МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

8й Российский семинар по волоконным лазерам

НОВОСИБИРСК, АКАДЕМГОРОДОК

2018

ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ СО РАН НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ РАН НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СО РАН

8й Российский семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

3-7 сентября 2018 года Академгородок, Новосибирск УДК 535 B76

Восьмой Российский семинар по волоконным лазерам : материалы Восьмого Российского семинара по волоконным лазерам, 3-7 сентября 2018 года, Новосибирск / орг. комитет: М.П.Федорук [и др.]; Рос. акад. наук, Сиб. отд-ние, Ин-т автоматики и электрометрии [и др.] – Новосибирск, 2018. – 250 с. – ISBN 978-5-7692-1612-1

ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук (ИАиЭ СО РАН)

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Научный центр волоконной оптики Российской академии наук (НЦВО РАН)

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет» (НГУ)

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт вычислительных технологий Сибирского отделения Российской академии наук (ИВТ СО РАН)

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск, председатель;
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
А.А. Редюк, ИВТ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
Е.А. Трубицина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – секретарь;
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Е.И. Донцова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
А.Ю. Перова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
И.Д. Ватник, НГУ и ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

КОНТАКТЫ

630090, г. Новосибирск, проспект Академика Коптюга, д. 1, ИАиЭ СО РАН Сайт ИАиЭ СО РАН www.iae.nsk.su Сайт Семинара: www.rfl18.iae.nsk.su E.A. Трубицина, rfl18@iae.nsk.su,+7 (383) 330 69 39

ISBN 978-5-7692-1612-1

Со-председатели семинара:

академик **Е.М. Дианов**, НЦВО РАН, Москва; академик **А.М. Шалагин**, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Программный комитет:

С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – председатель; Д.В. Чуркин, НГУ, Новосибирск – зам. председателя;
С.К. Турицын, НГУ и университет Астона, Великобритания С.М. Кобцев, НГУ, Новосибирск; М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск; С.Л. Семенов, НЦВО, Москва;
С.И. Каблуков, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
И.Р. Габитов, Сколтех и университет Аризоны, США;
В.П. Драчев, Сколтех и университет Северного Техаса, США;
И.С. Шелемба, "Инверсия-Сенсор", Пермь

Организационный комитет:

М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск, председатель;
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
А.А. Редюк, ИВТ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
Е.А. Трубицина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – секретарь;
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Е.И. Донцова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
А.Ю. Перова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
И.Д. Ватник, НГУ и ИАиЭ СО РАН, Новосибирск









Контактная информация секретаря:

E-mail: rfl18®iae.nsk.su Internet: www.rfl18.iae.nsk.su Телефон: 7 (383) 330 69 39

З сентября. Понедельник

900 Регистрация участников (в холле)

Пленарная сессия

Председатель: А.М. Шалагин Малый зал Дома Ученых.

- 10⁰⁰ Официальное открытие Семинара С.А. Бабин (председатель программного комитета) М.П. Федорук (председатель оргкомитета)
- **10¹⁵ В.Н. Пармон** (председатель СО РАН)

11⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

11¹⁵ Семинар-презентация продукции компаний (организатор – ОЭС «Спецпоставка»)

Круглый стол «Фотонные технологии для индустрии» (организатор – пермский кластер волоконно-оптических технологий «Фотоника»)

1245 Перерыв на обед

Специальная сессия по нанофотонике. Председатели: И.Р. Габитов, В.П. Драчев. Малый зал Дома Ученых.

- **14⁰⁰ <u>В. Волков**</u>^{1,2}, Д.Якубовский¹, Ю. Стебунов¹, Д. Федянин¹, А.Арсенин¹ (¹МФТИ, Москва, ²University of Southern Denmark, Odense M, Denmark). Плазмоника с низкими потерями на основе меди.
- 14²⁰ <u>А.К. Сарычев</u>¹, К.Н. Афанасьев¹, И.В. Быков¹, И.А. Богинская¹, А.В. Иванов¹, И.Н. Курочкин^{2,3}, А.Н. Лагарьков¹, А.М. Мерзликин¹, В.В. Михеев⁴, Д.В. Негров⁴, И.А. Рыжиков¹, М.В. Седова¹ (¹ИТПЭ РАН, ²ИБХФ РАН, ³МГУ им. М.В. Ломоносова, ⁴МФТИ, Москва). *Усиление локальных электромагнитных полей оптическими периодическими резонаторами*.
- 14⁴⁰ <u>С.В. Мутилин¹</u>, В.Я. Принц¹, В.А. Селезнев¹ и Л.В. Яковкина² (¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, ²ИНХ им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск). *Рост упорядоченного массива вертикальных нанопроволок VO*₂.
- **15⁰⁰** А.Д. Буравлев¹⁻⁴ (¹Санкт-Петербургский Академический Университет РАН, ²ФТИ им. А.Ф Иоффе РАН, ³Санкт-Петербургский Электротехнический Университет, ⁴Институт Аналитического Приборостроения РАН).

(In,Mn)As квантовые точки: синтез и оптические свойства.

15²⁰ <u>**В.П. Драчев^{1,2}**</u>, X. Бхатта², А. Алиев³ (¹Сколтех, Москва; ²University of North Texas, Denton, ³A.G.MacDiarmid NanoTech Institute, University of Texas at Dallas, USA).

Плазмоника наночастиц со спиновой поляризацией.

- **15⁴⁰** <u>И.А. Пшеничнюк¹</u>, С.С. Косолобов¹, А.И. Маймистов², В.П. Драчев^{1,3} (¹Сколтех, Москва, ²МИФИ, Москва, ³Университет Северного Техаса, США). *Сверхкомпактный электронно-оптический модулятор на основе гибридного плазмонного волновода и слоя проводящего оксида.*
- 16⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

- 16²⁰ T. Hönigl-Decrinis¹, A. Yu. Dmitriev², R. Shaikhaidarov^{1,2}, <u>V.N. Antonov</u>^{1,3},
 O.V. Astafiev^{1,2} (¹Physics Department, University of London, ²Moscow Institute of Physics and Technology, ³Skolkovo Institute of Science and Technology). *Quantum Wave Mixing and Probing of Photonic States in 1D space.*
- **16⁴⁰ А.И. Маймистов** (НИЯУ МИФИ, Москва). Дискретная дифракция в массиве волноводов и оптические плоские зоны.
- 17⁰⁰ <u>И.Р. Габитов^{1,2}</u>, А.И. Маймистов³ (¹Сколтех, Москва, ²Университет Аризоны, США, ³НИЯУ МИФИ, Москва). *Поверхностные волны в структурированных материалах*.
- 17²⁰ А.К. Туснин^{1,2}, Л.Л. Фрумин^{1,2}, О.В. Белай,¹ <u>Д.А. Шапиро</u>^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Оптическое поле у входа в субволновую щель.
- **17⁴⁰** <u>**Н.А. Гиппиус¹**</u>, С.А. Дьяков¹, С.Г. Тиходеев² (¹Сколтех, ²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Оптические свойства резонансов в фотонно-кристаллических слоях.*
- **18**⁰⁰ <u>А.В. Глейм^{1,2}</u>, В.И. Егоров¹, В.В. Чистяков¹, А.Б. Васильев¹, А.А. Гайдаш¹, А.В. Козубов¹, С.В. Смирнов¹, С.М. Кынев¹, Н. В. Булдаков¹, О.И. Банник², Л.Р. Гилязов², К.С. Мельник², Н.М. Арсланов², С.Э. Хоружников¹, С.А. Козлов¹ (¹Университет ИТМО, С.-Петербург, ²Казанский квантовый центр КНИТУ-КАИ). Волоконно-оптические сети на основе метода квантовой коммуникации на боковых частотах.
- 18²⁰ И.О. Золотовский¹, А.С. Кадочкин¹, Ю.С. Дадоенкова¹, <u>С.Г. Моисеев^{1,2}</u>, А.А. Фотиади^{1,3} (¹Ульяновский государственный университет, ²Ульяновский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ³Université de Mons, Belgium). *Генерация поверхностных плазмон-поляритонных волн в углеродной нанотрубке*.

4 сентября. Вторник

Секция «Новые среды, схемы и режимы генерации волоконных лазеров»

Председатели: С.Л. Семенов, А.Н. Стародумов Малый зал Дома Ученых.

- **9**⁰⁰ <u>**И.А. Буфетов**</u>, А.Ф. Косолапов, А.Д. Прямиков, А.В. Гладышев (НЦВО РАН, Москва). *Револьверные волоконные световоды с полой сердцевиной и лазеры на их основе.*
- 9³⁰ <u>Д.В. Кулаков</u>, А.В. Галеев, А.А. Колегов, А.В. Исаев, А.В. Загидулин (РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина, Снежинск). Одномодовый волоконный лазер мощностью 2 кВт.
- 10⁰⁰ <u>А.А. Сурин¹</u>, А.А. Мольков^{1,2}, Т.Е. Борисенко¹, К.Ю. Прусаков^{1,2} (¹НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино, ²МФТИ, Москва).
 Мощный одномодовый непрерывный узкополосный линейно поляризованный полностью волоконный Yb лазер с порогом модовой нестабильности более 100 Вт.
- 10¹⁵ В.М. Парамонов, <u>М.И. Беловолов</u>, С.А. Васильев, М.М. Беловолов, Е.М. Дианов. (НЦВО РАН, Москва). Проблемы создания гибридного висмут-эрбиевого волоконного лазера.
- А.А. Сурин¹, Н.В. Коваленко^{1,2}, <u>Т.Е. Борисенко¹</u>, А.А. Мольков^{1,2}, К.Ю. Прусаков^{1,2} (¹НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино, ²МФТИ, Москва).
 Узкополосный непрерывный одномодовый волоконный эрбиевый лазер на 1550 нм мощностью 25 Вт с шириной спектральной линии 0.1 нм.
- 10⁴⁵ Е.А. Анашкина^{1,2}, В.В. Дорофеев^{2,3}, <u>С.В. Муравьев</u>^{1,2}, С.Е. Моторин^{2,3},
 А.В. Андрианов¹, А.А. Сорокин^{1,4}, М.Ю. Коптев¹, А.В. Ким¹ (¹ИПФ РАН,
 H. Новгород; ²Центр лазерной технологии и материаловедения, Москва; ³ИХВВ им.
 Г. Г. Девятых РАН, Н. Новгород, ⁴Нижегородский государственный университет).
 Исследование лазерных свойств теллуритных световодов, легированных ионами
 эрбия.

11⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

- 11¹⁵ <u>Л.А. Мельников</u>, Ю.А. Мажирина (СГТУ им. Ю.А.Гагарина, Саратов). *Квантовые флуктуации в волоконных лазерах.*
- 11⁴⁵ А.Е. Бударных^{1,2}, А.Д. Владимирская^{1,3}, <u>И.А. Лобач</u>^{1,2}, С.И. Каблуков^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, ³НГТУ, Новосибирск). Одночастотный тулиевый лазер с широкополосным самосканированием частоты.
- 12⁰⁰ И.А. Лобач^{1,2}, <u>Р.В. Дробышев¹</u>, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.И. Каблуков^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, ² НГУ, Новосибирск). Динамика спектра динамических решеток в активной среде волоконного лазера с самосканированием частоты.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

- 12¹⁵ <u>А.М. Смирнов</u>, А.П. Базакуца, О.В. Бутов (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва). Особенности генерации волоконных лазеров с распределенной обратной связью с коротким резонатором.
- 12³⁰ <u>М.И. Скворцов^{1,2}</u>, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, А.А. Власов¹, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, ² НГУ, Новосибирск). Волоконный лазер с распределенной обратной связью на основе ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной с применением фемтосекундного излучения.
- 12⁴⁵ <u>М.М. Худяков^{1,2,}</u> С.С. Алёшкина¹, Т.А. Кочергина¹, К.К. Бобков¹, А.С. Лобанов³, Д.С. Липатов³, А.Н. Абрамов³, А.Н. Гурьянов³, М.М. Бубнов¹, М.Е. Лихачёв¹ (¹НЦВО РАН, ²МФТИ, Москва; ³ИХВВ им. Г. Г. Девятых РАН, Н. Новгород). *Одномодовый Er-Yb волоконный усилитель с большим диаметром поля моды*.

