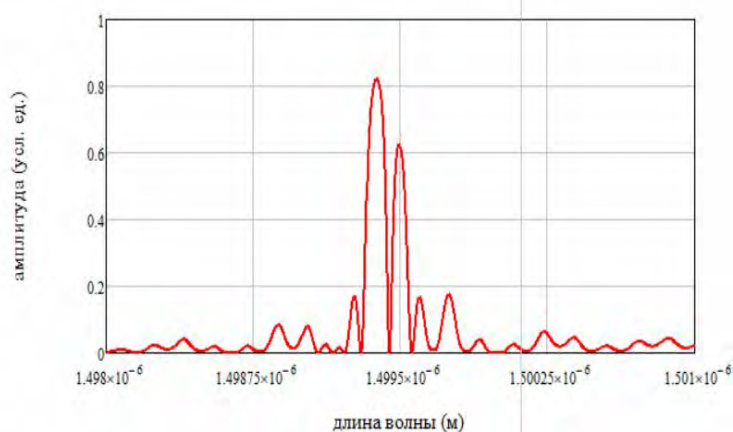


Рис. 2. Спектр ВБР с фазовым сдвигом

В ходе дальнейших работ будет произведено сравнение результатов моделирования с реально записанной ВБР.

Литература

1. А.А.Кузнецов и др. Инженерный вестник Дона, 6, 112 (2020)

Представим ВБР с фазовым сдвигом как совокупность последовательно сформированных пяти ВБР (рис. 1):

S1 – первая суб-ВБР,

S2 – состоит из двух штрихов (период много больше, чем у суб-ВБР) и нужна для формирования зазора между первой суб-ВБР и сдвигом S3,

S3 – ВБР описывающая сам фазовый сдвиг, для имитации однородной структуры ее период много больше периода суб-ВБР, меняя длину этой «ВБР» и ее глубину модуляции показателя преломления можно симитировать ВБР с фазовым сдвигом, записанную в реальных условиях,

S4 – идентична S2,

S5 – идентична S1.

Проведём моделирование ВБР с фазовым сдвигом (рис. 2), записанной на неоднородности по описанной модели по следующими исходными данными: $l_1=l_5=5000$ мкм, $n_{mod1}=n_{mod5}=1*10^{-4}$, $\Lambda_1=\Lambda_5=0.518938$, $l_2=l_4=2000$ мкм, $n_{mod2}=n_{mod4}=1*10^{-4}$, $\Lambda_2=\Lambda_4=2000$ мкм, $l_3=100$ мкм, $n_{mod3}=0.37$, $\Lambda_3=0.518938*10^{-6}$.

СПОСОБ ЗАПИСИ ВБР С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ НА ИСКУССТВЕННО ВВЕДЕННОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Мягдеев Р.М., Васимов Р.О., Кузнецов А.А.

КНИТУ-КАИ, г. Казань
*E-mail: aakuznetsov@kai.ru

Появление фазового сдвига в волоконной брэгговской решетке (ВБР) влечет к созданию узкой полосы пропускания в спектре отражения, что придает возможность получить наиболее точные данные измеряемого параметра с датчиков, по сравнению со спектром отражения, не имеющим данной полосы пропускания.

Существует несколько базовых подходов к записи таких решеток:

- последовательная запись двух ВБР со смещением, при этом между ними формируется зазор, соизмеримый с периодом решетки, данный подход позволяет записывать решетки с характеристиками, близкими к теоретическим, однако требуется прецизионная оснастка;
- формирования неоднородности в записанной ВБР путем, например, локального нагрева, при этом формируется «увеличенный» фазовый сдвиг, при этом ширина провала в спектре на порядок больше, чем в первом случае, однако для формирования таких решеток не требуется специальная оснастка.

В ходе экспериментов нами были предприняты попытки записи ВБР с фазовым сдвигом на искусственно сформированной неоднородности – месте сростка двух оптических волокон. Так как при сварке происходит нагрев волокна, значительно ускоряющий выход водорода и, как следствие приводящий к снижению фоточувствительности, запись производилась в специализированном фоточувствительном волокне PS-1250/1500.

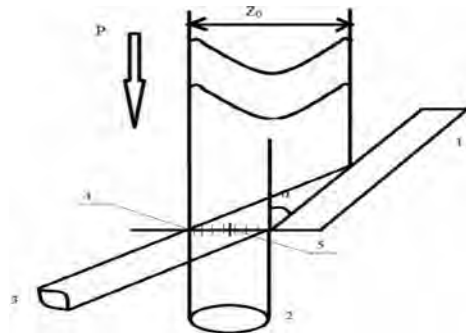


Рис. 1. Схема размещения волокна:
1 – зеркало, 2 и 3 – первая и вторая
линия люминесценции,
4 – место записи ВБР, 5 – место сварки

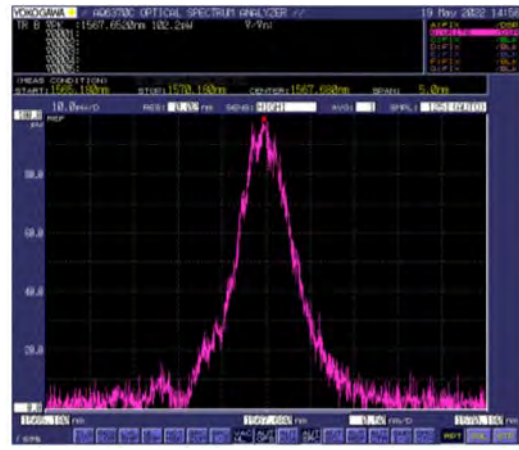
Для записи ВБР использовалась вторая гармоника Ar-ion лазера и схема записи на основе интерферометра Ллойда. Место сварки двух волокон располагалось в центре области интерференции двух лучей (рис. 1), положение неоднородности контролируется по линиям люминесценции записывающего УФ излучения на экране (на рис. 1 не показан).

Полученный спектр ВБР представлен на рис 2а. В спектре заметны два провала. Полученное явление можно трактовать двумя путями:

- зазор между ВБР, сформированный местом сростка волокон велик настолько, что разделенные им решетки формируют интерферометр Фабри – Перо с малым FSR;
- появление второго провала обусловлено дефектом при записи самой ВБР (юстировка схемы записи, качество пучка и т.п.). Для проверки второй гипотезы ВБР была записана на регулярном участке волокна, полученный спектр представлен на рис. 2б.



(a)



(б)

Рис. 2 – Полученные спектры: а – записанной на неоднородности, б – на однородном волокне

Эксперимент показал, что вторая гипотеза не нашла своего подтверждения и наличие двух провалов связано, скорее всего, с наличием интерференции между двух разделенных местом сварки ВБР.

Литература

1. Chehura E. et.al., *Proc. of SPIE*, vol.7503, P.750379 (2009)
2. Новикова В.В., *НТВ ИТМО*, 18(5), 751-757 (2018)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКЛИКА ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ ДЕФОРМАЦИИ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ КЛЕЕВ

Васимов Р.О., Мягдеев Р.М., Кузнецов А.А., Муратшин И.Р., Коровин Н.С.

КНИТУ-КАИ, г. Казань
*E-mail: aakuznetsov@kai.ru

В работе представлены экспериментальные исследования отклика, ползучести и температурной стойкости различных клеевых составов (однокомпонентных и двухкомпонентных эпоксидных смол) на примере волоконно-оптических датчиков деформации.

В качестве объекта исследований была выбрана композитная пластина с размещенными на ней волоконными брэгговскими решетками (ВБР), выступающими в качестве тензодатчиков для измерения деформации [1]. Приклейка осуществлялась тремя видами клеев: цианоакрилатный, эпоксидная смола ЭД-20 и Vishay M-Bond 610. Все три вида клеев в равной степени используются для монтажа пленочных тензорезисторов, нами была поставлена задача оценки передаточной способности этих клеев и их максимальной рабочей температуры, при которых не возникает видимой ползучести при статичной нагрузке. В ходе первого эксперимента пластина закреплялась на столе, а к ее противоположному концу закреплялись грузы, в ходе второго эксперимента пластина с зафиксированным значением деформации помещалась в сушильный шкаф, в котором ступенчато повышалась температура до +140°C.

По результатам первого эксперимента была построена зависимость длины волны ВБР от приложенной нагрузки для трех клеев. Было выявлено, что при нагрузке в 1 кг смещение длины волны для ВБР приклеенной цианоакрилатным клеем оказалось наибольшим (1,75 нм), далее следует ЭД-20 (1,65 нм) и Vishay (1,5 нм), отклики сохраняет линейность вплоть до нагрузки в 2 кг, максимальное смещение длины волны при это составляет величину около 3 нм. Стоит отметить, что положение всех ВБР на пластине исключало их различную деформацию.

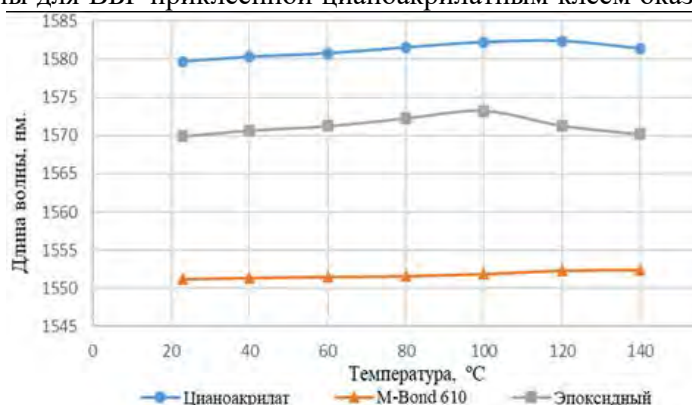


Рис. 1 Отклик ВБР в зависимости от температуры при статичной нагрузке

Результаты второго эксперимента представлены на рис. 1. Ожидаемое поведение датчиков – линейное увеличение длины волны, вызванное увеличением температуры, наличие не монотонностей свидетельствует о ползучести клея. Наилучшее поведение показал Vishay, что ожидаемо, так как он имеет наибольший диапазон рабочих температур по спецификации, ползучесть цианоакрилатного клея наступила при температуре 120 °C, эпоксидного ЭД-20 – при 100 °C. Проведённые последующие циклы показали повторяемость полученных результатов.

Литература

1. А.А.Кузнецов и др. Инженерный вестник Дона, 6, 112 (2020)

ВИБРОДИАГНОСТИКА ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АДРЕСНЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК

Муравьев И.Ю., Добрыдин А.Е., Кузнецов А.А., Липатников К.А., Каримов К.Г.

КНИТУ-КАИ, г. Казань
*E-mail: aakuznetsov@kai.ru

В работе предложена модель контроля вибрации с использованием адресных волоконных брэгговских структур (ВБС), а также проведено экспериментальное исследование датчиков данного типа на электродвигателе.

Принцип действия датчиков вибрации на основе ВБС заключается в преобразовании энергии вынужденных колебаний инерционной массы в деформацию волоконной брэгговской решетки (ВБР), в результате девиация длины волны решетки будет отражать спектр воздействующих на нее механических колебаний [1]. Для регистрации сигналов с таких датчиков используются специальные приборы – интеррогаторы, представляющие собой спектрометр с совмещенным источником излучения. В зависимости от принципа построения прибора граничная частота сканирования может составлять ~100 Гц (интеррогаторы на перестраиваемых фильтрах) или единицы кГц (интеррогаторы со спектрометром на ПЗС-линейке). Столь малые частоты измерений неизбежно ограничивают области применения датчиков на основе ВБР.

Следующим шагом развития волоконно-оптических датчиков является использование адресных структур [2], что позволяет избавиться от традиционных интеррогаторов, а, следовательно, значительно расширить диапазон детектируемых частот, при этом сохраняется одно из главных преимуществ ВБР-датчиков – легкость мультиплексирования, которая ещё сильнее упрощается за счет отказа от множества лазерных источников, либо их широкополосных вариантов.

Адресной волоконной брэгговской структурой (АВБС) назовём такую структуру в оптическом волокне, которая удовлетворяет следующему набору требований: 1) при направлении на неё широкополосного лазерного излучения с равномерной амплитудно-частотной характеристикой, она в оптическом диапазоне формирует двухчастотный сигнал ω и $\omega + \omega_{AFBG}$, разность между которыми ω_{AFBG} много меньше несущих оптических частот и находится в радиочастотной области спектра; 2) разностная частота между двумя частотными составляющими инвариантна к воздействию физических полей и не меняется при смещении центральной частоты АВБС ω_{Br} ; 3) полная ширина на половине высоты спектральных составляющих, образующих двухчастотный отклик, одинакова и много меньше разностной частоты АВБС.

Перенос формирования адресации с измерительной системы на АВБС позволяет в значительной степени облегчить определение её центральной длины волны и существенно упростить измерительную систему, снизив стоимость измерительного канала.

Чтобы АВБС можно было использовать в качестве чувствительных элементов, необходимо потребовать выполнения двух дополнительных условий. Первое условие – в область анализа светового потока попадает отклик только от двух формирующих адрес частот каждой АВБС на всем измерительном диапазоне. Второе условие – если опрашивается мало- или многосенсорная система, АВБС, имеющие одинаковую центральную частоту, должны иметь различные адресные частоты.

В общем случае, полученный на фотоприёмнике сигнал биений (рис. 1 а) не несет в себе никакой дополнительной информации о положении центральной частоты АВБС. Определение смещения центральной длины волны, в котором и заложено искомое вибрационное воз-

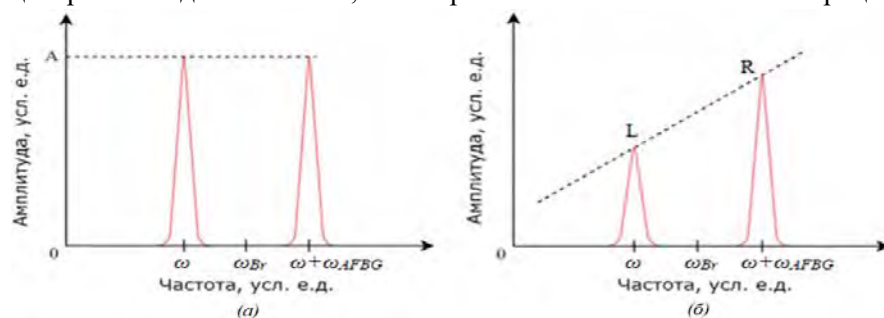


Рис. 1. Форма спектрального отклика АВБС до (а) и после (б) прохождения наклонного фильтра

действию, основано на оптическом преобразовании результирующего сигнала от АВБС (рис. 1 б) в линейном фильтре с наклонной амплитудно-частотной характеристикой. Тем самым смещение центральной частоты АВБС ведёт к изменению взаимного отношения амплитуд

двухчастотного отклика от АВБС, что влечёт за собой изменение амплитуды огибающей биения, которая отражает действующую вибрацию.