13⁰⁰ Перерыв на обед

Секция «Нелинейное преобразование частоты излучения волоконных лазеров: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник, генерация терагерцового излучения» Председатели: А.А. Аполонский, Д.А. Шапиро Малый зал Дома Ученых.

- 14⁰⁰ А.А. Фотиади^{1,2,3} (¹University of Mons, Belgium, ²УЛГУ, Ульяновск, ³ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, С.-Петербург). Бриллюэновские динамические решетки: применения в волоконных лазерах и сенсорах.
- 14³⁰ <u>С.С. Вергелес</u>^{1,2}, Л.Л. Огородников^{1,3} (¹ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка; ²Физический факультет ВШЭ, ³Сколтех, Москва). Флуктуации интенсивности в слабонелинейном случайном сигнале в оптоволокне с накачкой.
- 14⁴⁵ И.Д. Ватник^{1,2}, <u>О.А. Горбунов^{1,2}</u>, Ш. Сугаванам³, Д.В. Чуркин² (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск; ³Aston University of Photonics Technologies, UK) Локализация корреляций в излучении многоволнового лазера со случайной распределенной обратной связью.
- 15⁰⁰ <u>С.Р. Абдуллина</u>¹, М.И. Скворцов^{1,2}, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, И.А. Лобач^{1,2}, А.А. Власов¹, С. Вабниц^{2,3}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН; ²НГУ, Новосибирск; ³Университет Брешии, Италия).
 Волоконный ВКР-лазер на основе двухсердцевинного световода с ВБР, записанными фемтосекундным излучением.
- 15¹⁵ Е.А. Евменова¹, <u>С.И. Каблуков</u>^{1,2}, А.Г. Кузнецов¹, И.Н. Немов¹, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН; ²НГУ, Новосибирск). Случайная непрерывная генерация каскадного ВКР-лазера в градиентном световоде с многомодовой диодной накачкой.
- 15³⁰ <u>А.В. Иваненко</u>, А.Ю. Кохановский, М.Д. Гервазиев, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев (Новосибирский государственный университет). *Свойства ВКР-преобразования частично когерентных ультракоротких импульсов*.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

15⁴⁵ <u>В.Д. Ефремов^{1,2}</u>, Д.С. Харенко^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). *ВКР-генерация субпикосекундных оптических импульсов в области 1.3 мкм*.

16⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

- **16²⁰ <u>В.А. Камынин</u>¹**, С.А. Филатова¹, И.В. Жлуктова¹, А.И. Трикшев¹, О.И. Медведков², В.М. Машинский², С.Я. Русанов¹, В.Б. Цветков¹ (¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ²НЦВО РАН, ³НИЯУ «МИФИ», Москва). *Генераторы суперконтинуума на основе гольмиевых лазерных систем.*
- **16⁴⁵** <u>В.А. Петров</u>¹, И.И. Корель¹, Г.В. Купцов² (¹НГТУ, ²НГУ, Новосибирск). Исследование когерентных характеристик суперконтинуума в высоконелинейных волокнах.
- 17⁰⁰ <u>М.С. Астапович¹</u>, А.Н. Колядин¹, М.М. Худяков^{1,2}, А.В. Гладышев¹, А.Ф. Косолапов¹, М.Е. Лихачев¹, И.А. Буфетов¹ (¹НЦВО РАН, ²МФТИ, Москва). *Газовый волоконный рамановский лазер с высокой средней мощностью излучения* на длине волны 4,4 мкм.
- 17¹⁵ <u>А.Н. Колядин</u>, А.Ф. Косолапов, И.А. Буфетов (¹НЦВО РАН, ²МФТИ, Москва). *Разрушение волоконных световодов с полой сердцевиной под действием лазерного* излучения.
- 17³⁰ <u>А.А. Сурин</u>^{1,2}, А.А. Мольков^{1,2}, Т.Е. Борисенко¹, К.Ю. Прусаков^{1,2}. (¹ НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино, ² МФТИ, Москва). Генерация третьей гармоники в РДС кристаллах от волоконного ВКР лазера как подход для получения непрерывного синего излучения.
- 17⁴⁵-19¹⁵ Семинар-презентация продукции компаний (организатор ОЭС «Спецпоставка»)

18³⁰-19³⁰ Стендовая сессия Малый зал Дома Ученых (холл)

- 1. <u>И.А. Глухов</u>¹, С.Г. Моисеев^{1,2}, Ю.С. Дадоенкова¹, И.О. Золотовский¹ (¹УЛГУ, ²Ульяновский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Ульяновск). Поляризационно-селективная генерация в фотонно-кристаллической структуре с монослоем наночастиц
- 2. Д.А. Шапиро^{1,2}, <u>А.С. Берёза</u>¹ (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Борновское приближение в задачах рассеяния на наночастицах.
- 3. С.С. Вергелес^{1,2}, <u>Л.Л. Огородников</u>^{1,3,4} (¹ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка; ²Физический факультет ВШЭ, ³МФТИ, ⁴Сколтех, Москва) *Статистика интенсивности в случайном волоконном лазере.*
- 4. <u>А.В. Паньков</u>, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин (НГУ, Новосибирск). *Андерсоновская локализация в синтетической фотонной решетке за счет случайного распределения коэффициента деления*.
- 5. <u>М.Ю. Котюшев</u>¹, С.С. Якушин¹, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹НГУ, ²ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Восстановление формы датчика изгибных деформаций на основе BEP записанных в многосердцевинном волоконном световоде.
- 6. М.И. Скворцов^{1,2}, <u>С.Р. Абдуллина</u>¹, А.А. Власов¹, Е.А. Евменова¹, И.Д. Ватник^{1,2}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Оптимизация волоконного ВКР-лазера на основе массива волоконных брэгговских решеток.
- В. В. Вельмискин¹, А. Н. Денисов¹, К. Е. Рюмкин¹, С. В. Фирстов¹, А.М. Хегай¹, М. А. Мелькумов¹, Ф. В. Афанасьев², Е. М. Дианов¹ (¹НЦВО РАН, Москва, ²ИХВВ им. Г.Г. Девятых РАН, Н. Новгород). Анизотропный световод типа «Панда» с фосфорогерманосиликатной сердцевиной, легированной висмутом.
- 8. С.А. Ефремов¹, О.В. Штырина^{1,2}, <u>А.В. Иваненко</u>^{1,3}, И.А. Яруткина^{1,2}, А.С. Скидин^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2} (¹НГУ, ²ИВТ СО РАН, ³ООО «Техноскан-Лаб», Новосибирск). *Теоретическое исследование генерации излучения волоконного лазера с каскадным усилением*.
- <u>И.В. Жлуктова¹</u>, Ю.Н. Пырков^{1,2}, В.А. Камынин^{1,3}, В.Б. Цветков^{1,4} (¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ²МФТИ, Москва, ³УлГУ, Ульяновск, ⁴НИЯУ «МИФИ», Москва). Исследование влияния изгибных потерь на генерацию суперконтинуума в гольмиевых волоконных усилителях.
- 10. <u>Р.Р. Кашина</u>^{1,2}, А.А. Поносова¹, А.С. Смирнов³, И.С. Азанова^{1,2}, А.Б. Волынцев¹ (¹Пермский государственный национальный исследовательский университет, ²ПАО «ПНППК», ³ПНИПУ, Пермь). *Модель одномодового световода, оптимизированного для передачи мощного лазерного излучения.*
- 11. <u>И.С. Чеховской^{1,2}</u>, А.М. Рубенчик³, О.В. Штырина^{1,2}, С. Вабниц^{1,4}, М.П. Федорук^{1,2} (¹НГУ, ²ИВТ СО РАН, Новосибирск; ³Ливерморская национальная лаборатория, США; ⁴Университет Брешии, Италия). *Нелинейная фокусировка дискретного волнового фронта с помощью многосердцевинных световодов*.

12. О.В. Штырина^{1,2}, <u>И.С. Чеховской</u>^{1,2}, Ю.С. Кившарь³, С.К. Турицын^{1,4}, И.А. Яруткина^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2} (¹НГУ, ²ИВТ СО РАН, Новосибирск; ³Австралийский Национальный Университет, Канберра; ⁴Астонский Университет, Великобритания). *Устойчивость пространственно-временных солитонов в многомодовых волокнах.*

устоичивость пространственно-временных солитонов в многомооовых волокнах.

- 13. <u>И.О. Золотовский</u>, Д.А. Коробко, В.А. Лапин, П.П. Миронов, Д.И. Семенцов, А.А.Фотиади, М.С. Явтушенко (Ульяновский государственный университет). *Динамика частотно-модулированных волновых пакетов в условиях синхронизированного взаимодействия с бегущей волной показателя преломления*.
- 14. А.А. Ковалёв (ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН). Резонатор лазера с интерференционно-поляризационным фильтром на основе фазовых интерферометров.
- 15. А.А. Ковалёв (ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН). Селектор линий генерации молекулярных ИК лазеров.
- 16. <u>Н.А. Коляда¹</u>, Б.Н. Нюшков^{1,2}, В.С. Пивцов^{1,2}, А.С. Дычков¹, С.А. Фарносов¹, В.И. Денисов¹ (¹ИЛФ СО РАН, ²НГТУ, Новосибирск). Разработка волоконного синтезатора частот, стабилизируемого по оптическому стандарту частоты на основе Yb⁺.
- 17. <u>Т.А. Кочергина</u>, С.С. Алешкина, М. М. Бубнов, М.Е. Лихачев (НЦВО РАН, Москва). Подавление мод высшего порядка при помощи спектрально-селективных поглощающих слоев в световодах с двойной отражающей оболочкой.
- 18. <u>А.Г. Кузнецов</u>¹, Д.С. Харенко^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Усиление диссипативных солитонов РМ-тейперным волоконным усилителем.
- 19. <u>А.Ю. Ткаченко¹</u>, И.А. Лобач^{1,2}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.И. Каблуков^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН ²НГУ, Новосибирск). *Кольцевое зеркало с ВБР для стабилизации диапазона сканирования в волоконном лазере с самосканированием частоты.*
- 20. В.Д. Угожаев (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Перестраиваемый вращением монолитный двухлучевой интерферометр с неподвижным фотоприемником.
- 21. С.Л. Микерин, <u>В.Д. Угожаев</u> (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Двухканальная система для записи двумерных голографических решеток.
- 22. В.С. Терентьев, <u>В.А. Симонов</u>, С.А. Бабин (¹ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Изготовление рассеивающей металлической структуры с заданными оптическими характеристиками для волоконного отражательного интерферометра.
- 23. С.А. Богданов (Новосибирский государственный университет). Моделирование распространения сигналов в оптических волоконных линиях связи.
- 24. <u>Рин.Ш. Мисбахов</u>, И.Н. Лизунов, Н.В. Васев, О.Г. Морозов, И.И. Нуреев, Рус.Ш. Мисбахов (КГЭУ, Казань) Пассивные оптические сети в сетях SmartGridPlus.
- <u>И.В. Григоров</u>, Д.В. Мишин (ПГУТИ, Самара).
 Оптимизация алгоритма демодуляции сигналов с нелинейным фильтром Шрёдингера при наличии случайной поляризационной модовой дисперсии.
- 26. В.А. Бурдин, А.В. Бурдин, К.А. Волков, М.В. Дашков, <u>Е.Ю. Еремчук</u> (ПГУТИ, Самара). Маломодовая волоконно-оптическая линия передачи с компенсацией дифференциальной модовой задержки и хроматической дисперсии на усилителях.

<u>5 сентября. Среда</u>

Секция «Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные сверхкороткие импульсы» Председатели: Л.А. Мельников, С. М. Кобцев Конференц-зал Технопарка

- **900** <u>**Б.Н. Нюшков**</u>^{1,2,3}, С.М. Кобцев¹, А.В. Иваненко¹ (¹НГУ, ²ИЛФ СО РАН, ³НГТУ, Новосибирск). *Топологии резонаторов волоконных лазеров с синхронизацией мод излучения: возможности и перспективы.*
- 9³⁰ <u>С.А. Хрипунов</u>, А.Ю. Кохановский, А.В. Иваненко, М.Д. Гервазиев, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев (Новосибирский государственный университет). Влияние топологии элементов резонатора волоконного F8 лазера на свойства импульсной генерации
- **9⁵⁰** <u>С.С. Алешкина</u>¹, М.В. Яшков², М.Ю. Салганский², Д.С. Липатов², А.К. Сенаторов¹, Л.Д. Исхакова¹, М.М. Бубнов¹, А.Н. Гурьянов², М.Е. Лихачев¹ (¹НЦВО РАН, Москва, ИХВВ РАН, Н. Новгород). *Гибридные световоды для компенсации дисперсии в области 1 мкм*.
- 10¹⁰ <u>В. А. Бурдин</u>, А. В. Бурдин (ППГУТИ, Самара). Управление дисперсией одномодового волоконного световода при передаче мощных фемтосекундных импульсов.
- **10³⁰** <u>Д. А. Художиткова¹</u>, А. Е. Беднякова^{1,2} (¹НГУ, ²ИВТ СО РАН, Новосибирск). Оптимизация режимов генерации волоконных лазеров на основе генетического алгоритма.
- 10⁴⁵ <u>И.С. Жданов</u>^{1,2}, Д.С. Харенко^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Полностью волоконный эрбиевый лазер с синхронизацией мод с высокой энергией в импульсе.

11⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

- 11²⁰ <u>Ю. Гладуш^{1,2}</u>, А. Мкртчан¹, В. Яковлев¹, Д. Копылова¹, А. Хегай³, М. Мелькумов³, М. Бурданова⁴, А. Насибулин^{1,5} (¹Сколтех, ²Институт спектроскопии РАН, ³НЦВО РАН, ⁴Университет Варвик, Великобритания, ⁵Университет Аальто, Финляндия). *Нелинейно-оптические свойства углеродных нанотрубок с электрохимическим легированием для насыщающихся поглотителей в волоконных лазерах.*
- 11⁴⁰ <u>Д.С. Черных</u>^{1,2}, Д.В. Шепелев¹, А.В. Таусенев^{1,2}, А.В. Конященко^{1,2} (¹ООО «Авеста-Проект», ²ФИАН им. П.Н.Лебедева РАН). *Разработки волоконных лазеров и лазерных систем в ООО «Авеста-Проект»*.
- 12⁰⁰ <u>А.И. Трикшев¹</u>, В.А. Камынин¹, В.Б. Цветков^{1,2} (¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ²НИЯУ "МИФИ", Москва). Пассивная гармоническая синхронизация мод в эрбиевом волоконном лазере.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

- 12¹⁵ <u>С.А. Филатова¹</u>, В.А. Камынин¹, Н.Р. Арутюнян^{1,2}, А.С. Пожаров¹, Е.Д. Образцова^{1,3}, В.Б. Цветков^{1,2} (¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ²НИЯУ "МИФИ", ³МФТИ, Москва). *Сравнение режимов синхронизации мод в гольмиевом волоконном лазере*.
- 12³⁰ Н.Н.Головин¹, Н.И.Дмитриева¹, К.М. Сабакарь¹, <u>А.К.Дмитриев^{1,2}</u> (¹НГТУ, ²ИЛФ СО РАН, Новосибирск). Волоконный фемтосекундный лазер с управлением фазой между несущей и огибающей.

12⁵⁰ Перерыв на обед

Секция «Лазерная оптика и компоненты: волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика» Председатель: М.П. Федорук, А.А. Редюк

- 14⁰⁰ <u>С.Л.Семенов</u>, П.Ф.Кашайкин, А.Ф.Косолапов, А.Л.Томашук (НЦВО РАН, Москва) Работоспособность волоконных световодов в тяжелых условиях эксплуатации.
- 14³⁰ <u>А.П. Базакуца</u>, К.М. Голант, О.В. Бутов (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва).
 Влияние УФ-излучения на усилительные свойства легированного эрбием кварцевого волокна, насыщенного молекулярным водородом.
- 14⁵⁰ <u>В.В. Вельмискин</u>, О.Н. Егорова, Л.Д. Исхакова, С.Л. Семёнов (НЦВО РАН, Москва). Активные фосфоро-алюмосиликатные волоконные световоды, изготовленные модифицированным методом спекания порошков оксидов.
- **15¹⁰** <u>В.Е. Сыпин</u>¹, Н.В. Воронков^{1,2}, О.А. Рябушкин^{1,2} (¹НТО «ИРЭ-Полюс», Фрязино, ²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва). Продольное распределение температуры активного волокна в условиях генерации лазерного излучения.
- 15²⁵ <u>А.В. Бурдин</u>¹, В.А. Бурдин¹, О.Р. Дельмухаметов² (¹ПГУТИ, Самара, ²УГАТУ, Уфа).
 Исследование влияния несимметричности геометрии маломодовых кварцевых световодов на дисперсионные характеристики модового состава.
- 15⁴⁰ <u>А. Д. Прямиков</u>, Г. К. Алагашев, А. С. Бирюков (НЦВО РАН, Москва). Вытекание излучения из волноводных микроструктур, обладающих определенным типом дискретной вращательной симметрии оболочки.

16⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

 16¹⁵ А.Г. Охримчук^{1,2}, А.С. Липатьев¹, Е.В. Жариков^{3,4}, Г. Орлова⁵, <u>В.К. Мезенцев⁶</u>, П.Г. Казанский^{1,7} (¹Международный центр лазерных технологий, РХТУ им. Д.И. Менделеева, ²НЦВО РАН, ³РХТУ им. Д.И. Менделеева, ⁴ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, ⁵НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, Москва; ⁶Университет Астон, Бирмингем, ⁷Университет Саутгемптон, Великобритания). Фазовый переход в монокристалле YAG при фемтосекундной лазерной записи.

- 16⁴⁰ А.Г. Охримчук^{1,2}, М.П. Смаев¹, А.Д. Прямиков^{1,2}, Ю.П. Яценко², В.В. Лихов¹, С.Е. Моторин³, В.В. Дорофеев³ (¹РХТУ им. Д.И. Менделеева, ²НЦВО РАН, Москва, ³ИХВВ РАН, Н.Новгород).
 Генерация суперконтинуума в канальном волноводе, записанном пучком фемтосекундного лазера в теллуритном стекле.
- 17⁰⁰ <u>В.С. Павельев^{1,2}</u>, М.С. Комленок^{3,4}, П.А. Пивоваров^{3,4}, Б.О. Володкин¹, К.Н. Тукмаков¹, В.И. Анисимов⁵, В.В. Бутузов⁵, В.Р.Сороченко³, С.М. Нефедов³, А.П.Минеев³, В.А. Сойфер^{1,2}, В.И. Конов^{3,4} (¹Самарский университет, ²Институт систем обработки изображений РАН, Самара; ³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ⁴НИЯУ «МИФИ», Москва; ⁵АО "НИИ "Экран", Самара). Интерференционные и дифракционные алмазные оптические элементы для управления мощными лазерными пучками ИК диапазона.
- 17¹⁵ <u>Д.В. Бочек</u>¹, И.Д. Ватник¹, Д.В. Чуркин¹, М. Сумецкий² (¹Новосибирский государственный университет, ²AIPT, Aston University, UK). Создание резонаторов для мод шепчущей галереи методом сильного изгиба оптического волокна.
- 17³⁰ С.С. Фаст¹, <u>И. Д. Ватник^{1,2}</u>, Д.В. Чуркин² (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Создание оптических фильтров на основе резонаторов мод шепчущей галереи на поверхности волоконных световодов.
- 17⁴⁵ Г.М. Борисов^{1,2}, В.Г. Гольдорт¹, Д.В. Ледовских¹, А.А. Ковалёв¹,
 В.В. Преображенский, М.А. Путято, <u>Н.Н. Рубцова¹</u>, Б.Р. Семягин¹ (¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, ²Новосибирский государственный университет). Полупроводниковые зеркала для синхронизации мод: новое в диагностике и конструкции.
- 18⁰⁰ <u>С.Л. Микерин</u>^{1,2}, [А.И. Плеханов]¹, А.Э. Симанчук^{1,2}, А.В. Якиманский³, В.В. Шелковников², Н.А. Валишева⁴ (¹ИАиЭ СО РАН, ²НИОХ им. Н.Н. Ворожцова СО РАН, Новосибирск; ³ИВС РАН, С.-Петербург, ⁴ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск). Планарный электрооптический модулятор на основе теплостойких упорядоченных полимеров.
- 18¹⁵ <u>С.Н. Атутов</u> (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Генерация частотной гребёнки на основе многопроходного акусто-оптического модулятора с ультрастабильной частотой модуляции.
- **18³⁰** Экскурсия по Технопарку
- 19⁰⁰ Фуршет

<u> 6 сентября. Четверг</u>

Секция «Применения волоконных лазеров: обработка и фотомодификация материалов, биомедицина, сенсоры» Председатели: А.А. Фотиади, В.А. Камынин Конференц-зал Технопарка

- 9⁰⁰ <u>Ю.Н. Кульчин</u>, А.И. Никитин, Е.П. Субботин, А.А. Костянко, Д.С. Пивоваров, Д.С. Яцко (ИАПУ ДВО РАН, Владивосток). Применение волоконных лазеров для формирования покрытий из порошков переходных и редкоземельных металлов в постоянном магнитном поле.
- **9³⁰** К. Майти¹, Э. Филл², М. Левтон¹, <u>А. Аполонский</u>¹ (¹Max-Planck-Institut für Quantenoptik, ²Ludwig-Maximilians-Universität München, Garching, Germany). Оптический анализ дыхания: индивидуальные острова стабильности.
- 10⁰⁰ <u>А.А. Колегов</u>, Г.С. Софиенко, А.В. Черникова, Е.А. Белов, А.О. Лешков, Ю.В. Ивченко (РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина, Снежинск). *Тулиевый волоконный лазер для медицины*.
- 10¹⁵ А.А. Колегов, <u>А.В. Исаев</u>, Е.А. Белов, Е.Г. Акулинин, Ю.В. Осеев (РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина, Снежинск). Импульсно-периодический волоконный лазер для систем дальнометрии космических аппаратов.

10³⁰ <u>А.Ю. Ткаченко¹</u>, И.А. Лобач^{1,2}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.И. Каблуков^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск).
 Эффекты согласования мод при стабилизации верхней границы сканирования в волоконном лазере с самосканированием частоты.

10⁴⁵ <u>И.С. Шелемба</u>, Д.А. Коваленко, З.Н. Алексеенко, И.С. Брезгин (ООО «Инверсия-Сенсор», Пермь). Особенности определения метрологических характеристик распределенных волоконно-оптических датчиков.

11⁰⁵ Перерыв на чай-кофе

- **11²⁰** <u>А.В. Достовалов</u>^{1,2}, В.С. Терентьев¹, К.А. Бронников¹, К.А. Окотруб¹, Д.А. Белоусов¹, В.П. Корольков^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2} (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Фемтосекундная лазерная запись астигматическим гауссовым пучком периодических структур на пленке хрома.
- 11⁴⁵ <u>А.А. Вольф</u>^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, С. Вабниц^{1,3}, С.А. Бабин^{1,2} (¹НГУ, ²ИАиЭ СО РАН, Новосибирск; ³Университет Брешии, Италия). Фемтосекундная запись структур показателя преломления в многомодовых и многосердцевинных волоконных световодах.
- 12⁰⁰ <u>И.Ш. Штейнберг</u>, П.Е. Твердохлеб, А.Ю. Беликов (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Лазерное гетеродинное микрозондирование как метод отображения внутренних неоднородностей оптических материалов.

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

- 12¹⁵ О.Г. Морозов, А.Ж. Сахабутдинов, И.И. Нуреев, А.А. Кузнецов, В.И. Артемьев (КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, Казань). Интеллектуальные тормозные колодки с встроенными адресными волоконными брэгговскими решетками.
- 12³⁰ И.И. Нуреев¹, О.Г. Морозов¹, <u>А.Ж. Сахабутдинов</u>¹, Р.Ш. Мисбахов² (¹КНИТУ-КАИ им. А.Н.Туполева, ² Казанский государственный энергетический университет, Казань). *Адресные волоконные брэгговские решетки*.
- 12⁴⁵ <u>Д.Р. Харасов</u>^{1,2}, И.А. Чурилин^{1,3}, С.П. Никитин¹, О.Е. Наний^{1,4}, В.Н Трещиков^{1,5} (¹Группа компаний Т8, ²МФТИ, ³НИУ «ВШЭ», ⁴МГУ им. М.В. Ломоносова, ⁵ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва). Влияние эффекта вынужденного комбинационного рассеяния на дальность работы и чувствительность когерентного рефлектометра.