Типовая оптико-электронная схема измерительной системы на основе АВБС проходного типа представлена на рис. 2. Дабы избежать флуктуаций мощности светового потока в фотоприёмнике, не связанных с воздействием физических полей на АВБС-сенсор, предлагается проводить нормировки

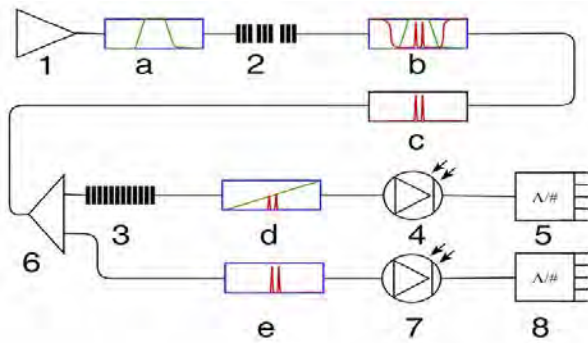


Рис. 2. Функциональная оптико-электронная схема опроса АВБС пропускающего типа. Широкополосный лазерный источник – 1, АВБС – 2, линейный наклонный фильтр – 3, фотоприемник – 4, аналого-цифровой преобразователь – 5, оптический сплиттер – 6, фотодетектор опорного канала – 7, АЦП опорного канала – 8

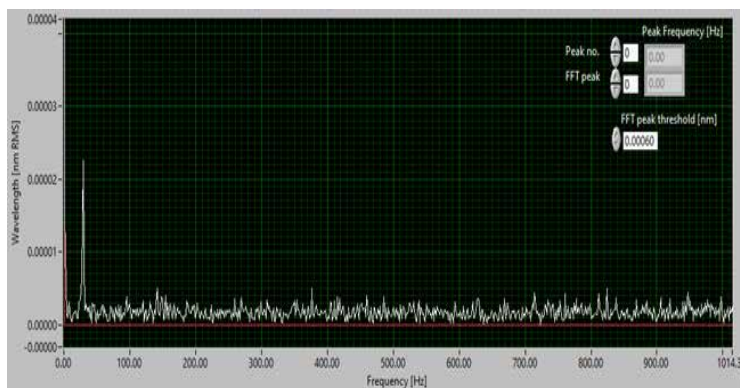


Рис. 3. Спектр вибраций электродвигателя в нормальном состоянии

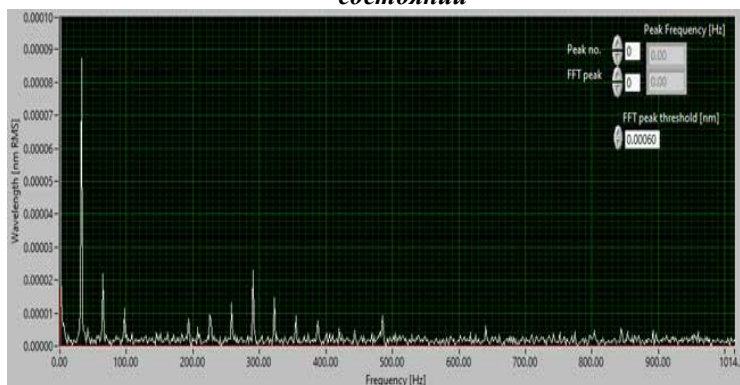


Рис. 4. Спектр вибраций электродвигателя в разбалансированном состоянии

мощности светового потока за счёт создания дополнительного канала – опорного.

В ходе эксперимента проведено исследование вибрации электродвигателя постоянного тока МСП-0.1. Было произведено две серии экспериментов: построены спектры собственных вибраций работающего электродвигателя на фиксированной скорости вращения 1800 оборотов в минуту со сбалансированным и разбалансированным валом.

С целью исключить влияние конструкции оптического датчика на производимые измерения, в обоих случаях адресная волоконная брэгговская решётка наклеивалась непосредственно на корпус объекта исследований. В качестве клея использовался специализированный адгезив для тензорезисторов M-Bond 610. Такой подход, позволит в перспективе использовать АВБС, внедренные напрямую в конструктивные элементы объекта.

В первой серии измерений на спектрограмме

(рис. 3) отчетлива видна основная гармоника около 30 Гц, возникшего вибрационного воздействия при работе электродвигателя, иными словами чувствительность АВБС-сенсора отлично подходит на данных оборотах вращения вала.

Во второй серии измерений на спектрограмме (рис. 4) можно точно разглядеть всё множество побочных гармоник вибрационного сигнала, образованных взаимодействием вибраций остальных конструктивных частей электродвигателя и приходящих на корпус

В работе представлен новый подход в использовании АВБС для контроля вибраций в широкой полосе частот. Проведено экспериментальное исследование датчика на основе АВБС, которое показало высокую достоверность измерений в связи с отказом от механического преобразователя датчика и размещения чувствительного элемента непосредственно на корпусе электродвигателя.

Литература

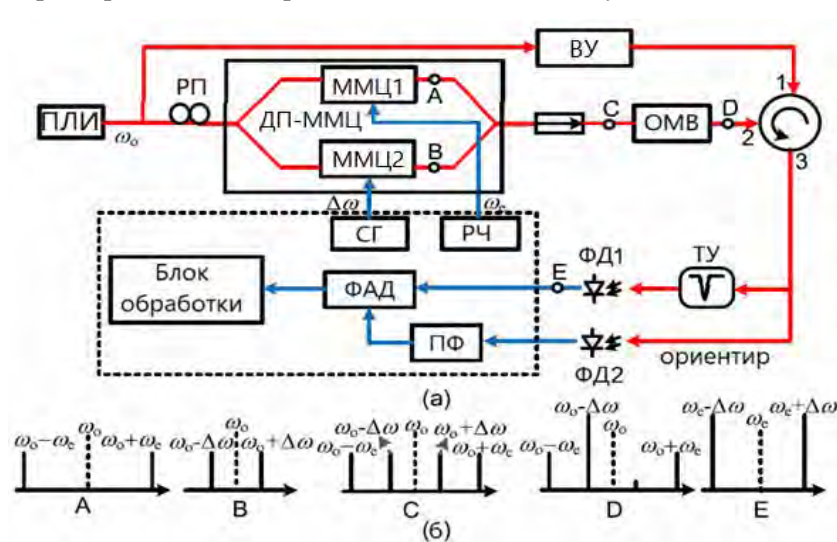
1. Zhang X. et al, *Optical Fiber Technology* **20**, 190-193 (2014)
2. О.Г.Морозов и др., *Компьютерная оптика* **4**, 535-543 (2019)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОВА НА ОСНОВЕ ДВУХПОЛОСНОЙ МОДУЛЯЦИИ И СТИМУЛИРОВАННОМ РАССЕЙНИИ БРИЛЛЮЭНА

Петров Н.А., Кузнецов А.А.*, Каримов К.Г., Липатников К.А.

*КНИТУ-КАИ, г. Казань
E-mail: aakuznetsov@kai.ru

В статье представлены результаты моделирования оптического векторного анализатора (ОВА) на основе оптической двухполосной модуляции (ОДМ) и вынужденном рассеянии Бриллюэна (ВРБ), формирующего несимметричный зондирующий сигнал, позволяющий получить выигрыш в характеристиках, по сравнению с обычными двухчастотными анализаторами.



Принципиальная схема ОВА на основе ОДМ и ВРБ представлена на рис. 1. Ключевым компонентом в предлагаемой схеме является двухпортовый модулятор Маха-Цендера (ДП-ММЦ), который генерирует две меняющихся по частоте боковые полосы в одном суб-ММЦ и две фиксированные по длине волны боковые полосы в другом суб-ММЦ. Затем вводится ВРБ, чтобы подавить одну боковую полосу с фиксированной длиной волны и усилить другую боковую полосу с фиксированной длиной волны так, что оставшаяся часть может служить несущей со сдвигом частоты. Фазовые характеристики могут быть точно измерены, поскольку смещенная по частоте несущая и меняющиеся боковые полосы физически не разделены [1].

Рис. 1. (а) Принципиальная схема ОВА на основе ОДМ и ВРБ (б). Спектры сигналов в разных точках. ПЛИ – перестраиваемый лазерный источник; РП – регулятор поляризации; ММЦ – модулятор Маха-Цендера; ВУ – волоконный усилитель, легированный эрбием; ОМВ – одномодовое волокно; ТУ – тестируемое устройство; ФД – фотодетектор; ПФ – полосовой фильтр; ФАД – фазово-амплитудный детектор; РЧ – радиочастота; СГ – сигнал гетеродина. Адаптировано из [1] источника

Было проведено моделирование анализатора в программной

среде OptiSystem. Так как реализация явления ВРБ невозможна в программном пакете OptiSystem, подавление правой боковой полосы с фиксированной длиной волны осуществлялось с помощью волоконной Брэгговской решетки с π сдвигом (π -ВРБ) (рис. 2) [2].

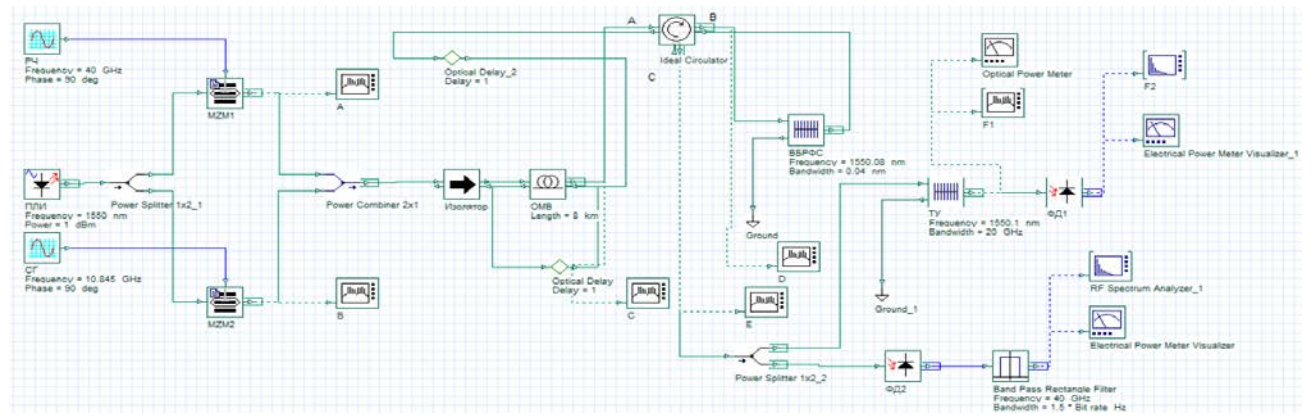


Рис. 2. Схема ОВА на базе асимметричной ОДМ и π -ВРБ построенная в программной среде Optisystem

В качестве перестраиваемого лазерного источника выбрали стандартный компонент – CW Laser. Центральную длину волны лазерного излучения выбрали 1550 нм, а мощность лазера 1 мВт. Амплитуду сигнала генераторов СГ и РЧ возьмем 0,3. Частота СГ $\Delta\omega = 10,845$ ГГц, а частота РЧ меняется в пределах $\omega_e \in [0; 40]$ ГГц.

При моделировании схемы на частоте РЧ $\omega_e = 40$ ГГц в контрольных точках были получены спектры (рис. 3):

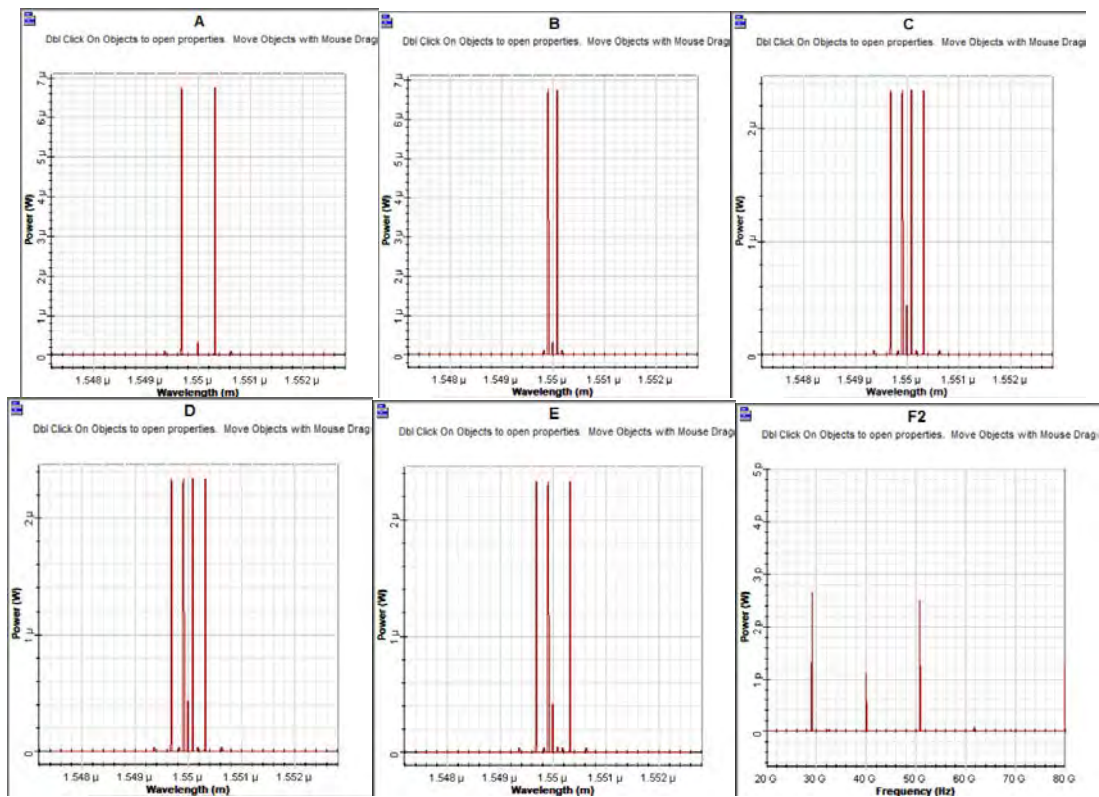


Рис. 3. Спектры сигналов в разных точках в программной среде Optisystem

Для получения амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) и фазово-частотной характеристики (ФЧХ) тестируемого устройства меняли частоту РЧ в пределах $\omega_e \in [0; 40]$ ГГц (рис. 4).



Рис. 4. Амплитудно-частотная и фазово-частотная характеристики тестируемой ВБР

Был рассмотрен оптический векторный анализатор на основе оптической двухполосной модуляции и вынужденном рассеянии Бриллюэна. Из-за невозможности реализации явления ВРБ в программном пакете OptiSystem при моделировании подавление правой боковой полосы с фиксированной длиной волны осуществлялось с помощью ВБР с π сдвигом.