13⁰⁰ Перерыв на обед

14⁰⁰-16⁰⁰ Семинар-презентация продукции компаний (организатор - «Специальные Системы. Фотоника»)

16⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

Секция «Применения волоконных лазеров: связь, информационно-оптические технологии» Председатели: В.А. Бурдин, О.Г. Морозов Конференц-зал Технопарка

- 16¹⁵ <u>Д.Д. Старых</u>^{1,2}, В.А. Конышев^{1,5}, О.Е. Наний^{1,2,3}, В.Н Трещиков^{1,4},
 И.И. Шихалиев^{1,2} (¹Группа компаний Т8, ²МФТИ, ³МГУ им. М.В. Ломоносова,
 ⁴ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, ⁵Институт истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН, Москва).
 Нелинейный режим работы ВОЛС с распределенными рамановскими усилителями.
- 16³⁵ <u>Е.Г.Шапиро</u>, Д.А.Шапиро (¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, Новосибирск). Подавление нелинейного шума в высокоскоростных линиях связи с компенсацией дисперсии.
- 16⁵⁵ <u>В.А. Конышев</u>^{1,2}, О.Е. Наний^{1,3}, А.Г. Новиков¹, В.Н. Трещиков^{1,4},
 Р.Р. Убайдуллаев¹(¹ООО «Т8 НТЦ», ²Институт истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН, ³МГУ им. М.В. Ломоносова, ⁴ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва).
 Механизм возникновения ошибок в оптическом грозотросе при ударе молнии.
- 17¹⁰ <u>Р.З. Ибрагимов^{1,2}</u>, В.А. Конышев¹, О.Е. Наний^{1,3}, В.Н. Трещиков^{1,4},
 Р.Р. Убайдуллаев¹ (¹ООО «Т8 НТЦ», Москва, ²СибГУТИ, Новосибирск, ³МГУ им. М.В. Ломоносова, ⁴ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал).
 Проектирование широкополосных скоростных когерентных DWDM-линий связи.
- 17³⁰ О.С. Сидельников^{1,2}, А.С. Скидин^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2} (¹НГУ, ²ИВТ СО РАН, Новосибирск). *Комплексная обработка оптического сигнала для магистральных волоконнооптических линий связи.*

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

- 17⁴⁵ В.А. Варданян (ФГБОУ ВО «СибГУТИ», Новосибирск). Нелинейные искажения OFDM-сигнала в оптоэлектронных компонентах волоконно-оптических сетей доступа.
- 18⁰⁰ К.Е. Заславский (СибГУТИ, Новосибирск). Принципы конструирования магистрали DWDM на основе активной строительной длины оптического кабеля.

<u>7 сентября. Пятница</u>

Объединенная сессия семинара и молодежной конференции «Оптические и информационные технологии» Председатели: Д.В. Чуркин, И.А. Лобач Новый корпус НГУ.

- **900 В.П. Корольков**, А.Г. Седухин, В.Н. Хомутов, Р.В. Шиманский, А.Е. Качкин (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). *Тенденции развития методов и устройств лазерной литографии для синтеза* элементов дифракционной оптики.
- **9³⁰ Б.Г. Вайнер^{1,2}** (¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, ²Новосибирский государственный университет). Инфракрасная термография как ведущая информационная технология сегодняшнего дня.
- **10⁰⁰** <u>И.И. Нуреев</u>¹, О.Г. Морозов¹, А.Ж. Сахабутдинов¹, Р.Ш. Мисбахов² (¹ Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ, ²Казанский государственный энергетический университет). *Волоконно-оптическая парадигма развития умной энергетики*.
- В.П. Аксенов, В.В. Дудоров, В.В. Колосов, М.Е. Левицкий, Т.Д. Петухов, А.П. Ростов (ИОА СО РАН, Томск).
 Формирование вихревых лазерных пучков и управление пространственной когерентностью на основе когерентного сложения полей массива оптоволоконных излучателей.

11⁰⁰ Перерыв на чай-кофе

- 11¹⁵ А. Н. Стародумов (Coherent, США). Прогресс в мощных фемтосекундных волоконных и гибридных системах.
- 11⁴⁵ Д.И. Шевцов (ПНППК, Пермь). Отечественный опыт разработки специальных оптических световодов и интегрально-оптических схем.
- 12¹⁵ С.М. Конторов (ОАО «НПК «НИИДАР», Москва). Интегральная фотоника в радиотехнических системах.
- 12⁴⁵ Официальное закрытие конференции

Экскурсии

Специальная сессия по нанофотонике

Плазмоника с низкими потерями на основе меди

<u>В. Волков</u>^{1,2,*}, Д. Якубовский¹, Ю. Стебунов¹, Д. Федянин¹, А. Арсенин¹

¹Лаборатория Нанооптики и Плазмоники, Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Россия ²SDU Nano Optics, University of Southern Denmark, Odense M, Denmark ^{*}E-mail: vsv@mci.sdu.dk

DOI:10.31868/RFL2018.19-20

Нанофотоника область исследований. связанная с разработкой наноструктурированных материалов с новыми оптическими свойствами, и созданием на их основе фотонных устройств. Это направление науки работает в том числе над тем, чтобы заменить существующие в вычислительных устройствах компоненты на более совершенные за счет использования фотонов вместо электронов. Наиболее перспективным решением для достижения этих целей представляется переход от объемных оптических волн к поверхностным плазмон-поляритонам (ППП). Последние являются поверхностными (квазидвумерными) волнами, распространяющимися вдоль границы раздела металлдиелектрик, и характеризуются более короткими длинами волн и высокой локализацией электромагнитного поля [1, 2]. Наноразмерные ППП компоненты создают на основе так называемых металл-диэлектрических наноструктур. Металл в этой системе необходим для того, чтобы был доступ к свободным электронам (так называемой электронной плазме). А диэлектрик необходим для электронной плазмы с того, чтобы обеспечить взаимодействие этой электромагнитным полем (т. е., с объёмной световой волной). В данном контексте важно отметить, что до недавнего времени считалось, что по своим фундаментальным свойствам для создания эффективных ППП наноструктур могут использоваться только два благородных металла - золото и серебро. Лабораторные прототипы практически всех нанофотонных компонент включают золотые и/или серебряные плёнки толщиной несколько десятков нанометров. Причины этому — отличные оптические свойства этих металлов (а в случае золота также и его высокая химическая стабильность). Но у благородных металлов есть и серьёзные недостатки. Во-первых, их высокая стоимость. Если сравнивать высокочистые материалы, то золото более чем в 25 раз дороже меди. Во-вторых, золото и серебро — материалы, несовместимые с микроэлектронным производством, что делает процесс создания наноструктур дорогим и долгим и серьёзно ограничивает массовое производство устройств на их основе.



Рис. 1. Кремниевый чип с медными плазмонными компонентами.

Этих недостатков лишена медь. Она обладает оптическими свойствами не хуже золота и используется в качестве проводника электричества в современной микроэлектронике, но, что и мешало её использованию в нанофотонных устройствах, быстро окисляется. В контексте наших исследований, проблема окисляемости меди при взаимодействии с окружающей средой была решена за счёт нанесения поверх металла тонкого, всего 10 нанометров, диэлектрического слоя. Этот простой (по своей сути) технологический подход позволил нам создать нанофотонные компоненты (Рисунок 1) на основе меди, которые по своим характеристикам не уступают аналогам из благородных металлов [3]. В данном докладе будет показано, что оптические свойства таких медных плёнок, а следовательно и эффективность работы устройств, в которых они используются, зависят от многих факторов — толщины плёнки, скорости осаждения и температуры подложки, на которую осаждается плёнка. Будут представлены оптимальные начальные условия (скорость осаждения и температура подложки) достижения наилучших оптических свойств медных пленок, ЛЛЯ подтверждается экспериментальными исследованиями методами спектральной эллипсометрии, рентгеновской дифрактометрии, электронной и атомно-силовой микроскопии. Полученные данные позволили детально изучить, как свойства тонких поликристаллических плёнок меди связаны с их структурой и средним размером зёрен. Примечательно, что медные нанофотонные компоненты произведены в рамках стандартного технологического процесса, используемого для производства большинства современных микросхем. Это означает, что именно такие компоненты смогут в самом ближайшем будущем стать основой ЛЛЯ энергоэффективных источников излучения, высокопроизводительных оптоэлектронных процессоров, а также сверхчувствительных сенсоров и датчиков [4].

Литература

- [1] S.I. Bozhevolnyi, ed., Plasmonic Nanoguides and Circuits (Pan Stanford Publ., 2008).
- [2] R. Zia, J. A. Schuller, et al, Materials Today 9 (7-8), 20-27 (2006).
- [3] D. Yu. Fedyanin, D. I. Yakubovsky et al, Nano Letters 16, 1, 362-366 (2016).
- [4] Y. V. Stebunov, D. I. Yakubovsky et al, Langmuir 34, 15, 4681-4687 (2018).

Усиление локальных электромагнитных полей оптическими периодическими резонаторами

<u>А.К. Сарычев^{1,*}</u>, К.Н. Афанасьев¹, И.В. Быков¹, И.А. Богинская¹, А.В. Иванов¹, И.Н. Курочкин^{2,3}, А.Н. Лагарьков¹, А.М. Мерзликин¹, В.В. Михеев⁴, Д.В. Негров⁴, И.А. Рыжиков¹, М.В. Седова¹

¹Институт теоретической и прикладной электродинамики (ИТПЭ РАН) ²Институт биохимической физики им. Н.М. Эмануэля (ИБХФ РАН) ³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, химический факультет (МГУ) ⁴Московский физико-технический институт (МФТИ)

*E-mail: <u>sarychev_andrey@yahoo.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.21-22

Эффект гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света и связанное с ним усиление сигнала комбинационного рассеяния (КР) от молекул вещества является физической основой для разработки высокоэффективных биологических и химических сенсоров, способных регистрировать малые концентрации молекул, вплоть до единичных. Однако сам сигнал КР настолько слаб, что его почти невозможно наблюдать на фоне люминесценции и других оптических сигналов.







Рис.2 (*a*) Сканирующая электронная микроскопия (СЭМ). (б) Дифракционная картина оптического резонатора в виде пирамид.

В работе предложен ряд кремниевых оптических резонаторов с периодически профилированной поверхностью с нанесенным нанослоем серебра (Рис. 1*а*,2*а*). Такие резонаторы позволяют существенно увеличить соотношение «полезный сигнал КР/шум» за счет использования высокодобротного оптического диэлектрика в виде кремния. Оптический резонатор в виде полос изготовлен из кремния *Si* (100) методом электронно-лучевой литографии (Crestec КАБЕ 9000С) с последующим плазмохимическим травлением кремния (CORIAL 200I) и напылением нанослоя серебра толщиной 20 нм.

Проведено компьютерное моделирование, подобран химический состав и геометрические параметры для генерации колоссальных локальных полей на поверхности резонаторов. Проведены работы по измерению коэффициента отражения и дифракции в таких структурах. Результаты расчетов и экспериментов продемонстрировали ярко выраженные металлодиэлектрические резонансы, зависящие от угла падения, и связанные с возбуждением поверхностных волн в резонаторе посредством дифракции падающего света плазмонных резонансов, (Рис. 1*б*.2*б*). Помимо определяемых периодом дифракционной решетки, в резонаторе, покрытом слоем серебра, возбуждаются и резонансы типа Фабри-Перо, локализованные в области выступов. Показано, что добротностью, а также положением таких резонансов можно управлять, изменяя напыления серебра на поверхность метаматериала. режим Провелены экспериментальные работы по регистрации сигнала комбинационного рассеяния (КР) света от модельного аналита – 5.5-дитио-бис(2-нитробензойной кислоты) (ДТНБ). Результаты продемонстрировали аномальную дифракцию (Рис. 2δ) и относительное усиление сигнала КР от ДТНБ на характерных стоксовых частотах в структурированных областях - на несколько порядков величины. Подход, работе, который предложенный в заключается в создании регулярно профилированных металлодиэлектрических резонаторных структур. представляет практический интерес для разработки новых биосенсорных систем [1,2].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 17-08-01448, № 18-58-00048, и программ Президиума РАН № 40 «Создание сверхчувствительных методов идентификации биологических объектов с помощью оптических метаматериалов» и № 56 «Фундаментальные основы прорывных технологий в интересах национальной безопасности».