Литература

1. Qing T. et al, *Optics Letters* 41, №15, 3671-3674 (2016)
2. Morozov O.G. et al, *Photonics* 7, № 14, 1-17 (2020)

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ ГЕОФОНА GS-20DX ВОЛОКОННОЙ ПРИСТАВКОЙ – ДАТЧИКОМ СМЕЩЕНИЯ

Беловолов М.И., Парамонов В.М., Беловолов М.М.

*Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН,
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова РАН,
г. Москва
E-mail: bmi@fo.gpi.ru

Электродинамический геофон GS-20DX является известным высокочувствительным датчиком колебаний земной поверхности или корпуса прибора, выходной электрический сигнал с которого пропорционален скорости перемещения катушки индуктивности в магнитном поле подвески подвижной части внутри металлического цилиндрического корпуса. Верхняя рабочая частота электрического отклика составляет больше 250 Гц, масса подвижной части подвески составляет 11 г, вольтовая чувствительность геофона с равняется $\sim 0,28$ В/(см/сек), сопротивление катушки около 400°Ом . Диапазон смещения катушки внутри корпуса составляет $\delta x \sim \pm 1$ мм.

Наши испытания показали, что чувствительность геофона можно повысить более чем на порядок, если усовершенствовать конструкцию в части метода считывания информации о перемещении, дополнив прибор простой лазерной приставкой – волоконным интерферометрическим датчиком смещения δx на конце одномодового волоконного световода так, чтобы выходной торец волокна с 4% френелевским отражением и малогабаритное диэлектрическое зеркало с близким к 100% коэффициентом отражения образовывали низкодобротный измерительный интерферометр Фабри-Перо. Учитывая то, что геофон GS-20DX является одноосным датчиком проекции скорости на направление перемещения катушки индуктивности вдоль ее оси, мы укрепили миниатюрное диэлектрическое зеркало на торце катушки, а считывание сигнала перемещения осуществляли в направлении перемещения путем помещения торца одномодового волокна с коллимирующей линзой перпендикулярно поверхности диэлектрического зеркала на расстоянии ~ 1 мм. Миниатюрные габариты диэлектрического зеркала на торце подвижной катушки практически не изменяли ее массу, не сказывались на балансировке катушки как чувствительного элемента и не искажали магнитное поле системы подвески.

На рис.1 показана конструкция усовершенствования геофона GS-20DX лазерным датчиком перемещения на рабочей длине волны 1,55 мкм. Одновременно можно было пользоваться выходным электрическим сигналом геофона для сравнения с сигналом–откликом от лазерного датчика смещения. Волоконно-оптический датчик смещения на одночастотном полупроводниковом лазере с узкой спектральной линией генерации шириной $\Delta\nu \sim 1$ МГц работал в линейном режиме функции отклика при малых абсолютных перемещениях $\delta x \leq \lambda/4 \sim \pm 200$ нм. Именно в таком режиме производилось сравнение откликов по величине и форме.

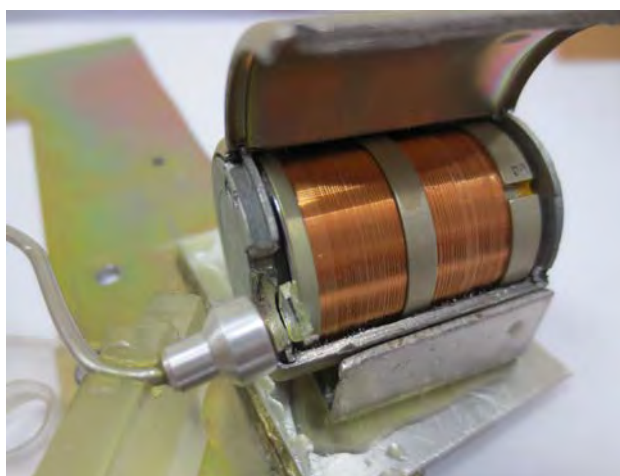


Рис.1. Конструкция геофона GS-20DX с волоконным датчиком линейных смещений на интерферометре Фабри-Перо. Показаны коллиматор и диэлектрическое зеркало на торце катушки

На рис.2а показаны слабые сейсмические сигналы с электрического выхода геофона, а на рис.2б показаны сигналы с геофона с лазерным оптическим считыванием сигнала, пропорционального перемещению чувствительного элемента – катушки вдоль координаты X. Красным цветом (нижние кривые на рис.2) показаны огибающие сейсмических сигналов на частотах 200 Гц.

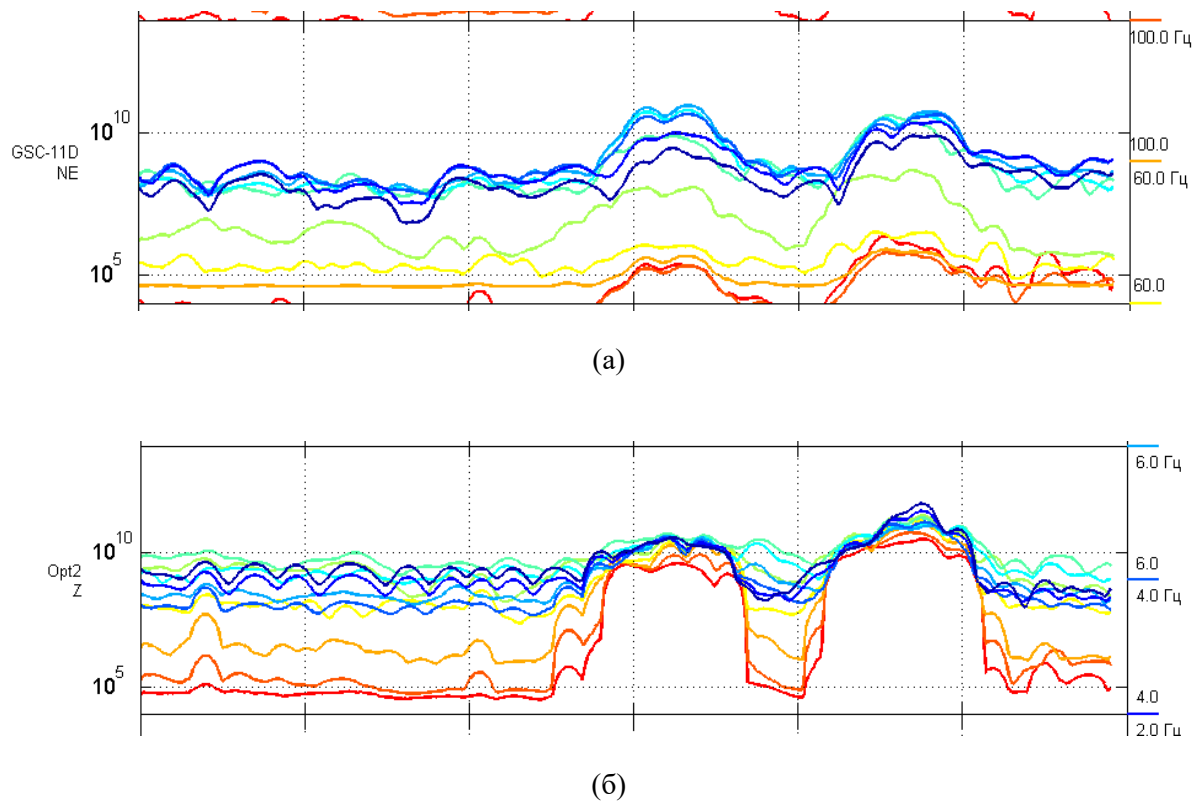


Рис.2. Результаты обработки слабых сейсмических сигналов. Показаны огибающие по выбранным частотным полосам в соответствующем цвете. Нижние огибающие (красные и оранжевые линии) соответствуют диапазону частот 100 – 200 Гц

В целом по данным рис.2 можно сделать заключение, что геофон с применением оптического (лазерного) считывания адекватно отображает сейсмическую обстановку и дает дополнительную информацию по частотному составу регистрируемых сигналов (АЧХ). Частотный спектр зарегистрированных сигналов более богат в случае использования лазерного считывания перемещений чувствительного элемента – катушки внутри геофона. Это представляется особенно важным, если предполагается распознавание сейсмических воздействий или сопровождение источника сейсмических сигналов по данным его частотного спектра (портрета). Датчики на основе серийных геофонов GS-20DX, но усовершенствованные применением лазерного считывания смещений чувствительной катушки внутри корпуса, должны показывать также более высокую чувствительность регистрации малых амплитуд сейсмических воздействий и малых абсолютных смещений чувствительных элементов – катушек, по сравнению с регистрацией индуцированного этим смещением электрического сигнала на выходе геофона. Поскольку регистрация и запись оптических откликов производились в линейном режиме функции преобразования, то порги обнаружения смещений составляют единицы и десятки нанометров, то есть находятся в субмикронной области.

Таким образом, экспериментально подтверждено проявления более высокой чувствительности оптических геофонов с лазерным считыванием перемещений чувствительного элемента по сравнению с чувствительностью серийных геофонов с штатным электрическим выходом.

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ГИПЕРСПЕКТРОМЕТР С ВОЗМОЖНОСТЬЮ АВТОНОМНОЙ РАБОТЫ

Пожар В.Э.¹, Мачихин А.С.¹, Бердников С.В.²,
Баландин И.А.¹, Козлов А.Б.¹, Шматко В.Ю.², Гапонов М.И.^{1*}

¹Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, г. Москва

²Южный научный центр Российской академии наук РАН, г. Ростов-на-Дону

*E-mail: gaponov@ntcup.ru

На текущий момент гиперспектральная съемка остаётся одним из наиболее перспективных методов оперативного мониторинга и бесконтактного анализа в области биологии растений и сельского хозяйства [1]. Одно из важных направлений – проведение полевых исследований в реальном времени. Типовые задачи для гиперспектральной съемки в поле – фенотипирование, оценка спелости фруктов, измерение содержания хлорофилла и азота, обнаружение признаков стресса растений [2]. Гиперспектральные методы, в сравнении с RGB и мультиспектральной съемкой, дают возможность получать и интерпретировать значительно больший объем данных, что позволяет решать указанные задачи с большей эффективностью. Однако получаемый большой объем данных имеет и отрицательную сторону – повышение сложности сбора, хранения и обработки данных. Для полевых приборов, работающих во внелaborаторных условиях, это требует увеличения ресурсов, как вычислительных, так, соответственно, и габаритов, и электропитания. Поэтому нет смысла в этом случае стремиться получить максимально возможный объем данных. Выходом из этой ситуации на этапе обработки является снижение размерности изображений [3], что не решает проблему затрат на сбор и хранение избыточных данных. Более эффективным решением является снижение количества спектральной информации на этапе съемки при сохранении ее информативности, для чего необходимы гиперспектральные приборы, регистрирующие одномоментно пространственное распределение, (фотокамеры) с последовательной регистрацией спектральных каналов. Акустооптические (АО) перестраиваемые фильтры, выделяющие излучение в узком спектральном интервале и при этом не разрушающие изображение, относятся к такой категории спектральных устройств. К тому же, они обладают возможностью произвольной и быстрой спектральной адресации, что является дополнительным преимуществом. Приборы на этой основе представляют большой интерес.

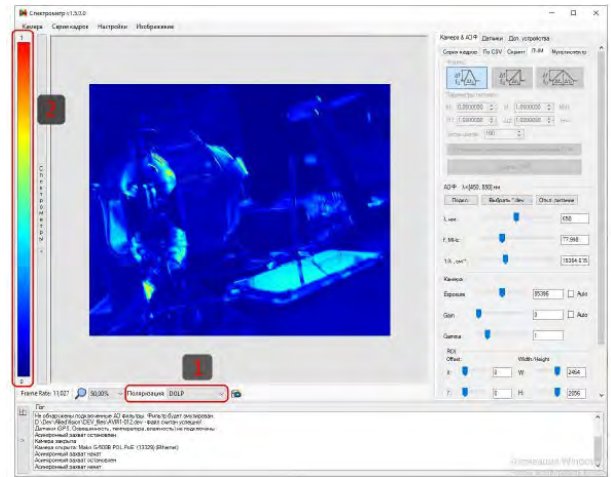
Кроме указанных принципиальных свойств, приборы для практического применения должны обладать еще рядом свойств: технических (спектральный диапазон и полоса пропускания, поле зрения и пространственное разрешение, светосила, быстродействие), эксплуатационных (габариты, вес, питание, устойчивость к природным факторам), эргономических (простота наведения на объект, фиксация/крепление, минимизация подготовительных процедур и отсутствие многочисленных проводных соединений), программно-методических (понятный и информативный пользовательский интерфейс автоматизация обработки данных, простота и надежность калибровки, оперативность отображения результатов, разнообразие средств хранения и передачи данных). Следует отметить, что хотя многие требования имеют прикладной и инженерный характер, но их реализация оказывает влияние на многие базовые элементы АО гиперспектрометра, в том числе на оптическую схему и электронные модули управления.

В докладе представлен разработанный и созданный акустооптический гиперспектрометр для автономной съемки, в котором реализованы многие вышеуказанные требования.

Прибор (рис.1,а) работает по принципу последовательного накопления спектральных снимков. Спектральным элементом является акустооптический перестраиваемый двойной монохроматор изображений. Используемая схема с двойной спектральной фильтрацией изображений позволяет увеличить контраст изображения, увеличить спектральное разрешение, а также исправить значительное число aberrаций, возникающих в одиночном АО фильтре. Основные технические характеристики: рабочий спектральный диапазон – 450-850 нм, полоса пропускания – 120 см⁻¹, что составляет 3.5 нм на длине волны 532 нм, максимальный размер изображения 1024 × 1024 элементов в поле зрения 4° × 5° элементов, которое может преобразовываться объективом в 15° × 20° (при том же световом потоке).



а



б

Рис. 1. Акустооптический гиперспектрометр:
а) вид в транспортировочном кейсе; б) интерфейс управления в одном из режимов

Габариты, вес и форм-фактор позволяют проводить установку и измерения одним человеком. Возможность питания как от сети, так и от аккумулятора позволяет проводить измерения, в том числе и во внелабораторных условиях. Управление, передача данных и питание осуществляется в соответствии с широко распространенными стандартами 1000BASE-T и IEEE 802.3at. Такой подход позволяет минимизировать количество кабелей и использовать существующую сетевую инфраструктура для подключения камеры, что облегчает её интеграцию. Кроме того, это дает возможность установки в труднодоступных и удаленных местах с использованием относительно простых вспомогательных элементов.

Разработанное методическое обеспечение позволяет получать спектральные снимки объекта, определять спектр в каждом элементе изображения, отображать информацию на экране в различном виде (рис.1,б), варьировать параметры измерительной аппаратуры и параметры измерений. Программное обеспечение позволяет задавать режим измерений для реализации автономных измерений по заданной программе. Также возможно удаленное (по сети) управление прибором и оперативное получение информации об объекте.

Предварительное тестирование АО гиперспектрометра в аквакомплексе ЮНЦ РАН показало ее работоспособность в натуральных условиях и позволила получить множество гиперспектральных данных о динамике развития аквакультур, которые сейчас обрабатываются и будут представлены в отдельной публикации.

Литература

1. Lu B et al. *Remote Sens.*, **12**, 2659 (2020)
2. Benelli A., Cevoli C., Fabbri A. *Journal of Agricultural Engineering*, **51**(3), 129-139 (2020)
3. Hidalgo D.R. et al. *Dimensionality reduction of hyperspectral images of vegetation and crops based on self-organized maps, Information Processing in Agriculture*, (2020), ISSN 2214-3173

ШУМОПОДОБНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ГАУССОВОЙ ФОРМЫ С ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

**Волков И.А.^{1*}, Ушаков С.Н.^{1,2}, Нищев К.Н.¹, Камынин В.А.², Цветков В.Б.²,
Столяров Д.А.³**

¹Национальный исследовательский Мордовский государственный университет, Саранск, Россия

²Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, Россия

³Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

E-mail: emofan_80@mail.ru

Волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод получили широкое признание, благодаря их способности создавать стабильные последовательности солитонов. В этих системах, сложное взаимодействие множественных диспергирующих, нелинейных и диссипативных эффектов приводит к нестационарным режимам работы, что обусловлено сочетанием ряда сложных динамических процессов, понимание которых до настоящего времени весьма затруднено. Среди нестационарных режимов работы волоконных лазеров с пассивной синхронизацией мод особенно интересен режим шумоподобных импульсов, в частности, из-за их связи с оптическими волнами-убийцами и их участия в очень сложных, частичных или прерывистых (квази) режимах синхронизации мод. Этот режим весьма распространен, поскольку шумоподобные импульсы могут быть созданы вразличных лазерных архитектурах, охватывающих широкий диапазон параметров резонатора. Особый интерес к шумоподобным импульсам был связан с их устойчивостью к дисперсии. Однако авторами работы [1] было показано, что возможно их существенное временное сжатие. Позднее в работе [2] проведен более глубокий теоретический анализ в результате которого было показано, что у шумоподобного импульса может быть чирп, зависящий от дисперсии резонатора.

В данной работе продемонстрирован анализ шумоподобного импульса гауссовой формы методом FROG. Схема волоконного кольцевого лазера с длиной резонатора ~ 190 м представлена на рис. 1. Резонатор включал в себя 3 м волокна, легированного ионами $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ (SM-EYDF-6/125-HE Nufern) и 180 м стандартного одномодового волокна E3 (АО «Оптическое Волоконные Системы»). В качестве накачки волоконно-кольцевого лазера использовался лазерный диод (BWT K976F06FA), работающий на длине волны 976 нм с выходной мощностью до 4 Вт. Излучение накачки вводилось в резонатор при помощи объединителя накачки с сигнальной жилой (2+1)×1. Изолятор использовался для обеспечения однонаправленного распространения оптического излучения. Поляризационный делитель вместе с двумя контроллерами поляризации позволяли реализовать режим синхронизации мод за счет НВПП. Различные режимы генерации достигались путем тщательной подстройки контроллеров поляризации. Выход лазера соединялся с помощью оптической розетки с разветвителем 1×3, что позволяло одновременно контролировать спектральные и временные характеристики лазера.

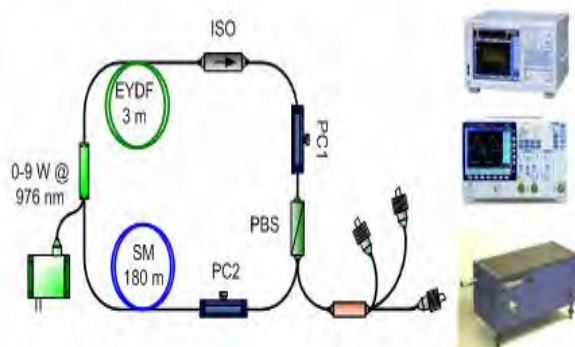


Рис.1. Схема лазера

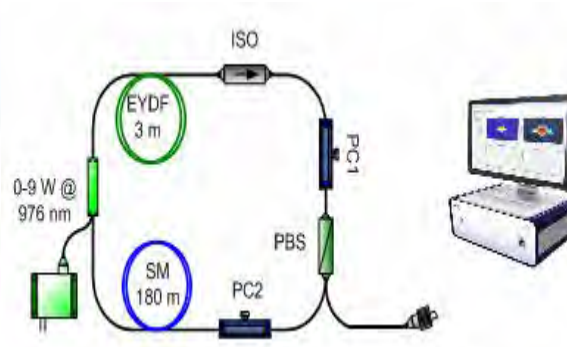


Рис.2. Схема измерений методом FROG

Шумоподобный импульс гауссовой формы имел следующие характеристики: центральная длина волны – 1568 нм, ширина спектра на уровне 3 дБ – 15 нм, длительность пика когерентности $-\tau_{\text{peak}} = 300$ фс, частота повторения импульсов - 1,1 МГц, выходная мощность $P_{\text{вых}} = 21$ мВт [3].

Для измерения шумоподобного импульса методом FROG импульсы вводились через 2-х метровый патч-корд в оптический вход IQFROG. Схема эксперимента приведена на рис. 2. На рис. 3 представлены результаты измерения шумоподобного импульса гауссовой формы методом FROG.

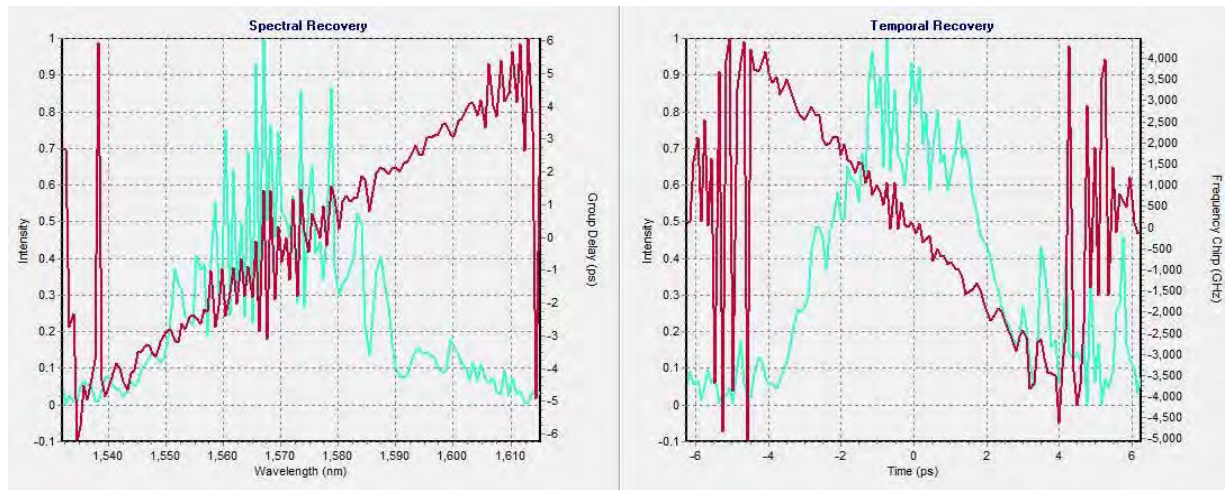


Рис. 3. Измерение шумоподобного импульса гауссовой формы методом FROG

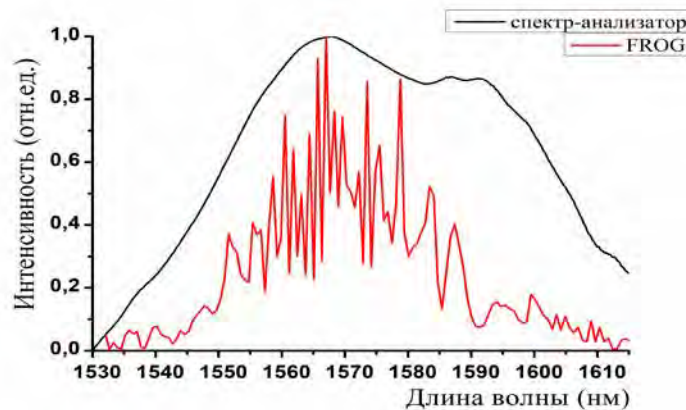


Рис.4. Оптический спектр шумоподобного импульса гауссовой формы (черная линия – измерения с использованием анализатора спектра AQ 6370С, красная линия – измерения методом FROG)

В данном случае генерация происходила в области аномальной дисперсии. Несмотря на шумовой характер мгновенной частоты, на рис.3 четко виден отрицательный линейный наклон. Наши экспериментальные данные подтверждают наличие чирпа у шумоподобного импульса гауссовой формы. На рис. 4 сравниваются спектр шумоподобного импульса гауссовой формы, полученный с помощью анализатора спектра AQ 6370, со спектром, измеренным методом FROG. Из рисунка следует, что применение FROG позволяет детально разрешить структуру шумоподобного импульса. Полученные данные хорошо согласуются с теоретическим описанием, предложенным в работе[2].

Литература

1. Lin J.-H. et al, *Opt.Lett*, **41**, 22, 5310-5313 (2016)
2. Pottiez O. et al, *Laser Phys.* **28**, 085108 (2018)
3. Volkov I.A. et al, *Quant. Electron.*, 50, 2, 153-156 (2020)

ЭВОЛЮЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ТЕМНЫХ ИМПУЛЬСОВ В НЕЛИНЕЙНОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Корель И.И.^{1*}, Ньюшков Б.Н.^{1,2}, Кутищева А.Ю.¹, Четвергова Л.В.¹

¹Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

*E-mail: korel@corp.nstu.ru

Исследования эволюции темных импульсов, как правило, фокусируются на процессе формирования темных солитонов в условиях нормальной дисперсии [1], оставляя открытым вопрос о режимах распространения при аномальной дисперсии. Стабильные темные импульсы могут быть экспериментально получены с помощью волоконных эрбиевых лазеров на длине волны около 1.56 мкм. [2]. Мы изучили эволюцию темного импульса в условиях распространения, определяемых параметрами существующих типов одномодовых оптических волокон, которые являются наиболее подходящей средой для работы с излучением от волоконных источников. Численные решения показывают, что в условиях аномальной дисперсии наблюдается эффект трансформации темного импульса в цуг ультракоротких ярких.

Численные модели задачи об эволюции основывались на решении одномерного нелинейного уравнения Шрёдингера. Для верификации результатов использовалась адаптация и сравнение известных подходов решения данного класса задач, в частности – компактной диссипативной схемы [3] и метода Фурье с расщеплением по физическим параметрам [4]. Результаты моделирования представлены на Рис. 1 и 2.

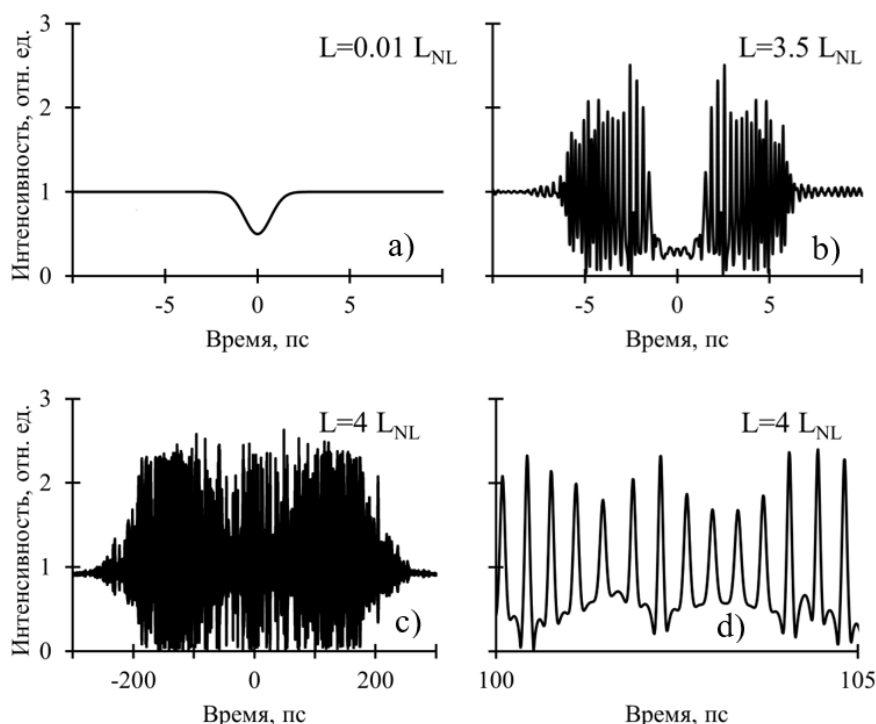


Рис. 1. Эволюция темного импульса в условиях аномальной дисперсии

В рамках численного эксперимента темный импульс длительностью 1 пс. располагался в центре светлого импульса длительностью 1 нс., с центральной длиной волны 1.56 мкм., пиковой мощностью 10 Вт. Литеры а, б, с – соответствуют длинам распространения, выраженным в характерных нелинейных длинах ($L_{NL}=33$ м.), дисперсия: $\beta_2=-1.8$ пс²/км. Рис. 1d показывает детализацию фрагмента импульсной структуры. Как видно из рисунка, в процессе эволюции темный импульс распадается на регулярные цуги импульсов высокой интенсивности и общей частотой следования. Эта частота растет по мере распространения. Для сравнения, на Рис. 2 показано распространение

такого же импульса с теми же параметрами численного эксперимента в условиях нормальной дисперсии. Типичной картиной такого распространения является формирование пары темных импульсов, без образования выразительных ярких последовательностей ультракоротких импульсов.

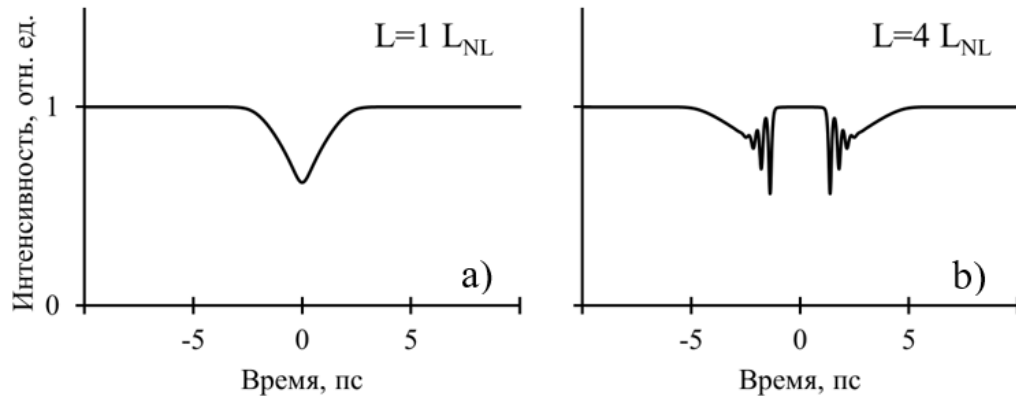


Рис. 2. Эволюция темного импульса в условиях нормальной дисперсии

Цуги лазерных импульсов ближнего инфракрасного диапазона с регулярной структурой и пакетной частотой следования в терагерцовом диапазоне находят применение в целом ряде приложений. В частности, они могут использоваться для генерации импульсов терагерцового излучения с помощью оптического выпрямления [5, 6], а также для спектроскопии, основанной на вращательном отклике молекул. Известный метод, основанный на эффекте Вернье [6], для управляемого формирования цугов ультракоротких импульсов с терагерцовой пакетной частотой следования связан со значительной экспериментальной сложностью и стоимостью. Предложенный метод трансформации темного ультракороткого импульса в регулярный цуг может стать интересным альтернативным решением этой задачи.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (FSUN-2020-0007).