Литература

A.K. Sarychev, A. Lagarkov et al, *Proc. of SPIE* **10346**, 103460 (2017)
 A. Lagarkov, I. Boginskaya et al, *Opt. Express* **25** (15), 17021-17038 (2017)

Рост упорядоченного массива вертикальных нанопроволок VO₂

<u>С.В. Мутилин^{1,*}</u>, В.Я. Принц¹, В.А. Селезнев¹, Л.В. Яковкина²

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН ²Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН ^{*}E-mail: mutilin@isp.nsc.ru

DOI:10.31868/RFL2018.23-24

Диоксид ванадия (VO₂) с сильно коррелированными электронами является интеллектуальным материалом, претерпевающим резкий, обратимый фазовый переход полупроводник-металл под действием температуры, электричества, излучения, механических напряжений [1]. Во время фазового перехода оптические, электрические и механические свойства VO₂ испытывают значительные изменения. Такие уникальные свойства перехода могут быть использованы в микро/наноэлектронных устройствах и фотонных приложениях, таких как перестраиваемые метаматериаллы, оптические ограничители, ультрабыстрые оптические переключатели, фотонные кристаллы [2].

В последние годы наблюдается устойчивая тенденция исследования одиночных монокристаллов VO₂. Проведенные исследования показывают, что монокристалл VO_2 имеет более яркие свойства фазового перехода. Действительно, поликристаллической переход ОТ структуры к монокристаллической за счет отсутствия межзеренных границ позволяет на несколько порядков увеличить число повторений, которое превосходит 10¹⁰[3]. Боле того, в отличие от поликристаллической пленки с шириной гистерезиса около 3-5 К, в монокристалле ширина гистерезиса сужается до 1-3К [4]. Такой резкий скачек достигается за счет того, что фазовый переход в монокристалле от фазы M в фазу R и обратно идет единым фронтом, в отличие от перехода в поликристаллической пленке, где переход идет перколяционно [5].

До сих пор исследовались единичные монокристаллы VO_2 расположенные на подложках в случайном месте и имеющие случайные размеры в результате синтеза. Очевидно, что для практического применения нужны упорядоченные массивы одинаковых монокристаллов, расположенные в заданном месте и заданных размеров. Такие объекты являются метаповерхностями в ИК и ТГц областях, и могут быть использованы при создании умных метаматериалов, фотонных кристаллов и пр. В данной работе сообщается о формировании упорядоченного массива монокристаллических нанопроволок VO_2 с помощью селективного роста на периодических 3D структурах кремния полученных с помощью наноимпринт-литографии.

Массивы нанопроволок VO₂ были выращены с помощью газофазной эпитаксии использованием прекурсора ванадил ацетилацетата на с наноструктурированной подложке [6]. Наноструктурирование подложки было выполнено при помощи наноимпринт литографии на больших площадях (около 15х15 см) кремниевой пластины. Кристаллы VO2 преимущественно растут на литографических квадратиках размерами 80х80 нм² нормально к поверхности, наследуя наноструктуру поверхности. Выращенные нанопроволоки состоят из одинаково ориентированных нанокристаллов высотой около 500 нм. Кристаллы VO₂ растут в направлении [100]. Это же подтверждает огранка кристаллов типичная для этого направления (Рис. 1).

Такие структуры перспективны в качестве новых устройств в основе которых лежит фазовый переход VO_2 поскольку массивы представляют собой монокристаллы без межзеренных границ, они имеют малую площадь контакта с подложкой (что увеличивает долговечность устройств от разрушения вплоть до бесконечности) и дают полную интеграцию в современные 2D и 3D интегральные схемы (совместимы с кремниевой технологией).



Рис. 1. СЭМ изображения упорядоченного массива нанопроволок VO2. (a) Вид сверху, (b), (c) Вид сбоку массива нанопроволок полученных после 2-х и 4-х часов синтеза соответственно (d) ПЭМ изображение отдельной нанопроволоки VO2 показывающее монокристалличность и направление роста [100] (e) Схематичное представление массива нанопроволок VO2 на нанострукутрированной поверхности кремния.

Таким образом, в данной работе мы представляем качественный переход от изучения одиночных, случайно выращенных кристаллов VO₂ к формированию и изучению прецизионных массивов одинаковых нанокристаллов VO₂ c контролируемым местоположением, периодом, размером, ориентацией, составом и пр. Эта работа перспективна для практических применений. Например, можно интегрировать эти массивы в кремниевую схемотехнику и соединять заданные столбиками или столбики с другими формировать более сложные гетероструктуры. С массивами можно работать и дальше используя стандартную полупроводниковую технологию. Например, можно делать их тоньше селективным травлением. Закручивать пленку массива во внутрь или наружу. Перспективы работы не с одним кристаллом, а с целым массивом, периодическим, непериодическим, градиентным, с разной толщиной и высотой. Открывается целый спектр практических применений. Полученные массивы перспективны вертикальных столбиков для формирования VMHЫX метаматериалов, фотонных кристаллов чувствительных к температуре, свету, механическим напряжениям и пр.

Литература

- [1] N. Davila, R. Cabrera and N. Sepulveda, IEEE Photonic Tech L 24 (20), 1830-1833 (2012).
- [2] H. W. Liu, J. P. Lu and X. R. Wang, *Nanotechnology* **29** (2) (2018).
- [3] I.P. Radu, et.al., Nanotechnology 26, 165202 (2015)
- [4] B. S. Mun, et.al., *Physical Review B* 84 (11) (2011).
- [5] Y. J. Chang, et.al., Physical Review B 76 (7) (2007)
- [6] L. V. Yakovkina, et.al., J Mater Sci 52 (7), 4061-4069 (2017)

(In,Mn)Аѕ квантовые точки: синтез и оптические свойства

А.Д. Буравлев

Санкт-Петербургский Академический Университет РАН Физико-Технический Институт им. А.Ф Иоффе РАН Санкт-Петербургский Электротехнический Университет Институт Аналитического Приборостроения РАН

*E-mail: <u>bour@mail.ioffe.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.25

На сегодняшний день наноструктуры на основе ферромагнитных называемых, полупроводников (или, так разбавленных магнитных полупроводников (РМП)) рассматриваются в качестве перспективных объектов для управления спиновыми взаимодействиями посредством как электрических, так и оптических методов и, соответственно, для создания новых устройств спинтроники, в том числе, таких как, например, спиновые светоизлучающие диоды и лазеры [1-3]. При этом, локальное распределение спинов в таких наноструктурах, по-видимому, зависит не только от их размеров, но и от их формы. Это вызывает много вопросов относительно образования таких наноструктур, в том числе квантовых точек.

Известно, что обычно тонкие пленки РМП соединений синтезируют при относительно низких ростовых температурах для того, чтобы избежать образования вторичных фаз. В свою очередь, нами были разработали новые методы для синтеза с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) (In,Mn) As квантовых точек [4,5] и нитевидных нанокристаллов [6] при относительно высоких температурах роста. При этом, МПЭ синтез (In,Mn)As квантовых точек основывался на селективном легировании Mn центральных частей квантовых точек. Изучение структурных свойств полученных образцов показало, что несмотря на относительно высокую температуру роста, образцы с (In,Mn)As квантовыми точками обладают высоким кристаллическим качеством. Стоит отметить, что с использованием данного технологического подхода также были синтезированы структуры с многослойными квантовыми точками.

На основе (In,Mn)As квантовых точек, использовавшихся в качестве активных слоев, были созданы p-i-n диоды, оптоэлектронные свойства которых были исследованы как при оптической, так и электрической накачке.

Литература

- [1] R. Fiederling et al., Nature 402, 787 (1999).
- [2] Y. Ohno et al., *Nature* **402**, 790 (1999).
- [3] N. Nishizawa et al., Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 114, 1783 (2017).
- [4] A. Bouravleuv et al., Semiconductors 47, 1037-1040 (2013).
- [5] A. Bouravleuv et al., Appl. Phys. Lett. 105, 232101 (2014).
- [6] A. Bouravleuv et al., Nanotechnology 27, 425706 (2016).

Плазмоника наночастиц со спиновой поляризацией

В.П. Драчев^{1,2,*}, Хари Бхатта², Али Алиев³

¹Сколковский Интситут Науки и Технологий, Москва, Россия 121205 ²Department of Physics, University of North Texas, Denton, TX, USA 76203 ³A. G. MacDiarmid NanoTech Institute, University of Texas at Dallas, Richardson, TX, USA 75080 ^{*}E-mail: v.drachev@skoltech.ru

DOI:10.31868/RFL2018.26

Металлические частицы малых размеров поддерживают возбуждение локализованных плазмонов. Возникающие при этом высокие локальные поля являются основной причиной усиления оптических откликов, линейных и особенно нелинейных. Такие эффекты как гигантское комбинационное рассеяние, усиление фотолюминесценции, усиление радиационной релаксации возбуждения, зависимость от геометрии металлических наноструктур нашли применение в сенсорах, оптоэлектронике и метаматериалах.

Магнитные наночастицы никогда не рассматривалась в качестве скольконибудь приемлемых кандидатов для плазмонных применений из-за низкой проводимости. Оптические измерения в УФ/Видимом/ИК диапазоне для тонких пленок и наночастиц подтверждали это мнение.

Результаты наших экспериментов показали неожиданно высоко-добротный плазмонный резонанс в наночастицах Со. Длина волны этого резонанса находится в ультрафиолетовой части спектра, 275 нм. Плазмонный резонанс хорошего качества в УФ диапазоне, где многие биомолекулы имеют электронные резонансы, делает наночастицы Со привлекательным материалом для биосенсоров.

В докладе будут обсуждаться результаты спектральных, структурных и магнитных измерений наночастиц Со синтезированных нами в растворе гексана. Наши выводы основаны на представлении об однодоменных частицах с поляризацией спинов, где присутствуют два независимых канала проводимости для электронов с противоположными спинами и с сильно разными константами релаксации электронов. Синтез таких частиц требует специальных условий, что объясняет отличие наших результатов от литературных данных.

Сверхкомпактный электронно-оптический модулятор на основе гибридного плазмонного волновода и слоя проводящего оксида

<u>И.А. Пшеничнюк</u>^{1,*}, С.С. Косолобов¹, А.И. Маймистов², В.П. Драчев^{1,3}

¹Сколтех, Москва ²МИФИ, Москва ³Университет Северного Техаса, США ^{*}E-mail: <u>i.pshenichnyuk@skoltech.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.27

Компактное устройство, осуществляющее модуляцию оптического сигнала электрическим, является одним из ключевых элементов нанофотоники. Использование плазмонов и современных оптически активных материалов предоставляет возможность элегантного решения задачи создания такого устройства. В нашей работе представлен дизайн и рассчитаны характеристики наноразмерного электронно-оптического модулятора. В основе принципа модуляции лежит способность прозрачных проводящих оксидов (таких, например, как оксид индия-олова) изменять оптические свойства под действием электрического поля. Высокая эффективность модуляции достигается за счет гибридизации волноводной моды (несущей оптический сигнал) и плазмонной моды, создаваемой непосредственно в области модуляции. Для плазмонной моды характерна высокая степень локализации в пространстве, что значительно увеличивает эффективность работы активного слоя проводящего оксида в качестве переключателя. В предлагаемой модели устройства используются (насколько нам известно, впервые в данном контексте) плазмонные моды, распространяющиеся вдоль прямоугольных ребер, специально предусмотренных дизайном на границе раздела золота и оксида. Дисперсионные кривые таких мод похожи на дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, однако, в отличии от последних, обладают смешанным состоянием поляризации. Эта особенность позволяет модулятору работать с оптическими сигналами произвольной поляризации. В противовес модулятору на поверхностных плазмонах, работающему лишь со светом, поляризованным перпендикулярно слою проводящего оксида. Для оптимизации параметров устройства и расчета его характеристик численно решается система уравнений Максвелла в пространстве частот (моделирование прохождения света через модулятор), а также динамическая система полупроводниковых уравнений дрейфа-диффузии (расчет процесса переноса зарядов в модулирующем сэндвиче под действием приложенного напряжения). Громоздкие трехмерные расчеты выполнены с высокопроизводительного компьютерного кластера. использованием При разработке дизайна модулятора, помимо компактности, быстродействия и энергопотребления, значительное внимание было уделено простоте экспериментальной реализации устройства.

Работа поддержана Министерством Образования и Науки Российской Федерации, проект RFMEFI58117X0026.

Quantum Wave Mixing and Probing of Photonic States in 1D space

T. Hönigl-Decrinis¹, A.Yu. Dmitriev², R. Shaikhaidarov^{1,2},

<u>V.N. Antonov</u>^{1,3,*}, O.V. Astafiev^{1,2}

¹Physics Department, Royal Holloway, University of London ²Moscow Institute of Physics and Technology ³Skolkovo Institute of Science and Technology ^{*}E-mail: v.antonov@skoltech.ru

DOI:10.31868/RFL2018.28-29

The wave mixing is well revealed and theoretically described phenomenon of a nonlinear optics. It has applications in phase conjugation, generation of squeezed states, parametric frequency conversion, signal regeneration schemes and exploited significantly for spectroscopic study of various systems. The wave mixing was thoroughly investigated in a medium such as fibre, atomic beams and vapours, with various number of mixed waves, exploiting two or more levels of a system. However, any medium represents a huge ensemble of atoms, so one needs many photons to drive the medium efficiently. Also, energy levels are broadened in homogeneously and hence what is accessible in wave mixing experiment is collective response of an ensemble of atoms. Quantum Wave Mixing (QWM) reveals itself as an elastic scattering of coherent classical and non-classical photonic states of electromagnetic waves on a single atom. We show a spectrum, corresponding to four-wave mixing of non-classical photonic states with a fingerprint of interacting photon states: the number of frequency peaks due to stimulated emission



Fig.1. a) A false colored SEM image of the device: a superconducting loop with four Josephson junctions, behaving as an artificial atom, is embedded into a transmission line and strongly interacts with propagating electromagnetic waves. b) Four-wave mixing processes resulting in the single-photon field creation at $W_3 = 2W_+ - W_-$. In classical mixing, the process operators $a_+a_-^*a_+b_3^+$ comes in pair with the symmetric one $a_-a_+^*a_-b_{-3}^+$. In the mixing with non-classical states, the time symmetry is broken resulting in the asymmetric spectrum. c) Schematic representation of QWM with non-classical coherent states and sensing of the coherent quantum states. Two sequential pulses W_- and then W_+ are applied breaking time symmetry and, therefore, spectrum symmetry. Coherent photonic states are created in the atom by the first pulse at W_- and then mixed with the second pulse of W_+ . Single-photon, $N_{ph} = 1$, state $|b\rangle_-$ can only create a peak at $W_3 = 2W_+ - W_-$ because only one photon at W_- can be emitted from the atom. Two

photon, $N_{\rm ph} = 2$, coherent state $|g\rangle_{\rm r}$ results in creation of an additional peak at $3W_{+} - 2W_{-}$, because not more than two photons can be emitted. Also one photon of $W_{\rm r}$ can be absorbed, $N_{\rm ph}$ -1, creating additional left-hand-side peak at $2W_{-} - W_{+}$.

always exceeds by one the ones due to absorption, see Fig.1. We also study four- and higher-order wave mixing of classical coherent waves. In this case the time dynamics of the peaks exhibits a series of Bessel-function quantum oscillations with orders determined by the number of interacting photons [1].

In our study we operate in the microwave range of electromagnetic radiation. The two level superconducting circuit, qubit, serves as the artificial atom which scatter the microwave radiation, see Fig. 1. In a wider context these artificial atoms may be a building blocks of novel on-chip quantum electronics, which utilize the quantum nature of electromagnetic waves [2].

References

[1] A Dmitriev et al, Nature Comm., 8, 1352 (2017)

[2] O. Astafiev et al., Nature, 449, 588-590 (2007).

Дискретная дифракция в массиве волноводов и оптические плоские зоны

А.И. Маймистов

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва *E-mail: <u>aimaimistov@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.30-33

Давно привлекает внимание исследователей ситуация, когда электромагнитное излучение локализовано в волноводах, образующих одномерный или двумерный массив, и может проникать только ближайшие соседние волноводы за счет нарушения полного внутреннего отражения. Это напоминает систему электронов в кристалле, когда в условиях сильной связи электрон может перемещаться между ближайшими атомами решетки только за счет туннелирования.

Одномерная цепочка одинаковых волноводов была исследована в [1]. Было найдено, что если излучение интенсивностью I_0 вводится в центральный волновод, помеченный индексом 0, то для интенсивности излучения в волноводе с номером *n* на длине волновода *L* было найдено выражение $I_n(L) = I_0 J_n^2 (2KL)$, где K – коэффициент связи соседних волноводов и $J_n(z)$ – функция Бесселя *n*-того порядка. Точно такое же выражение описывает поле при дифракции в режим Рамана-Ната (дифракция на тонкой решетке). Эта аналогия позволяет говорить об образовании распределения полей по волноводам цепочки как о дискретной дифракции.

В недавнее время появились работы, посвященные исследованию дискретной дифракции в более сложных цепочках волноводов [2-5]. Здесь будет рассматриваться бинарная (двухкомпонентная) цепочка волноводов, которая образована либо из волноводов с различными показателями преломления, либо из одинаковых волноводов, но с чередованием расстояния между соседними волноводами, либо из волноводов с положительным показателем преломления, но имеюцих некоторое различие (показатель преломления или толщина волновода), как показано на Рис.1(а). Элементарная ячейка содержит два типа узлов – А и В.



Рис. 1. Конфигурация бинарной цепочки (*a*) и ромбической цепочки. Прямоугольником указана элементарная ячейка.

В приближении медленно меняющихся амплитуд изменения напряженности электрических полей непрерывного электромагнитного излучения в волноводе каждого типа, определяются системой уравнений,

$$i\partial_{\zeta}A_n = B_n + B_{n-1}, \quad i\partial_{\zeta}B_n = A_n + A_{n+1}, \tag{1}$$

где A_n и B_n – нормированные амплитуды электрических полей в волноводе nтой элементарной ячейки, безразмерная координата ζ есть пройденное волной расстояние вдоль оси волновода, измеренное в единицах длины связи [1]. Решение уравнений (1) можно получить различными способами, например, используя метод производящих функций. Общее решение зависит от начальных условий $A_n(0)$ и $B_n(0)$, выбрав которые можно записать $A_n(\zeta)$ и $B_n(\zeta)$ для любого значения ζ . Наиболее простой вариант начальных условий таков: $A_n(0) = A_0 \delta_{n0}$ и $B_n(0) = 0$. В этом случае распределение напряженностей полей по волноводам имеет вид

$$A_n(\zeta) = A_0(-1)^n J_{2n}(2\zeta), \quad B_n(\zeta) = -iA_0(-1)^n J_{2n+1}(2\zeta),$$

Это распределение напряженностей полей описывает дискретную дифракцию в бинарной цепочке волноводов. В предельном случае одинаковых волноводов эти выражения переходят в формулы, полученные в [1].

Если положить начальные условия такие, что излучение вводится в волноводы только одной (центральной, например) элементарной ячейки с номерм n = 0, то есть $A_n(0) = A_0 \delta_{n0}$ и $B_n(0) = B_0 \delta_{n0}$, то решение уравнений (1) представляет распределения полей по волноводам, которые будут иметь следующий вид

$$\begin{aligned} A_n(\zeta) &= A_0 J_0(2\zeta) \delta_{n0} + (-1)^n A_0 J_{2n}(2\zeta) + i(-1)^n B_0 J_{2n-1}(2\zeta) \,, \\ B_n(\zeta) &= B_0 J_0(2\zeta) \delta_{n0} + (-1)^n B_0 J_{2n}(2\zeta) + i(-1)^n A_0 J_{2n+1}(2\zeta) \,, \end{aligned}$$

где $n = \pm 1, \pm 2, ...$ Третье слагаемое в этих выражениях описывает интерференцию полей в волноводах. Для более сложных случаев начальных условий, выражения для электрических полей в волноводах содержат слагаемые, учитывающие интерференцию полей из различных, не только соседних волноводов. Надо заметить, что если начальные условия выбраны в виде $A_n(0) = (-1)^n A_0$ и $B_n(0) = (-1)^n B_0$, то дифракция отсутствует. Причина в том, что поля, проникающие в каждый волновод из ближайших соседей, имеют противоположные фазы и их интерфенция дает нулевой результат.

Если в цепочке, показанной на Рис. 1(*a*) дополнительно учесть взаимодействие между ближайшими однотипными волноводами, (то есть, следующими за ближайшими соседями), то получится модель зигзагообразного массива волноводов из [6,7]. Система уравнений, описывающая поля в такой системе волноводов, имеют вид

$$i\partial_{\zeta}A_{n} = B_{n} + B_{n-1} + \gamma(A_{n-1} + A_{n+1}), \quad i\partial_{\zeta}B_{n} = A_{n} + A_{n+1} + \gamma(B_{n-1} + B_{n+1}), \quad (2)$$

где γ есть отношение константы связи между следующими за ближайшими соседями и константы связи между ближайшими соседями в цепочке.

Решение этой системы уравнений может быть получено тем же методом производящих функций. Выбор конкретных начальных условий позволяет определить распределение амплитуд полей по волноводам $A_n(\zeta)$ и $B_n(\zeta)$ в глубине зигзагообразного массива волноводов.

Если рядом с зигзагообразной цепочкой расположить достаточно близко линейную цепочку волноводов, то получится ромбическая конфигурация

одномерного массива волноводов, показанного на Рис. 1(б). Система уравнений, описывающая поля в таком массиве волноводов имеют вид

$$i\partial_{\zeta}B_n = A_n + A_{n+1}, \quad i\partial_{\zeta}C_n = \gamma(A_n + A_{n+1}), \quad i\partial_{\zeta}A_n = B_n + B_{n-1} + \gamma(C_n + C_{n-1}),$$
 (3)

В случае симметричной конфигурации отношение констант связи $\gamma = 1$.

Периодичность расположения волноводов в цепочке или в массиве приводит к формированию зонной структуры допустимых частот распространяющихся вдоль ζ волн. Интересным свойством рассматриваемой модели является то, что спектр распространяющихся волн имеет три ветви или три зоны. Две из них отвечают волнам, распространяющимся по волноводам и проникающим в соседние волноводы, что дает дискретную дифракцию в массиве волноводов. Третья ветвь спектра отвечает волнам бегущим вдоль оси волноводов, но не проникающих в соседние волноводы. Ветвь дисперсионного соотношения, отвечающая недифрагирующим волнам, имеет нулевую кривизну и потому соответствующая ей зона называется плоской зоной, по аналогии с подобными зонами квазичастиц в твердых телах [8,9].

Систему уравнений (3) можно решить точно [10]. Выражение для общего решения очень громоздкое. В частном случае, если положить начальные условия такие, что излучение вводится в волноводы только одной элементарной ячейки, но так $A_n(0) = 0$ и $B_n(0) = -C_n(0) = B_0 \delta_{n0}$, из решения уравнений (3) следующий, что $A_n(\zeta) = 0$ и $B_n(\zeta) = -C_n(\zeta) = B_0 \delta_{n0}$. То есть, для такого выбора начальных условий дифракция отсутствует. Однако, если в один из волноводов типа A водится излучение, то есть если начальными условиями будут $A_n(0) = A_0 \delta_{0n}$ и $B_n(0) = -C_n(0) = B_0 \delta_{n0}$, то результирующее распределение полей будет следующим

$$A_n(\zeta) = (-1)^n A_0 J_{2n}(\sqrt{2}\zeta),$$

$$B_n(\zeta) = B_0 \delta_{n0} - (-1)^n 2^{1/2} i A_0 J_{2n+1}(\sqrt{2}\zeta), \quad C_n(\zeta) = -B_0 \delta_{n0} - (-1)^n 2^{1/2} i A_0 J_{2n+1}(\sqrt{2}\zeta).$$

Так что дискретная дифракция имеет место. Любое отклонение от начального условия, отвечающего возбуждению мод плоской зоны, влечет расплывание первоначально локализованного возбуждения.