Литература

1. W.Tomlinson et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 329-334 (1989)
2. H.Zhang et al., *Phys. Rev. A* **80**, 045803 (2009)
3. Паасонен В.И., Федорук М.П., *Вычислительные технологии* **16**, №6, 2011
4. Balac S., Mahé F., *Journal of Computational Physics* **280**, 295-305 (2015)
5. J.A.Fülöp et al., *Opt. Express* **18**, 12311 (2010)
6. V.Stummer et al., *Optica* **7**, 1758 (2020)

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНА В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКЕ ПЕРЕМЕННОЙ ТОЛЩИНЫ

Коробко Д.А.¹, Золотовский И.О.¹, Моисеев С.Г.^{1,2*}, Кадочкин А.С.¹, Фотиади А.А.¹

¹Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия

²УФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, г. Ульяновск, Россия

*E-mail: serg-moiseev@yandex.ru

Высокая степень локализации поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) позволяет использовать потенциал современной фотоники для ее интеграции с электронными компонентами на субмикронных масштабах. Это в свою очередь открывает путь к созданию сверхбыстрых и энергоэффективных устройств обработки информации [1]. Переход от оптических систем к плазмонным позволит значительно повысить частоты перспективных задающих генераторов на основе интегральных микро(нано)схем. В настоящей работе предложена модель плазмонной структуры, способной выступить в роли генератора ультракоротких импульсов с тактовой частотой свыше 1 ТГц и послужить основой для разработки вычислительных систем нового поколения. Принцип работы предлагаемого высокочастотного плазмонного генератора основан на модуляционной неустойчивости (МН) - фундаментальном эффекте, приводящем к росту в нелинейной физической системе малых возмущений [2].

Генератор представляет собой слоистую структуру, включающую тонкую серебряную пленку переменной толщины, разделяющую две полубесконечные среды (SiO_2). Диэлектрическая проницаемость пленки ε_3 характеризуется отрицательными значениями действительной части, в то время как диэлектрические проницаемости ε_1 и ε_2 покровной и подстилающей сред принимают положительные действительные значения. Такая структура поддерживает локализованную на пленке ППП, дисперсионные характеристики которой определяются как характеристиками материальных сред, так и локальной толщиной пленки. Рассматриваемая задача аналогична изучению МН излучения, распространяющегося в световоде с изменяющимися по длине параметрами.

Моделирование процесса распространения модулированной ППП волны в пленке с линейно увеличивающейся толщиной h проведено при помощи обобщенного нелинейного уравнения Шредингера

$$\frac{\partial A}{\partial x} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i\gamma \left(|A|^2 - \tau_R \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right) A = - \left(\frac{1}{2L_{spp}} + \frac{1}{2S_m} \frac{\partial S_m}{\partial x} \right) A \quad (1)$$

и дисперсионного соотношения [3]

$$\exp(-2q_3 h) = \frac{q_3 \varepsilon_1 + q_1 \varepsilon_3}{q_3 \varepsilon_1 - q_1 \varepsilon_3} \frac{q_3 \varepsilon_2 + q_2 \varepsilon_3}{q_3 \varepsilon_2 - q_2 \varepsilon_3}. \quad (2)$$

В этих соотношениях $|A|^2 = I$ – интенсивность волны, $\beta_k = \partial^k \beta / \partial \omega^k$ – дисперсионный параметр k -го порядка, γ – параметр кубической (керровской) нелинейности, S_m – площадь моды плазмонного волновода, L_{spp} – длина пробега поверхностного плазмон-поляритона, $q_k = \sqrt{\beta^2 - (\omega/c)^2 \varepsilon_k}$ – коэффициент затухания ППП в поперечном направлении, параметр τ_R характеризует интенсивность вынужденного комбинационного рассеяния, выражающийся в том, что для ультракоротких импульсов со спектральной шириной в несколько терагерц возникает перекачка энергии от высокочастотных спектральных компонент к низкочастотным.

В качестве начальных условий рассмотрена модулированная ППП волна вида $A(t, 0) = \sqrt{I_0} (0.99 + 0.01 \cdot \cos(2\pi \nu_m t))$, где $I_0 = 10^{-2}$ Вт·мкм⁻² – интенсивность в начальный момент времени, $\nu_m = (\omega_0 - \omega_s) / 2\pi$ – частота модуляции, а ω_s – частота модулирующей компоненты. Модуляция частот может быть получена искусственно при использовании двух источников с близкими длинами волн (индуцированная МН), либо присутствовать в виде начальной шумовой компоненты (спонтанная МН).

Зависимость коэффициента модуляционного усиления плазмонной волны от частоты модуляции для различных значений толщины серебряной пленки представлена на рис. 1. Величина модуляционного усиления достаточно велика, чтобы обеспечить распад модулированной волны на отдельные импульсы на длине распространения порядка 100 нанометров. Для пленок толщиной 9 нм максимальное значение модуляционного усиления на два порядка выше, чем при толщине 20 нм. С увеличением толщины пленки частотный диапазон МН уширяется.

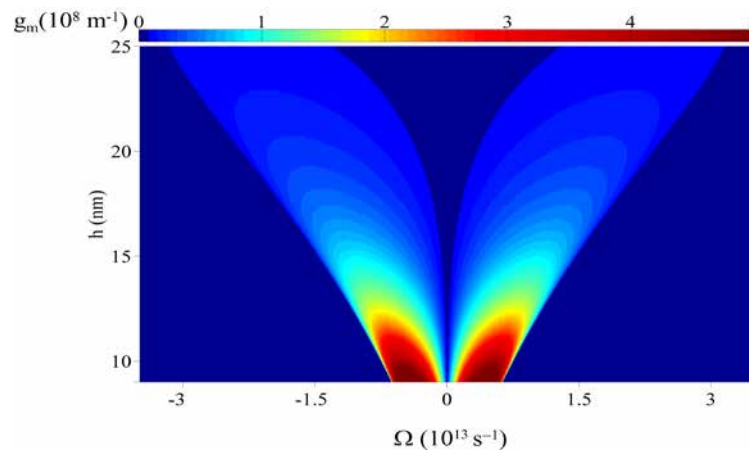


Рис. 1. Зависимость модуляционного усиления ППП от толщины пленки

На рис. 2 представлена рассчитанная с помощью уравнений (1) и (2) эволюция интенсивности ППП с несущей частотой $\omega_0 = 5.8891 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$ и частотой модуляции $\nu_m = 0.44 \text{ ТГц}$ в серебряной пленке линейно возрастающей толщины с перепадом 6 нм на 100 нм длины. Как можно видеть из представленных зависимостей, интенсивность ППП волны в такой пленке испытывает модуляцию в пространстве и времени с формированием фемтосекундных импульсов с терагерцевой частотой следования, при этом пиковые значения интенсивности могут превышать интенсивность первоначальной волны в десятки раз. Трансформация ППП развивается на относительно коротких расстояниях, поэтому затухание ППП не оказывает существенного влияния на эффект МН.

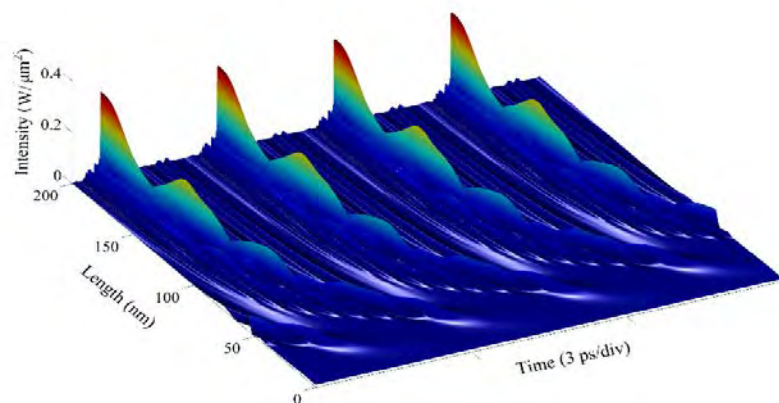


Рис. 2. Эволюция интенсивности ППП в пленке с линейно возрастающей толщиной

Предложенная концепция генерации плазмон-поляритонных импульсов является перспективной для разработки миниатюрных генераторов высокочастотных ($\sim 1 \text{ ТГц}$) последовательностей ультракоротких ($\sim 100 \text{ фс}$) импульсов и может найти применение в большом числе задач современной оптоэлектроники и наноплазмоники, среди которых разработка задающих тактовых генераторов, генераторов гребенчатого спектра и др.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект 075-15-2021-581) и Российским Фондом Фундаментальных Исследований (проекты № 18-29-19101, № 19-42-730010).

Литература

1. Zia R. et al, *Materials Today* **9**, 20-27 (2006)
2. Scott A.C., *The Nonlinear Universe: Chaos, Emergence, Life*, Springer Science & Business Media (2007), 364 p.
3. Economou E.N., *Physical review*, **182**, 539 (1969)

СИСТЕМА ВИБРОДИАГНОСТИКИ ТЕХНИЧЕСКИ СЛОЖНЫХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ АДРЕСНЫХ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ СТРУКТУР

Липатников К.А.*

Казанский национальный исследовательский технический университет

имени А.Н. Туполева – КАИ

**E-mail: klipatnikov87@mail.ru*

Для современных технически сложных объектов остро стоит задача прогностического контроля их состояния. Повсеместный переход к эксплуатации техники «по состоянию» требует наличия встроенных систем контроля. Особое место здесь занимают системы вибродиагностического мониторинга. Суть этой методики заключается в измерении спектра собственных (или вынужденных) колебаний исследуемого объекта в широкой полосе частот. На основе имеющихся статистических данных проводится анализ гармоник спектра, на основании которого делаются выводы о наличии дефектов в узлах системы. Чаще всего, этот метод не диагностирует точное расположение дефекта в сложной системе (так как это требует колоссальных объемов статистических данных для каждого вида дефектов и их всевозможных комбинаций), а говорит лишь о наличии проблемы (с какой-то степенью «критичности») и необходимости произвести осмотр изделия.

В настоящее время наиболее бурный рост наблюдается в оптических датчиках на основе волоконных брэгговских решеток. Ключевым преимуществом по сравнению с датчиками интерферометрического типа является полностью волоконное исполнение чувствительного элемента, что упрощает его изготовление и повышает надежность. Сдвиг длины волны ВБР, в зависимости от приложенной осевой деформации и температуры описывается следующим образом:

$$\Delta\lambda = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Delta \cdot \left[1 - \frac{n_{eff}}{2} \cdot (P_{12} - \nu \cdot (P_{11} + P_{12})) \cdot \Delta\varepsilon + \left(\alpha + n_{eff}^{-1} \cdot \frac{dn_{eff}}{dT} \right) \cdot \Delta T \right] \quad (1)$$

где ΔT - изменение температуры, $\Delta\varepsilon$ - приложенная осевая деформация (растяжение), P_{mn} - коэффициенты Поккельса упруго-оптического тензора, ν - коэффициент Пуассона, α - коэффициент теплового расширения кварцевого стекла, n_{eff} - эффективный показатель преломления основной моды.

Принцип действия датчиков вибрации на основе ВБР заключается в преобразовании энергии вынужденных колебаний инерционной массы в деформацию брэгговской решетки, в результате девиация длины волны решетки будет отражать спектр воздействующих на нее механических колебаний [1-3]. С целью компенсации температурной чувствительности ВБР применяют дифференциальные схемы [3,5], в которых отклик двух ВБР к вибрации находится в противофазе, что позволяет вычесть медленно меняющийся сдвиг длины волны от температуры (рис. 1).

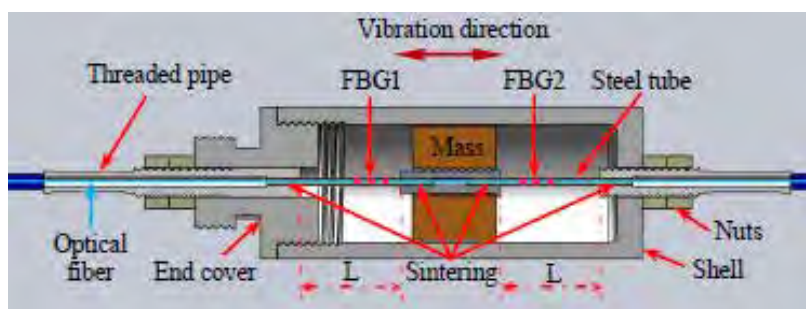


Рис. 1. Дифференциальный датчик вибрации на основе ВБР [3,5]

В нашей работе мы предлагаем использовать адресные волоконные брэгговские структуры (АВБС) в качестве чувствительных элементов. Теория АВБС впервые предложена и развита в рамках научной школы авторов, предложены ряды технических решений для контроля температуры и статических деформаций [6-8]. Использование адресных структур позволяет избавиться от традиционных интеррогаторов, что позволяет значительно расширить диапазон детектируемых частот, при этом сохраняется одно из главных преимуществ ВБР-датчиков – простота мультиплексирования. Однако на сегодняшний день остается нерешенной задача использования таких

структур для контроля динамических процессов в широкой полосе частот воздействия. Решению данной проблемы посвящено наше исследование.

Типовая схема измерительной системы на основе АВБС проходного типа представлена на рис. 2.

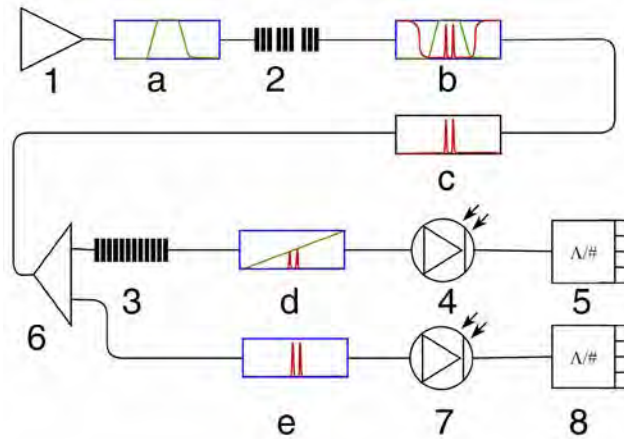


Рис. 2. Система опроса одного АВБС-датчика

Где (1) – суперлюминесцентный источник излучения, (2) – АВБС-датчик, (3) – оптический дисперсионный элемент с преобразованием «частота-амплитуда», (4) – фотодетектор измерительного канала, (5) – регистрирующая аппаратура измерительного канала, (6) – оптический сплиттер, (7) – фотодетектор опорного канала, (8) – регистрирующая аппаратура опорного канала; (a) – спектр излучения суперлюминесцентного источника, (b) и (c) – спектры на выходе АВБС-датчик, (d) – спектр на выходе дисперсионного элемента, (e) – спектр в опорном канале.