Иногда нелинейные свойства среды, в которой распространяются электромагнитные волны, приводят к локализации волны. Дисперсия или дифракция оказываются подавленными и формируются уединенные волны. Потому имеет смысл рассмотреть обобщения рассмотренных моделей. Учет нелинейных свойств волноводов ромбической решетки выполнен в предположении, что нелинейность кубическая. Система уравнений, обобщающая (3), имеет следующий вид

$$i\partial_{\zeta}B_{n} = A_{n} + A_{n+1} + \mu |B_{n}|^{2}B_{b}, \quad i\partial_{\zeta}C_{n} = \gamma(A_{n} + A_{n+1}) + \mu |C_{n}|^{2}C_{b},$$

$$i\partial_{\zeta}A_{n} = B_{n} + B_{n-1} + \gamma(C_{n} + C_{n-1}) + \mu |A_{n}|^{2}A_{b}, \qquad (4)$$

Здесь характеризующий нелинейность параметр μ выбран одним и тем же для всех волноводов. Далее рассматривается случай симметричной решетки, когда $\gamma = 1$.

Из системы уравнений (4) следует выражение, которое связывает плотности «энергии» $W_n = |A_n|^2 + |B_n|^2 + |C_n|^2$ и «ток»

 $f_n = iA_n(B_{n-1}^* + C_{n-1}^*) - iA_n^*(B_{n-1} + C_{n-1})$ и которое имеет вид уравнения непрерывности: $\partial_{\zeta} W_n + (f_{n+1} - f_n) = 0$. В двух случаях

(a)
$$A_n = 0$$
 и $B_n = -C_n$; (b) $A_n = (-1)^n A$, $B_n = (-1)^n B$ и $C_n = (-1)^n C$,

ток равен нулю, что означает отсутствие дифракции в ромбической решетке нелинейных волноводов.

Можно показать, что существует решение системы уравнений (4), которое удовлетворяет первому условию. Это решение дает следующее распределение амплитуд полей

$$A_n(\zeta) = 0, \quad B_n(\zeta) = -C_n(\zeta) = b_0 \exp(-i\mu b_0^2 \zeta).$$
 (5)

Решение, отвечающее второму условию (то есть, условию (б)) имеет вид распределения полей

$$A_n(\zeta) = (-1)^n a_0 \exp(-i\mu a_0^2 \zeta), \quad B_n(\zeta) = (-1)^n b_0 \exp(-i\mu a_0^2 \zeta),$$
$$C_n(\zeta) = (-1)^n c_0 \exp(-i\mu a_0^2 \zeta).$$

В этих выражениях вещественные параметры b_0 и c_0 связаны соотношением $b_0^2 = c_0^2$, а параметр a_0 произвольный.

Распределение (5) неустойчиво относительно малых возмущений амплитуд в волноводах, до тех пор, пока величина μb_0^2 не превысит определенное пороговое значение. После этого малые возмущения не затухают, но и не растут экспоненциально [11]. Напротив, распределение, отвечающее случаю (б) устойчиво до тех пор, пока величина μa_0^2 не достигнет порогового значения, после чего развивается модуляционная неустойчивость. Таким образом, моды плоской зоны неустойчивы. В нелинейном случае превышение некоторой пороговой интенсивности вводимого в ромбическую решетку волноводов излучения может стабилизировать распределение полей по волноводам. Пока не ясно, возможно ли образование «дискретный солитон» в этом случае.

Мне доставляет удовольствие поблагодарить А.С. Десятникова, В.А. Патрикеева и Е.И. Ляшко за полезные дискуссии и помощь в работе. Работа поддерживалась РФФИ (грант №. 18-02-00278).

Литература

- [1] S.Somekh et al., Appl. Phys. Letts. 22, 46-47 (1973).
- [2] S. Flach et al., Europhys. Lett. 105, 30001 (2014).
- [3] S. Mukherjee et al., Opt. Lett. 40, 5443-5446 (2015).
- [4] M. Nita et al., *Phys.Rev. B.* 87, 125428 (2013).
- [5] L. Morales-Inostroza and R. A. Vicencio, Phys. Rev. A. 94, 043831 (2016).
- [6] N.K. Efremidis and D. N. Christodoulides, *Phys. Rev. B.* 65, 056607 (2002).
- [7] Е.В. Казанцева, А.И. Маймистов, Квантовая электрон. 43, 807-813 (2013).
- [8] V. Apaja, M. Hyrkäs and M. Manninen, Phys. Rev. B. 82, 041402(R) (2010).
- [9] C. Weeks and M. Franz, Phys. Rev E. 82, 085310 (2010).
- [10] A.I. Maimistov and V.A. Patrikeev, J.Phys. Conf.Series 737, 012008 (2016).
- [11] A.I. Maimistov, J. Opt. 19, 045502 (2017).

Поверхностные волны в структурированных материалах

<u>И.Р. Габитов</u>^{1,2,*}, А.И. Маймистов³

¹Сколтех, Москва ²Университет Аризоны, США ³НИЯУ МИФИ, Москва ^{*}E-mail: <u>gabitov@math.arizona.edu</u>

DOI:10.31868/RFL2018.34

Влияние юстировки на плазмонную силу в субволновой щели

А.К. Туснин^{1,2}, Л.Л. Фрумин^{1,2}, О.В. Белай¹, <u>Л.А. Шапиро^{1,2,*}</u>

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск *E-mail: <u>shapiro@iae.nsk.su</u>

DOI:10.31868/RFL2018.35-36

Исследовано влияние неточной юстировки на светоиндуцированную силу между двумя параллельными металлическими плоскостями на субволновом расстоянии. Показано, что изменение силы для непараллельных пластин имеет первый порядок по углу наклона, если пластины наклонены вдоль направления падающей волны. Ненулевой угол падения приводит к уменьшению силы из-за антисимметричной волноводной моды. В широкой щели существенной становится вторая симметричная мода, также приводящая к уменьшению силы.

Плазмонные силы [1, 2] остаются в центре внимания из-за их возможных применений для манипуляций частицами. Обсуждаются и другие перспективные практические приложения, такие как «тягловый луч» [3] и даже плазмонное реактивный двигатель для микроспутников [4]. В работе [5] предсказана светоиндуцированная сила между параллельными металлическими пластинами на расстоянии, много меньшем длины волны. Когда в щель падает s-волна, сила отталкивающая, а в случае р-волны — притягивающая. Светоиндуцированная использована для манипуляции субмикронными сила может быть металлическими частицами и в технике микропереключателей. Цель данной работы — исследование эффектов неточной юстировки, наклонного падения, конечной ширины щели. Поскольку в первом порядке возмущение силы представляет собой сумму всех поправок, мы вычисляем каждую отдельно. Полученные поправки важны для прецизионной юстировки экспериментальной установки.

1. Исследована сила между почти параллельными металлическими пластинами. Рассмотрен малый наклон пластин вдоль направления падения света. В случае идеально проводящих стенок найдено точное решение уравнения Гельмгольца методом разделения переменных в полярных координатах. Установлено, что поправка к силе имеет первый порядок по углу.

2. Рассмотрен случай наклона пластин в направлении, перпендикулярном падающей волне. Методом Мигдала построен ряд теории возмущений. Показано, что изменение силы имеет второй порядок по углу наклона и поэтому им можно пренебречь.

3. Изучено изменение плазмонной силы при малом отклонении падающего на щель излучения от нормали. В пределе узкой щели найдены аналитические выражения для поправок. Показано, что отклонение падающей волны от нормали приводит к возбуждению в щели первой антисимметричной моды и изменению зависимости силы от ширины щели. Возникает поправка к силе первого порядка по углу, которая уменьшает притяжение. С ростом ширины щели появляется нейтральная точка, где притяжение сменяется отталкиванием [6].

4. Первая антисимметричная мода не возбуждается при нормальном падении. Когда ширина щели много меньше длины волны, вторая симметричная мода является эванесцентной. Однако на пороге превращения моды в
распространяющуюся волну ее роль возрастает за счет интерференции с нулевой модой, что приводит к резкому уменьшению силы вплоть до перехода от притяжения к отталкиванию. Показано, что порог в золоте отличается всего на несколько процентов от предельного случая идеального проводника [7].

- [1] S. V. Perminov, V. P. Drachev et al, Opt. Express 15, 8639-8648 (2007).
- [2] M. Ghorbanzadeh, S. Darbari et al, Applied Physics Letters 108, 111105 (2016).
- [3] M. I. Petrov, S. V. Sukhov et al Laser & Photonics Reviews 10, 116–122 (2016).
- [4] J. N. Maser, L. Li et al, Journal of Spacecraft and Rockets 53, 998–1000 (2016).
- [5] V. Nesterov, L. Frumin et al, *EPL (Europhysics Letters)* **94**, 64002 (2011).
- [6] L. L. Frumin, A. K. Tusnin at al Opt. Express 25, 31801–31809 (2017).
- [7] D. Shapiro, D. Nies et al, Opt. Express 24, 15972–15977 (2016).

Оптические свойства резонансов в фотонно-кристаллических слоях

<u>Н.А. Гиппиус</u>^{1,*}, С.А. Дьяков¹, С.Г. Тиходеев²

¹Сколковский институт науки и технологий, Нобеля, 3, Москва, Россия 121205 ²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Вавилова, 38, Москва, Россия 119991 ^{*}E-mail: <u>n.gippius@skoltech.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.37

Особенностью многослойных периодических структур, широко используемых в современной фотонике, является существование в них резонансных квази-волноводных мод. Оптические свойства таких систем интенсивно исследуются. Перераспределение электромагнитных полей при частотах близких к резонансным в этих системах отвечает за многообразие частотно-угловых зависимостей отражения, дифракции и пропускания света. Относительные интенсивности резонансных дифракционных каналов могут быть настроены изменением конструкции элементарной ячейки фотонного кристалла и окружающих слоистых структур.

В докладе рассматривается метод расчёта оптических свойств многослойных периодических структур, основанный на резонансном разложении оптической матрицы рассеяния. Важным достоинством используемого резонансного подхода является возможность нахождения с высокой точностью параметров резонансов (энергий, волновых векторов и резонансных распределений светового поля) комбинированных структур на основе параметров резонансов подсистем, составляющих рассматриваемую структуру. Возможности этого подхода продемонстрированы на примере взаимосвязи поляризации света, испускаемого фотонно-кристаллическим слоем, и архитектуры элементарной фотонно-кристаллической ячейки.

Волоконно-оптические сети на основе метода квантовой коммуникации на боковых частотах

<u>А.В. Глейм</u>^{1,2}, В.И. Егоров^{1,*}, В.В. Чистяков¹, А.Б. Васильев¹, А.А. Гайдаш¹, А.В. Козубов¹, С.В. Смирнов¹, С.М. Кынев¹, Н. В. Булдаков¹, О.И. Банник², Л.Р. Гилязов², К.С. Мельник², Н.М. Арсланов², С.Э. Хоружников¹, С.А. Козлов¹

¹Университет ИТМО ³Казанский квантовый центр КНИТУ-КАИ *E-mail: viegorov@corp.ifmo.ru

DOI:10.31868/RFL2018.38-39

Технологии квантовой коммуникации (КК) позволят обеспечить безопасный информационный обмен по оптическим каналам связи в эпоху квантовых компьютеров, представляющих угрозу современным методам защиты данных [1]. Доклад посвящен результатам нескольких крупных проектов в области сетевых КК на основе метода квантовой коммуникации на боковых частотах (ККБЧ). Их результатом является запуск четырёх квантовых сетей в трех российских городах. Проекты были инициированы Университетом ITMO в период между 2014 и 2018 годами в сотрудничестве с исследовательскими центрами и коммерческими компаниями.