На выходе фотоприемника формируется амплитудно-модулированный сигнал, в котором адресная частота ω_{AFBG} выступает в качестве несущей, а искомая вибрация $\omega_{VIB}(t)$ – огибающей:

$$U_{PD}(t) = U_0 \cdot \left(1 + k \cdot \frac{\omega_{VIB}(t)}{|\omega_{VIB}(t)|_{max}} \right) \cdot \cos(\omega_{AFBG} \cdot t), \quad (2)$$

Параметр k (глубина модуляции) характеризует передаточную характеристику механической части датчика и дисперсионного элемента. Необходимо соблюдение условия $k \leq 1$, в противном случае возникнет перемодуляция и искомый сигнал исказится. Путем детектирования низкочастотной огибающей можно восстановить форму искомого вибрационного воздействия.

Литература

1. Zhang, X. et al Reliable high sensitivity FBG geophone for low frequency seismic acquisition. *Measurement* **2018**, Volume 129, pp. 62-67
2. Zhang X. et al Low-frequency fiber Bragg grating accelerometer based on a double-semicircle cantilever. *Optical Fiber Technology* 2014, Volume 20, pp. 190-193
3. Zhang Y. et al Study on a fiber Bragg grating accelerometer based on compliant cylinder. *Optical Fiber Technology* 2015, Volume 26, pp. 229-233
4. Weng Y. et al Robust and compact Fiber Bragg Grating vibration sensor for seismic measurement. *IEEE Sensors journal* 2011, Volume 12, no. 4, pp. 800-804
5. Weng X. et al High Frequency Optical Fiber Bragg Grating Accelerometer. *IEEE Sensors journal* 2018, Volume 18, no. 12, pp.4954-4960
6. Morozov O. et al Multi-Addressed Fiber Bragg Structures for Microwave-Photonic Sensor Systems. *Sensors* **2020**, Volume 20, 2693
7. Agliullin T. et al Addressed Fiber Bragg Structures in Load-Sensing Wheel Hub Bearings. *Sensors* **2020**, Volume 20, 6191
8. Lipatnikov K.A. et al Fiber-Optic Vibration Sensor «VIB-A». In *2019 Systems of Signals Generating and Processing in the Field of on Board Communications, Moscow, Russia, 20-21 March 2019, IEEE*

МАЛОМОДОВЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ РЕФЛЕКТОМЕТР И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

Бурдин В.А.¹, Бурдин А.В.^{1,2}, Барашкин А.Ю.¹, Дашков М.В.¹, Евтушенко А.С.¹,
Прапорщиков Д.Е.^{1*}

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара

²Научно-производственное объединение Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
г. Санкт-Петербург

*E-mail: dep82@mail.ru

С применением малоимодовых оптических волокон возрос интерес и к малоимодовой рефлектометрии. В первую очередь, малоимодовые рефлектометры рассматривали как средство для измерений распределений связи мод на длине кабельной линии, включая связь мод на строительных длинах кабеля и межмодовые связи на стыках строительных длин [1 – 4]. Также рассматривается их применение для измерения параметров мод [5], обнаружения повреждений оптических волокон на линии и определения расстояния до них [6]. В [7 – 10] предложен малоимодовый рефлектометр для измерения распределений по длине кабельной линии радиусов изгиба оптических волокон. В [1–11] рассматривается применение типичной схемы малоимодового рефлектометра, основным компонентом которой является модовый мультиплексор. Такая схема предполагает работу в двухмодовом режиме, ввод зондирующего импульса на одной моде, прием сигналов обратного рассеяния отдельно на каждой из двух поддерживаемых в оптическом волокне направляемых мод и совместную обработку характеристик обратного рассеяния оптического волокна каждой из этих мод.

В данной работе приведена типичная схема малоимодового рефлектометра, описаны принципы и особенности его работы. Представлены экспериментальные данные, полученные на физических моделях волоконно-оптической кабельной линии и малоимодового рефлектометра. Рассмотрены перспективы применения малоимодовой рефлектометрии. В частности, отмечено, что малоимодовое оптическое волокно фактически является интерферометром, что позволяет рассматривать различные варианты его применения для рефлектометрических измерений, и, в том числе, в схемах фазочувствительных оптических рефлектометров [11].

Литература

1. Nakazawa M. et al., *Opt. Express* **22**, 31299-31309 (2014)
2. Nakazawa M. et al., *OFC 2014,1-3* (2014)
3. Yoshida M. et al., *OFC 2016,1-3* (2016)
4. Chen W. et al., *Optics Communications*, **(428)**, 136-143 (2018)
5. Maruyama R. et al., *J. Lightwave Technology*, **35(4)**, 650-657 (2017)
6. Nakamura A. et al., *OEC&PSC 2019, 1-3* (2019)
7. Nakamura A. et al., *J. Lightwave Technology*, **33(23)**, 4862-4869 (2015)
8. Nakamura A. et al., *J. Lightwave Technol.* **34**, 3568-3576 (2016)
9. Okamoto K. et al., *IWCS Proceedings* **65**, 228-233 (2016)
10. Nakamura A. et al, *Opt. Express* **25**, 5742-5748 (2017)
11. Masoudi A. et al., on, *Opt. Express* **25**, 32021-32040 (2017)

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СОКРИСТАЛЛОВ И СОСТАВОВ С ВНУТРИКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ОПТИЧЕСКИ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ДОБАВОК НА ОСНОВЕ CL-20

Варламов Е.С., Корнеев О.С., Костин Н.А., Колесов В.И., Юдин Н.В.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева» г. Москва

Лазерное инициирование (ЛИ) является безопасной и надежной альтернативой обычным механическим или электрическим методам инициирования. Главными преимуществами ЛИ являются безопасность к электромагнитным воздействиям (несанкционированное срабатывание), а также возможность одновременного многоточечного инициирования.

CL-20 – самое мощное взрывчатое вещество (ВВ), применяемое в боеприпасах, обладающее вполне подходящими характеристиками для ЛИ. Для снижения энергии инициирования используют составы на основе CL-20 с различными светопоглощающими добавками. Светочувствительные составы на CL-20 могут быть применены в оптических капсулях – детонаторах [1].

Объектами исследования в данной работе были составы на основе CL-20, содержащие светопоглощающие добавки, такие как: наноалюминий, нанооксид меди (II) и сажа, а так же новые перспективные бимолекулярные сокристаллы (2CL-20/HMX, CL-20/BTF), обладающие в сравнении с ним CL-20 улучшенными физико – химическими характеристиками, и сольват с оксидом азота (CL-20/0,5N₂O). Для лучшей однородности распределения добавок в составе, была разработана методика получения, позволяющая заключать добавки внутрь кристаллической решетки CL-20.

В данной работе использовали лазерный модуль мощностью до 1,5 Вт и длиной волны 450 нм. Образцы для лазерного инициирования изготавливались прессованием таблеток \varnothing 4 мм при давлении 1500 ат. Мощность лазерного излучения регулировалась путем изменения размера пятна в диапазоне от 200 до 3000 Вт/см².

Были определены характеристики лазерного инициирования – зависимость времени воспламенения от удельной мощности.

Установлено, что времена инициирования CL-20 лазером 450 нм в диапазоне удельных мощностей от 200 до 3000 Вт/см² составляют от 200 до 70 мс соответственно. Установлено, что введение светопоглощающих добавок и применение сокристаллов не приводит к существенному снижению времени и энергии лазерного инициирования.

Литература

1. Варламов Е.С., Колесов В.И., Манахова Е.С. Коновалов А.Н. «МОДЕЛЬ ОПТИЧЕСКОГО СРЕДСТВА ИНИЦИИРОВАНИЯ НА ОСНОВЕ ЦИКЛИЧЕСКИХ НИТРАМИНОВ» *Успехи в химии и химической технологии. ТОМ XXXIV. 2020. № 9, с.82-85*

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИСТОЧНИКА ОДИНОЧНЫХ ФОТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ОДНОФОТОННОГО ФОТОДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ MRS-ЛАВИННОГО ФОТОДИОДА

Бычков С.Б.^{*}, Глазов А.И., Зотов А.В., Тихомиров С.В.

Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений (ФГУП «ВНИИОФИ»)»

**E-mail: bychkov@vniiofi.ru*

В настоящее время во многих исследовательских лабораториях ведутся работы, направленные на создание источников одиночных фотонов – устройств, генерирующих сепарированные во времени единичные фотоны определённой энергии. Активно разрабатываются источники одиночных фотонов на квантовых точках и источники спутанных фотонов. Эти разработки необходимы, в первую очередь, для развития технологий квантовых вычислений и квантовой криптографии. Однако, наиболее простой, широко используемый на практике подход к реализации однофотонного излучения – это ослабление последовательности лазерных оптических импульсов до уровня, когда средняя энергия одного оптического импульса становится меньше средней энергии единичного фотона, излучаемого лазером. Поскольку излучение лазера имеет высокую степень когерентности, случайная величина – количество фотонов в одном ослабленном оптическом импульсе – обладает статистикой Пуассона, т.е. вероятность излучения n фотонов в одном ослабленном оптическом импульсе $P(n)$ будет описываться формулой:

$$P(n) = \frac{e^{-\mu}}{n!} \cdot \mu^n; \quad (1)$$

Где μ – отношение средней энергии импульса к средней энергии одного фотона (среднее количество фотонов в одном оптическом импульсе). Как видно из формулы, при значениях $\mu < 1$, вероятность излучения единичного фотона $P(1)$ становится больше вероятностей излучения двух и более фотонов ($P(n)$, $n > 1$). При уменьшении значения μ вероятность $P(0)$ появления «пустого» оптического импульса возрастает, однако, при этом, вероятность излучения одного фотона в «не пустом» импульсе $P(n = 1 | n > 0)$ стремится к единице:

$$P(n = 1 | n > 0)_{\mu \rightarrow 0} = \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{P(1)}{1 - P(0)} = 1$$

Уменьшая значение μ , можно получить последовательность оптических импульсов, для которой будет обеспечиваться сколь угодно большое отношение количества однофотонных импульсов к многофотонным, что позволяет считать излучение подобного источника псевдооднофотонным.

Гипотеза о пуассоновской статистике ослабленных оптических импульсов верна только для лазерного излучения (она может не выполняться, например, если лазерный излучатель «портится» и переходит в светодиодный режим работы), и, в общем случае, должна быть проверена. Обычно для исследования статистики излучения фотонов однофотонных источников применяется схема совпадений (интерферометр Хэнбери Брауна - Твисса), когда излучение источника одиночных фотонов подаётся на вход оптического делителя. Излучение с выходов сплиттера направляется на однофотонные фотодетекторы. При помощи измерителя временных интервалов строится взаимная корреляционная функция срабатываний фотодетекторов, по форме которой можно судить о статистике источника.

Другим методом является использование однофотонного фотоприёмника на основе многоплощадочного лавинного фотодиода, работающего в режиме гейгеровского пробоя (MRS-фотодиода [1]). Подобные фотоприёмные устройства (ФПУ) имеют матрицу приёмных площадок, соединённых параллельно, это позволяет таким фотоприёмникам получать отдельные реакции на один и более детектированных фотонов.

В поведённом опыте, для исследования статистики источника псевдо однофотонных импульсных последовательностей, работающем на эффекте ослабления оптических импульсов волоконно-оптического полупроводникового лазера с длиной волны 850 нм, ослабленного до уровня, когда средняя энергия одного оптического импульса составляла 0,51 энергии одного фотона, использовалось однофотонное ФПУ типа ПР-ЛФД1 разработки ВНИИОФИ, собранный на основе отечественного MRS-фотодиода СРТА-152. Это кремниевый фотодиод, имеющий 21 приёмную площадку с максимальной чувствительностью на длине волны 680 нм. У данного фотодиода был реализован ввод излучения при помощи многомодового оптического волокна (50 мкм). На рисунке 1 показана осциллограмма сигнала ФПУ,

полученная при включении режима длительного послесвечения сигнала на экране осциллографа. На рисунке видно, что примерно через 20нс после появления синхроимпульсов лазерного излучателя (подаваемого на канал 1 осциллографа) следуют сигналы от однофотонного приёмника (подаваемые на канал 2 осциллографа). Эти сигналы имеют несколько характерных амплитуд. Импульсы амплитудой $\approx -23\text{мВ}$ соответствуют регистрации приёмником одного фотона, импульсы амплитудой -45мВ – регистрации двух фотонов, -70мВ – 3х фотонов. Из осциллограммы, по толщине линии, можно судить, что однофотонные импульсы регистрируются чаще, чем двухфотонные и намного чаще трёхфотонных.

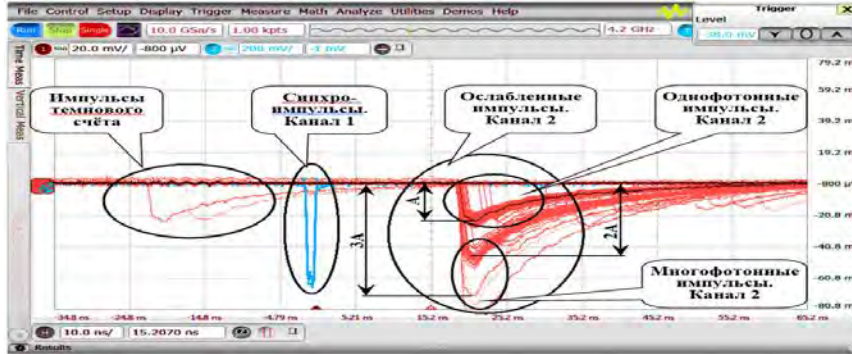


Рис. 1 Осциллограмма выходного сигнала однофотонного ФПУ типа ПР-ЛФД1

Для анализа статистических характеристик оптического излучения источника использовалась математическая модель, согласно которой каждый фотон оптического излучения детектировался фотоприёмником с одинаковой вероятностью η . Для значения $\mu = 1,033$ пренебрегалось вероятностью одновременного излучения более чем трёх фотонов в ослабленном оптическом импульсе. Если $P_d(1)$, $P_d(2)$, $P_d(3)$ – вероятности детектирования импульсов единичной, двойной и тройной амплитуды, соответственно, $P(1|n > 0)$, $P(2|n > 0)$, $P(3|n > 0)$ – вероятности излучения одного, двух и трёх фотонов в «непустом» оптическом импульсе, вычисленные по формуле $P(n|n > 0) = \frac{P(n)}{P(0)}$ то, в рамках принятой

модели, они связаны формулами:

$$P_d(3) = P(3|n > 0) \cdot \eta^3; \quad (2)$$

$$P_d(2) = P(2|n > 0) \cdot \eta^2 + P(3|n > 0) \cdot \eta^2 \cdot (1 - \eta) \cdot C_3^2 + P_d(3); \quad (3)$$

$$P_d(1) = P(1|n > 0) \cdot \eta + P(2|n > 0) \cdot \eta \cdot (1 - \eta) \cdot C_2^1 + P(3|n > 0) \cdot \eta \cdot (1 - \eta)^2 \cdot C_3^1 + P_d(2); \quad (4)$$

Где C_n^k - число сочетаний n по k. Вероятности $P_d(1)$.. $P_d(3)$ определялись экспериментально при помощи измерителя временных интервалов, при выставленном триггере по уровню амплитуды одно-двух и трёхфотонных импульсов, как отношение числа срабатываний к общему числу синхроимпульсов. Среднее число фотонов в одном оптическом импульсе определялось пересчётом энергии импульса через среднюю мощность неослабленной импульсной последовательности, частоту следования импульсов и значение коэффициента ослабления импульсов лазера. Значение квантовой эффективности η на длине волны 850 нм составило 6,0%. В таблице 1 представлены результаты измерения значений $P_d(1)$, $P_d(2)$, $P_d(3)$ и результаты, полученные в результатах расчёта по формулам (2), (3), (4).

Таблица 1. Теоретические и экспериментальные значения вероятностей детектирования

n	Измеренные значения $P_d(n)$, %	Значения $P(n n > 0)$ ($\mu = 1,033$)	Расчётные значения $P_d(n)$, 100%
1	8,55	0,5708	8,577
2	0,22	0,2949	0,211
3	0,00	0,1015	0,002

Описанный метод плохо работает при значениях среднего числа фотонов в ослабленном оптическом импульсе $\mu \ll 1$. Однако, он позволяет исследовать статистику излучения разного числа фотонов в ослабленных оптических импульсах при больших значениях μ , когда схема совпадений, применяемая для анализа статистики однофотонных источников не работает. Реализована и исследована аппаратура, включающая однофотонный источник монохроматического излучения и приёмник для счёта фотонов с возможностью счёта от 1 до 10^9 фотонов в секунду.

Литература

1. P.Eckert et al., «Characterisation studies of silicon photomultipliers», Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 620, 217–226 (2010)

МОДУЛЯЦИЯ И УСИЛЕНИЕ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В УСИЛИТЕЛЯХ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Золотовский И.О., Лапин В.А.*, Миронов П.П., Семенцов Д.И.

Ульяновский государственный университет, Научно-технологический институт им. С.П. Капицы

*E-mail: LVA2013@yandex.ru

В работе исследуются условия частотной модуляции, спектрального уширения и усиления гауссова импульса, распространяющегося в активном световоде с реализуемой бегущей волной показателя преломления.

Известно, что при распространении светового импульса по световоду, в котором создана бегущая волна показателя преломления (БВП), могут наблюдаться эффекты, не имеющие места как в световодах однородных, так и в световодах со статической неоднородностью или периодичностью [1, 2]. В работе [3] исследовались эффекты, связанные с изменением поляризации и смещением несущей частоты квазимонохроматических волновых пакетов под влиянием БВП.

В настоящей работе рассматривался случай введения света в цилиндрический волновод под углом к образующей цилиндра. При этом поверхностная волна распространяется по спиральной траектории (рис. 1) [4]. Продольная составляющая волнового вектора такой волны $k_z = \sqrt{k^2 - k_r^2}$, где $k = k_0 n(\omega)$, $k_0 = \omega / c$ – волновое число в вакууме, $n(\omega)$ – показатель преломления материала световода, k_r – поперечная (радиальная) компонента волнового вектора.

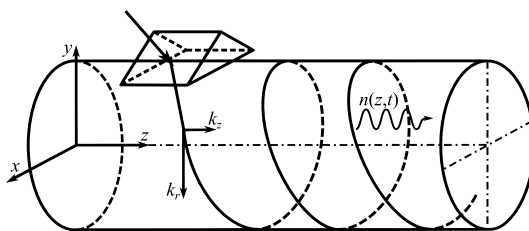


Рис. 1. Распространение на поверхности цилиндра туннелирующей волны, синхронизированной с БВП

Для волнового пакета, который в световоде распространяется с групповой скоростью, равной скорости БВП, при наличии усиления уравнение для амплитуды огибающей, записанное в координатах бегущего времени ($\tau = t - z / v_g$), имеет вид:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = i\beta m \cos[\Omega(\tau - \delta\tau)] A + gA \quad (1)$$

где $\tau = t - z / v_g$ – время в бегущей системе координат, $v_g = (\partial\omega / \partial\beta)_{\omega_0}$ – групповая скорость волнового пакета, $d_2 = (d^2\beta / d\omega^2)$ – параметр дисперсии групповых скоростей, R – параметр нелинейности, параметры усиления среды $g(\omega) = g_0 [1 + (\omega - \omega_0)^2 / \Delta\omega_L^2]^{-1}$, величина:

$$\Delta\beta = n_0 k_0 m \cos(\Omega t - qz) \quad (2)$$

определяет изменение константы распространения собственной волноводной моды световода в результате модуляции показателя преломления в БВП и $k_0 = \omega / c$.

В работе рассматривалась динамика спектрально ограниченного гауссова импульса [5]:

$$A(\tau, z=0) = \sqrt{P_0} \exp(-\tau^2 / 2\tau_0^2), \quad (3)$$

На рис. 2 представлены профиль импульса на выходе из активного световода с БВП с оптической длиной пути $L = 500$ м (рис. а), профили мгновенной частоты импульса (рис. б), импульс, прошедший через дифракционную решетку с дисперсионным параметром $D_{eff} = 10^{-24}$ с²/м (рис. с). Параметры световода в работе выбирались: частота БВП $\Omega = 10^9$ с⁻¹; глубина модуляции

ПП $\Delta l = 10^{-4}$; волновое число БВП $\beta = 10^7 \text{ м}^{-1}$; нормальная дисперсия второго порядка $d_2 = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$; параметр керровской нелинейности $R = 10^{-7}; 10^{-5}; 10^{-3} (\text{Вт}\cdot\text{м})^{-1}$ (кривые 1–3) и. Начальные параметры вводимого импульса: длительность $\tau_0 = 10^{-11} \text{ с}$, пиковая мощность $P_0 = 10 \text{ Вт}$. Параметры усиления в работе выбраны: $g_0 \approx 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, $\Delta\omega_L = 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Как видно из рис. 2b, импульс приобретает практически линейный чирп, значительно уширяется, а его пиковая мощность на выходе из световода с БВП выросла в 4 (кривая 3) и 6 (кривые 1,2) раз. Пропуская затем такой импульс через диспергирующий элемент, можно получить его сильную компрессию, причем его пиковая мощность возрастает более чем на порядок. Из рис. 2 видно, что широкополосный ВП с шириной спектра $\Delta\omega > 10^{12} \text{ с}^{-1}$ может эффективно усиливаться (сохраняя свою форму) в среде со относительно малой шириной линии усиления. Из рис. 2 видно, что эффективность усиления определяется величиной кубической (керровской) нелинейности R . В данном случае при достигаемых мощностях эффективность усиления выходит на некоторые оптимальные значения при $R < 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$.

Приведенные зависимости показывают, что в активных световодах-модуляторах с БВП можно обеспечить усиление широкополосных частотно модулированных импульсов с сохранением их формы, при использовании относительно узкополосных усилителей с шириной линии усиления не больше $\Delta\omega_L \approx 10^{11} - 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

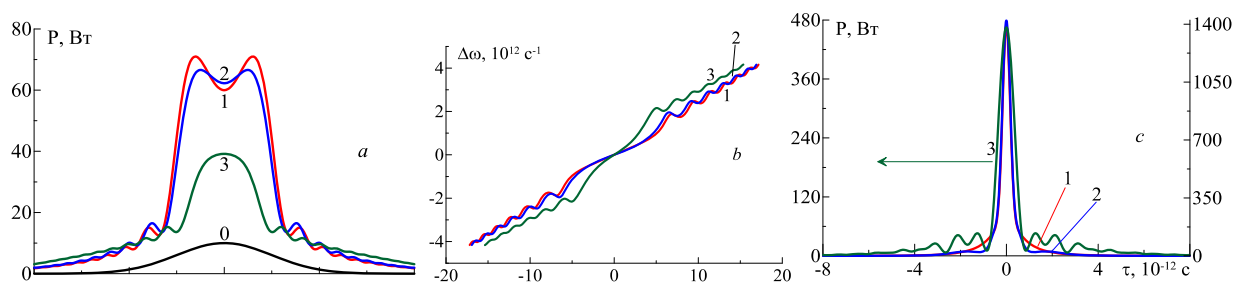


Рис. 2. Профили огибающей (а), мгновенной частоты (b) импульса в световоде с БВП, а также его последующее сжатие (с) на решетке с дисперсионным параметром $D_g = -10^{-24} \text{ с}^2$. Параметры моделирования: $R = 10^{-7}, 10^{-5}, 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ (1–3), ширина линии усиления $\Delta\omega_L = 10^{11} \text{ с}^{-1}$

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта № 19-42-730013.

Литература

1. Торчигин В.П. Квантовая электроника **20** (3), 276 (1993)
2. Торчигин В.П. Квантовая электроника **22** (5), 509 (1995)
3. Zolotovskii I.O et al., J. Opt. Soc. Am. B **36** (10), 2877 (2019)
4. Торчигин В.П., Торчигин С.В. Квантовая электроника **33** (10), 913 (2003)
5. Золотовский и др. Квантовая электроника **51** (4), 293 (2021)

ЭФФЕКТ ВОДЫ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС УГЛЕРОДНЫХ ПОКРЫТИЙ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН

Харинцев С.С.¹, Сапарина С.В.¹, Фишман А.И.¹, Столов А.А.², Джи Ли²

¹Казанский федеральный университет
²OFS, 55 Darling Drive, Avon, CT, 06001, USA

В работе изучается электрический и спектроскопический гистерезис углеродных покрытий при мягком отжиге (до 150°C) в присутствии/отсутствии воды.

Amorphous carbon (a-C) is an appealing disordered multi-phase material widely used as a cost-effective barrier coating (10-100 nm thick) for silica optical fibers to protect them from harsh environments. Those coatings prevent strength degradation of the optical fibers by moisture and also block hydrogen diffusion into the fiber. The protective properties of a-C coatings, synthesized via thermal chemical vapor deposition (CVD), mainly depend upon their structural and morphological peculiarities controlled by hydrocarbon cracking temperature and the precursor gas type. In this paper, we experimentally study the in situ temperature-dependent dc electrical conductivity and Raman scattering of dried/wetted a-C coatings under multiple heating/cooling cycles within the range of 40-120°C. At temperatures of above 80°C, we observe a hysteresis in both the dc electrical resistance and the Raman scattering intensity. This hysteresis is underpinned to two competing mechanisms. One of them is related to the escape of intercalated (or spatially confined) water from the a-C coating, causing the resistance decrease due to closing the bandgap. An opposite picture is observed when some water molecules experience dissociative absorption at the edge and basal defects that may be decorated with C-H, COOH/C-OH and C-O-C/C=O functional groups. Upon cooling, the functional groups interact with free water through hydrogen bonding predominately.

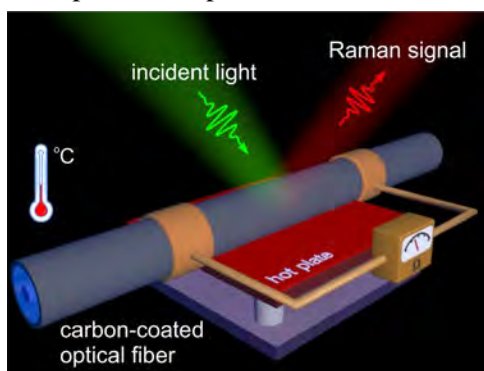


Fig. 1. A principal scheme of the experimental setup for the in-situ temperature-dependent dc electrical and Raman measurements

Using a regularized least-squares method, the highly overlapped Raman bands within the range of 1000-2000 cm^{-1} were deconvoluted into 9 elementary peaks assigned to sp^2/sp^3 carbon species and the edge functional groups. The content of water within the a-C coating is quantified through relative contributions of the water and edge defects-related Raman bands. This study expands our knowledge about a-C ultrathin films, originally designed as barrier coatings, towards promising ultracompact humidity sensors and next-generation adsorbents.

Acknowledgements

This work was supported by grant No. 19-12-00066 of the Russian Science Foundation. This work was done using equipment of Federal Center of Shared Facilities of Kazan Federal University.

ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ГАРМОНИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД И ТОЧНОЙ НАСТРОЙКОЙ ЧАСТОТЫ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ

Рибенек В.А., Столяров Д.А., Коробко Д.А.

Ульяновский государственный университет

Лазерные генераторы импульсных последовательностей с высокой частотой следования (более 1 ГГц) широко востребованы как в научных, так и технологических приложениях, например, в радиофотонике, спектроскопии и телекоммуникациях. Волоконные лазеры в этой области представляют собой крайне привлекательную альтернативу полупроводниковым и твердотельным лазерам с точки зрения удобства вывода излучения, качества выходного пучка, простоты изготовления и гибкости в настройке. Излучение ГГц импульсных последовательностей волоконными лазерами возможно только в многоимпульсном режиме, так называемой, гармонической синхронизации мод (ГСМ), при котором множество импульсов равномерно распределено по резонатору.

Важной задачей технологии ГСМ лазеров является точная настройка частоты следования импульсов [1]. Ее решение повышает интерес к волоконным лазерам со стороны ряда прикладных задач, например высокоточной спектроскопии. В большинстве известных ГСМ лазеров для перестройки частоты следования используется изменение уровня накачки, причем частота следования изменяется с накачкой ступенчато. Скачки частоты следования при увеличении и снижении накачки происходят при различных ее уровнях, соответствуя эффектам гистерезиса, характерным для солитонных лазеров [2]. Размер этих скачков, особенно в мульти-ГГц диапазоне, имеет порядок сотен МГц. Таким образом при перестройке порядок гармоник, на которой осуществляется синхронизация мод, скачкообразно изменяется на десятки, что затрудняет точную регулировку частоты повторения. В данной работе нами рассмотрен способ точной подстройки частоты следования волоконного ГСМ-лазера, заключающийся в применении внешнего непрерывного источника (с шириной линии ~100 кГц), перестраиваемого в широком диапазоне длин волн. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

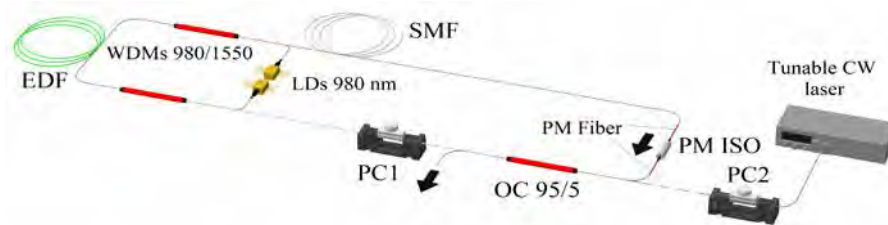


Рис. 1. Схема волоконного лазера. EDF – волокно, легированное Er, PC – контроллер поляризации, PM ISO – поляризационно-чувствительный изолятор, OC – выходной ответвитель, LDs – диоды накачки. Перестраиваемый непрерывный лазер подключается при необходимости точной настройки частоты следования выходных импульсов

В режиме многоимпульсной генерации регулировкой контроллера поляризации PC1 достаточно легко осуществить ГСМ, при которой частота следования импульсов кратна фундаментальной. Максимально достигнутая частота следования составила 6.75 ГГц. При определенных уровнях накачки следует отметить скачки частоты следования, отвечающие малым изменениям накачки. Каждый из таких скачков соответствует появлению десятков новых импульсов в резонаторе лазера при этом, естественно, энергия отдельного импульса падает. Для точной настройки частоты следования импульсов в нашем эксперименте был использован внешний непрерывный лазер «Yenista T100», перестраиваемый по частоте. Ширина линии лазера ~ 100 кГц, а его максимальная выходная мощность составляет около 5 мВт. Лазер подключается к резонатору через выходной 5/95 ответвитель, состояние поляризации его излучения при вводе в резонатор контролируется посредством контроллера PC2. Эксперимент показывает, что инжекция внешнего излучения может оказывать воздействие на частоту следования импульсов кольцевого лазера, причем изменения частоты следования фиксируются лишь в том случае, когда длина волны внешнего CW источника

находится в пределах некоторых узких полос. Ширина полос возрастает с увеличением мощности СВ источника и достигает ~ 1 нм при его максимальной выходной мощности (~ 5 мВт). При попадании длины волны внешнего СВ источника в пределы обозначенных полос радиочастотный (РЧ) спектр лазера с основным пиком, соответствующим частоте следования импульсов, испытывает возмущения. Главный результат эксперимента состоит в том, что при помощи контроллера поляризации РС2 перемещением основного пика, а, следовательно, и частотой следования импульсов можно управлять с максимальной точностью, равной фундаментальной частоте f_T (рис. 2). Отметим сохранение высокого качества импульсной последовательности – после перестройки уровень подавления межмодового шума (supermode noise) остается неизменным, немного снижаясь с частотой следования f_{rep} : от ~ -57 dB на $f_{rep} \approx 330$ MHz до ~ -46 dB на $f_{rep} \approx 6500$ MHz.

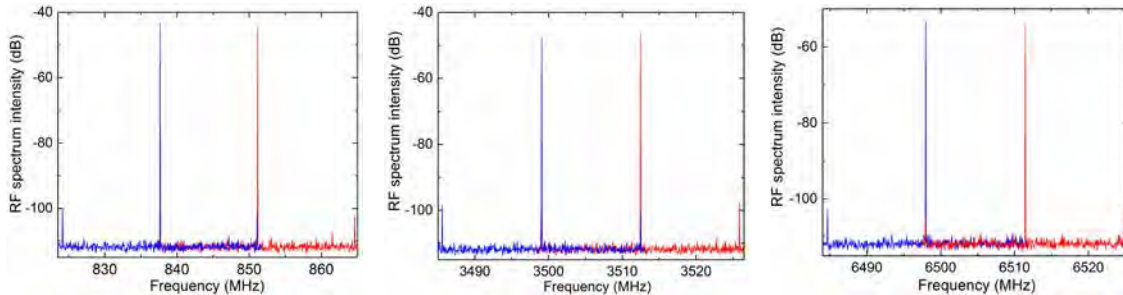


Рис.2. РЧ спектры лазера до и после перестройки частоты следования импульсов, производимой при помощи регулировки поляризации внешнего непрерывного лазера. Точность подстройки равна фундаментальной частоте резонатора $f_T = 13.46$ МГц. Мощность накачки (слева направо) – 290 мВт, 360 мВт, 960 мВт

Работа поддержана РФФ (проект 19-72-10037) и Министерством Высшего образования и науки РФ (проект 075-15-2021-581).

Литература

1. Yeh D.H., He W., Pang M., Jiang X., Wong G. & Russell, P.S.J. (2019). *Optics letters*, 44(7), 1580-1583
2. Tang D.Y., Zhao L.M., Zhao B. & Liu A. Q. (2005). *Physical Review A*, 72(4), 043816

МОБИЛЬНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ВЕКТОРНО-ФАЗОВЫЙ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Ромашко Р.В.¹, Кульчин Ю.Н.^{1,2}, Стороженко Д.В.¹, Безрук М.Н.¹

¹Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток

²Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток

E-mail: bezmisha@list.ru

В настоящей работе предложен, экспериментально реализован и исследован мобильный лазерный векторно-фазовый гидроакустический измерительный комплекс. Разработанный комплекс позволяет детектировать слабые гидроакустические поля в открытых акваториях и определять их скалярные и векторные параметры [1]. Мобильный комплекс состоит из двух основных элементов – волоконно-оптический приемник и система регистрации и обработки оптического сигнала (рис. 1). Волоконно-оптический приемник представляет собой шесть разнесенных в пространстве волоконно-оптических датчиков катушечного типа. Каждый датчик цилиндрической формы выполнен из экструдированного пенополистирола с намотанным многомодовым волоконным световодом длиной 5 м. Размещение датчиков парами на концах отрезков, ориентированных вдоль трех ортогональных осей пространства, обеспечивает измерение трех компонент градиента акустического давления. Расстояние между датчиками в каждой паре определяет рабочий диапазон частот, который для представленной реализации приемника составляет 100-1500 Гц. Механические колебания материала оснований датчиков, вызванные воздействием на них акустического давления, приводят к фазовой модуляции излучения, проходящего по волоконным световодам.

Система регистрации оптического сигнала включает в себя лазерный источник, шестиканальный адаптивный голографический интерферометр, шесть фотодетекторов и многоканальный АЦП. Применение многоканального высокоскоростного АЦП (32 канала, частота дискретизации 400 кГц) позволяет обрабатывать сигналы в режиме реального времени и оперативно получать информацию об направлении детектируемого источника гидроакустического поля. Все компоненты системы регистрации размещены в переносном мобильном боксе, имеющем автономное питание, что позволяет выполнять измерения с помощью разработанного комплекса в полевых условиях. Благодаря высокой когерентности излучения расстояние между приемным элементом и системой регистрации может достигать 100 м, что позволяет разместить приемный элемент на значительном удалении от системы. Адаптивный интерферометр осуществляет фазовую демодуляцию оптических сигналов, поступающих от волоконно-оптического приемника. Интерферометр построен на основе фоторефрактивного кристалла CdTe, в котором формируются шесть динамических голограмм [2]. Применение динамических голограмм помимо фазовой демодуляции сигнала обеспечивает стабилизацию рабочей точки интерферометра, позволяя ему эффективно работать в условиях внешних шумовых факторов (случайные механические воздействия, промышленные шумы, дрейф температуры и пр.). Измерительные каналы адаптивного интерферометра работают независимо друг от друга, а уровень перекрестных помех между каналами не превышает уровня собственных шумов. В адаптивном интерферометре применена ортогональная геометрия взаимодействия световых пучков, в которой сигнальные пучки направляются в фоторефрактивный кристалл перпендикулярно общему опорному пучку. Такой способ размещения световых пучков позволяет обеспечить компактный и удобный подвод излучения по волоконным световодам от всех шести датчиков в фоторефрактивный кристалл, что актуально при реализации мобильного измерительного комплекса, а также при необходимости позволяет существенно увеличить количество измерительных каналов в адаптивном интерферометре.

В работе проведена экспериментальная апробация разработанного мобильного измерительного комплекса в открытом водоеме. Показано, что данные, получаемые с помощью векторно-фазового комплекса, позволяют получить полный вектор акустической интенсивности. Экспериментально продемонстрирована возможность определения с помощью комплекса пленга на движущийся в толще воды акустический источник в режиме реального времени с точностью до 3.3°, а также возможность определения местоположения источника слабого гидроакустического поля [3]. Применение измерительных систем такого типа открывает новые возможности при решении задач, связанных с определением энергетических, межфазовых, когерентных и вероятностных свойств слабых акустических полей, что в свою очередь может стать основой для создания новых

эффективных алгоритмов обнаружения и способов определения пеленга слабых акустических источников, а также разработать методы их классификации. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00323).

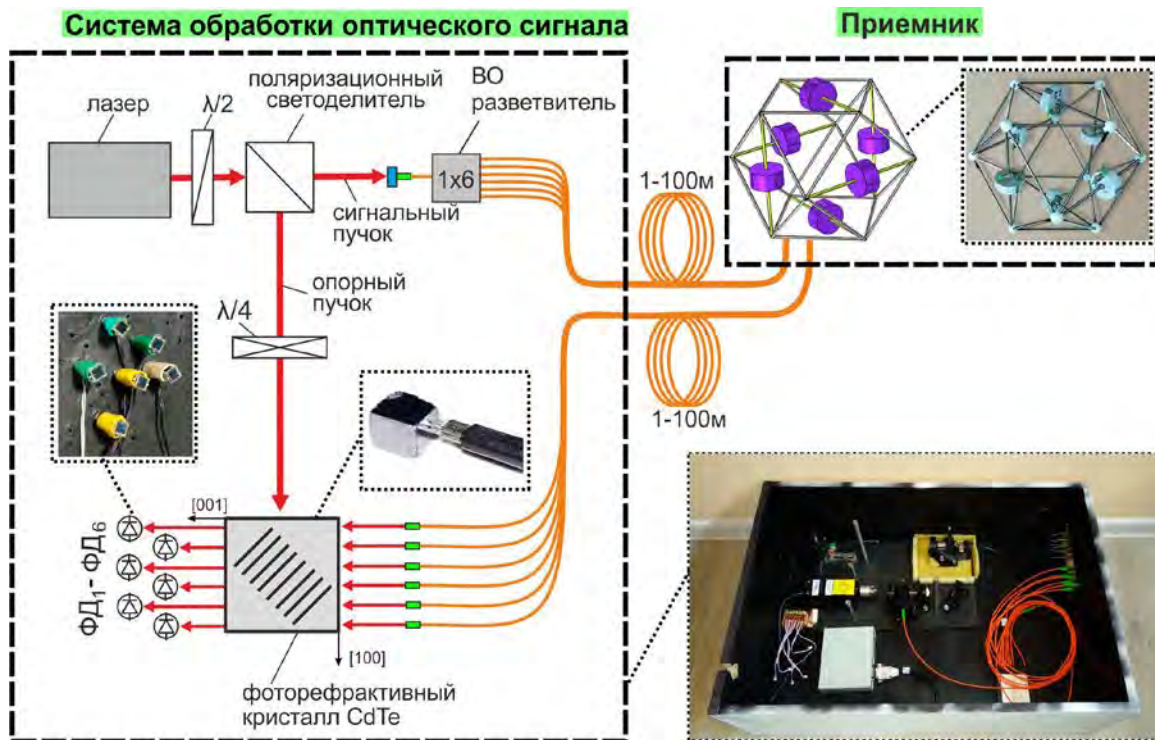


Рис. 1. Схема мобильного лазерного векторно-фазового гидроакустического измерительного комплекса

Литература

1. Гордиенко В. Векторно-фазовые методы в акустике. (2018)
2. Stepanov S.I. Reports on progress in physics. 57, 39 (1994)
3. Ромашко Р.В. и др. Квантовая электроника. 51, 265-271 (2021)



FORC
PHOTONICS®

TECHNOLOGIES OF
FORESIGHT

ИННОВАЦИОННОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ «НЦВО-ФОТОНИКА» СПЕЦИАЛИЗИРУЕТСЯ В ОБЛАСТИ ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ. ОДНИМ ИЗ ОСНОВНЫХ НАПРАВЛЕНИЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ПРЕДПРИЯТИЯ ЯВЛЯЕТСЯ ПРОИЗВОДСТВО БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК.

ВОЛОКОННЫЕ БРЭГГОВСКИЕ РЕШЕТКИ НАХОДЯТ МНОЖЕСТВО ПРИМЕНЕНИЙ В ОПТИЧЕСКОЙ СВЯЗИ, ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКЕ И СЕНСОРНЫХ СИСТЕМАХ. ВБР ШИРОКО ИСПОЛЬЗУЮТСЯ В КАЧЕСТВЕ ВОЛОКОННЫХ ЗЕРКАЛ ДЛЯ ЛАЗЕРОВ ИЛИ УЗКОПОЛОСТНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ. ВБР МОЖНО ИСПОЛЬЗОВАТЬ КАК ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН: ДЕФОРМАЦИЯ, ТЕМПЕРАТУРА, ВИБРАЦИЯ И ДР.

ВОЛОКОННЫЕ БРЭГГОВСКИЕ РЕШЕТКИ

- ДЛИННОПЕРИОДНЫЕ
- ЧИРПИРОВАННЫЕ
- РЕШЕТКИ С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ
- АПОДИЗИРОВАННЫЕ
- ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ
- ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ
- РЕШЕТКИ В АТЕРМАЛЬНОМ КОРПУСЕ





ВСЕ О ВОЛОКОННОЙ ОПТИКЕ И НЕ ТОЛЬКО



[Научно-технический журнал «Фотон-Экспресс» издается с 1995 г](#)

Единственное русскоязычное издание по волоконной оптике

В Редакционный совет журнала входят представители академической и вузовской науки, разработчики, представители бизнеса и др (см [наш сайт](#))

В архивах журнала более 10³ статей, включая все статьи ВКВО

Подписчикам журнала доступен архив

[Подпишитесь на «Фотон-Экспресс»](#)

«Фотон-Экспресс», включен в «список ВАК», журнал в РИНЦ, индексируется ВИНТИ РАН

Подписчикам приоритет при печати статей


Помогите журналу – подпишитесь. Для участников ВКВО персональные условия, пишите на fotonexpress@mail.ru

Создадим портал «Все о волоконной оптике и не только».

Присылайте ваши предложения, материалы на сайт. Новости, События, Новинка, вакансии и др. материалы (fotonexpress@mail.ru)

Все о ВОЛОКОННОЙ ОПТИКЕ ...

www.fotonexpres.ru



■ ■ ■ архив статей
(несколько сотен)

■ ■ ■ миниСайты
специалистов

OnLine подписка

- на журнал "Фотон - Экспресс"
- на сборник "Вся волоконная Россия"

www.fotonexpres.ru