Рисунок 1 – Система ККБЧ, разработанная в Университете ИТМО

Экспериментальная установка ККБЧ (рис.1), разработанная в Университете ИТМО, использованная в сетевых экспериментах, описана в [2], обсуждение протокола доступно в [3]. Исторически первая российская квантовая сеть была запущена в 2014 году, когда квантовая линия соединила два здания в Санкт-Петербурге [7]. Была продемонстрирована скорость генерации просеянного ключа более 1,2 Мбит/с в канале 1,63 дБ.

Первая многопользовательская сеть ККБЧ, которая позволила продемонстрировать долгосрочную стабильность нескольких устройств, является сотрудничества результатом между Казанским квантовым центром, Университетом ИТМО и телекоммуникационным оператором ПАО «Таттелеком». Сеть соединяет четыре узла в Казани: два здания КНИТУ-КАИ и два офиса Таттелеком. Типичные скорости генерации ключей составили 20 кбит/с (в каналах с потерями 10 дБ) при использовании однофотонных детекторов на основе лавинных фотодиодов.

Третья квантовая сеть ККБЧ была запущена в ноябре 2017 года в Самаре в сотрудничестве с компанией «Открытый код», чтобы экспериментально продемонстрировать новый подход к управлению гибридной (квантовоклассической) безопасной сетью на основе парадигмы программноконфигурируемых сетей (ПКС) [4]. Сеть включала три узла, соединенные двумя сегментами. В штатном режиме узлы 1 и 3 поддерживали квантово-зашифрованное соединение через доверенный узел 2. В случае компрометация канала ККБЧ квантовые ключи отбрасывались и сигнал о неисправности отправлялся контроллеру ПКС. Контроллер был настроен так, чтобы при отказе квантовой автоматически переключать сеть подсистемы на классические методы шифрования (SSL). Когда работа квантового канала восстанавливалась, сеть автоматически возвращалась в «квантово-защищённое» состояние. Полученные результаты важны эффективного управления будущими для многопользовательскими которые быть квантовыми сетями. должны масштабируемыми, динамически регулируемыми и не требовать вмешательства пользователя во время их нормального функционирования.

В марте 2018 года еще одна трехузловая сеть ККБЧ в Санкт-Петербурге соединила офисы производителя телекоммуникационного оборудования «Супертел», Научно-исследовательского института «Маштаб» и Технопарка Санкт-Петербурга. Эта сеть будет использоваться в качестве тестового стенда для разработки гибридных сетевых систем.

Следующим этапом в инициативе квантовой сети Университета ITMO является масштабирование линий ККБЧ от городского до национального и международного уровней. В 2017 году телекоммуникационный провайдер АО «СМАРТС» и Университет ИТМО начали проект, посвященный разработке сетей распределенных центров обработки данных с квантовой защитой.

Эти результаты лягут в основу магистральных линий КК в России, которые станут связующим звеном между европейской и китайской квантовой инфраструктурой.

- 1. Имре Ш. Квантовые вычисления и связь. Инженерный подход: пер. с англ. / Ш. Имре, Ф. Балаж. –М.: Физматлит, 2008.
- 2. J.-M. Merolla, Y. Mazurenko, J.-P. Goedgebuer, and W.T. Rhodes, *Phys. Rev. Lett.* -1999, V. 82, pp. 1656
- 3. A. V. Gleim, V. I. Egorov, Yu. V. Nazarov et al, *Opt. Express*, Vol. 24, No. 3, p. 2619-2633, (2016)
- 4. V.V. Chistyakov, O. L. Sadov, A.B. Vasiliev et al, https://arxiv.org/abs/1709.09081

Генерация поверхностных плазмон-поляритонных волн в углеродной нанотрубке

И.О. Золотовский¹, А.С. Кадочкин¹, Ю.С. Дадоенкова¹, С.Г. Моисеев^{1,2,*}, А.А. Фотиади^{1,3}

¹ Ульяновский государственный университет ² Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН ³ Université de Mons, 20 Place du Parc, B7000 Mons, Belgium *e-mail: serg-moiseev@yandex.ru

DOI:10.31868/RFL2018.40-41

В настоящей работе рассмотрена модель компактного генератора поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), использующего оригинальный механизм усиления посредством прямой передачи энергии от носителей постоянного электрического тока (волны дрейфового тока) к электромагнитной волне (ППП волне). Подобный принцип хорошо известен в СВЧ технике (лампа бегущей волны и др.). Необходимым условием взаимодействия указанных волн является выполнение фазового синхронизма, то есть равенство фазовой скорости ППП волны и дрейфовой скорости носителей заряда. Основные положения предлагаемого подхода изложены в наших работах [1,2], посвященных проблеме усиления ППП в полупроводниковой пленке с грефеновым слоем. В настоящей работе данный подход применен к отдельному наноразмерному объекту цилиндрической симметрии – углеродной нанотрубке (УНТ) [3]. Обратная положительная связь в УНТ реализуется за счет рассеяния усиленной ППП волны на периодическом потенциале, созданным профилированной поверхностью подложки.

УНТ длиной L и радиусом a расположена в вакууме (воздухе), разность электрических потенциалов приложена к ее концам. Рассматривается неизлучающая ТМ-мода, электрическое поле которой имеет ненулевую компоненту E_z вдоль оси УНТ (оси координат z). Наличие радиальной составляющей поля необходимо для реализации взаимодействия электрического тока накачки и ППП волны. Распределение поля ППП волны и спектральные характеристики УНТ рассчитаны в рамках гидродинамической модели для электронного газа в УНТ с использованием уравнений Максвелла и стандартных граничных условий для электромагнитного поля [4].

Основное уравнение, описывающее взаимодействие поверхностной электромагнитной волны с дрейфовым током проводимости I_d , задаётся соотношением [5]

$$\frac{dE_z}{dz} + i\frac{\omega}{V_{ph}}E_z = -\frac{1}{2}\left(\frac{\omega}{V_{ph}}\right)^2 K I_d, \qquad (1)$$

где $V_{ph} = \omega/\beta$, ω и β – фазовая скорость, частота и постоянная распространения ППП, K – параметр связи, определяющий эффективность взаимодействия тока и формирующейся поверхностной электромагнитной волны. Для описания взаимодействия токовой и ППП волн в условиях сильной связи, когда под влиянием поля электромагнитной волны амплитуда токовой волны становится модулированной по длине УНТ, уравнение (1) необходимо дополнить уравнением

$$\frac{d^2\Delta I}{dz^2} + 2i\frac{\omega}{V_0}\frac{d\Delta I}{dz} - \frac{1}{V_0^2}\left(\omega^2 - \omega_q^2\right)\Delta I = i\frac{\omega}{V_0}\frac{I_{d0}}{2U_0}E_z,$$
(2)

где U_0 – приложенная разность потенциалов, вызывающая постоянный ток I_{d0} , V_0 – дрейфовая скорость носителей тока, ω_q – редуцированная плазменная частота, учитывающая влияние геометрических размеров волновода, $\Delta I(x)$ – малое возмущение тока. Совместное решение уравнений (1) и (2) позволяет определить коэффициент усиления ППП, распространяющегося в направлении дрейфа электронов тока накачки.

В приближении неистощимой токовой накачки динамика распространения прямой и обратной поверхностных волн в УНТ с периодическим потенциалом описывается системой уравнений для лазеров с распределенной обратной связью [6]. Для некоторых значений периода модуляции Λ периодического потенциала в УНТ реализуется режим генерации поверхностных волн. Советующее уравнение принимает вид

$$(\alpha/2 - ik_0 \Delta n_{eff}) \operatorname{sh}(SL) - S \operatorname{ch}(SL) = 0, \qquad (3)$$

где α – коэффициент усиления ППП, $S^2 = |\kappa|^2 + (\alpha/2 - ik_0\Delta n_{eff})^2$, $\kappa \approx \chi k_0 n_{eff} / 2$, $\chi << 1$ – глубина модуляции волнового числа ППП, $\Delta n_{eff} = n_{eff} - \pi m / \Lambda k_0$ (*m* – целое число) – отстройка эффективного показателя преломления ППП.

На рис. 1 показан результат расчета частотной зависимости пропускания УНТ радиуса a = 5 нм с дрейфовой скоростью электронов проводимости $5 \cdot 10^7$ см/с. Можно видеть, что вблизи частот $1.24 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ и $1.55 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ выполняется условие генерации ППП в УНТ.



Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента пропускания УНТ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты 3.7614.2017/9.10, 3.5698.2017/9.10, 3.3889.2017/4.6), Российского научного фонда (проект 18-12-00457) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект 17-02-01382).

- 1. Y. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Abramov, A. S. Kadochkin, A. A. Fotiadi, I. O. Zolotovskii, *Annalen der Physik (Berlin)* **529**, 1700037 (2017)
- I. O. Zolotovskii, Y. S. Dadoenkova, S. G. Moiseev, A. S. Kadochkin, V. V. Svetukhin, and A. A. Fotiadi, *Phys. Rev. A* 97, 053828 (2018)
- 3. A. S. Kadochkin, S. G. Moiseev, Y. S. Dadoenkova, V. V. Svetukhin, I. O. Zolotovskii, *Optics Express* 25, 27165-27171 (2017)
- 4. A. Moradi, *Physics of Plasmas* **21**, 032106 (2014)
- 5. Д. И. Трубецков, А.Е. Храмов. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 1. (М: Физматлит, 2003)
- 6. A. Yariv, P. Yeh, Optical Waves in Crystals (Wiley: New York, 1984).

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

Секция 1 «Новые среды, схемы и режимы генерации волоконных лазеров»

Револьверные волоконные световоды с полой сердцевиной и лазеры на их основе

И.А. Буфетов^{*}, А.Ф. Косолапов, А.Д. Прямиков, А.В. Гладышев

Научный центр волоконной оптики PAH ^{*}E-mail: iabuf@fo.gpi.ru

DOI:10.31868/RFL2018.43-44

Револьверные волоконные световоды (RF) - это новый тип волоконных световодов с полой сердцевиной (HCF), которые впервые были предложены и реализованы в 2011 году в НЦВО РАН [1]. Поперечные сечения некоторых полых RF из кварцевого стекла, реализованных до настоящего времени, представлены на Рис. 1(c,d).

RF изготавливаются методом сборки заготовки из капилляров с последующей вытяжкой световодов. (см. Рис. 1). Оптические потери в них имеют зонную структуру (Рис. 2a) и, как показано экспериментально, могут быть снижены до \approx 50 дБ/км в ближнем ИК диапазоне и до \approx 1 дБ/м в среднем ИК (на длине волны 4.4 мкм).



Рис. 1. Поперечные сечения оптических элементов на основных этапах изготовления RF. (а) заготовка RF с одиночными капиллярами, прилегающими друг к другу [1]; (b) собранная заготовка RF с кварцевыми элементами между двойными капиллярами, Ø25 мм; (c) изображение сечения вытянутого RF с касающимися капиллярами; (d) изображение сечения вытянутого RF с двойными вложенными некасающимися капиллярами, Ø110 мкм [2].

Рис. 2. (а) - теоретические потери для фундаментальной моды, рассчитанные для спектрального интервала, соответствующего 14 зонам пропускания RF; (b) измеренный спектр лазерного излучения на выходе из световода длиной 3 м при энергии импульса на входе 110 мкДж [3].

Введение молекулярных газов в сердцевину полых световодов превращает их в активную среду для волоконных лазеров. Например, лазерная генерация в спектральном диапазоне 3.1 – 3.2 мкм была получена в СПС, заполненных ацетиленом [4]. При этом генерация осуществлялась за счет создания инверсии населенностей на колебательно-вращательных уровнях ацетилена с помощью оптической накачки. Другим методом генерации длинноволнового лазерного излучения в СПС является ВКР в газах, заполняющих сердцевину этих

световодов. Особенно привлекательным в данной схеме выглядит использование молекулярного водорода, точнее – наиболее распространенного легкого изотопа водорода 1Н. В однопроходной схеме ВКР-лазера (Рис. 3а) была достигнута выходная мощность на длине волны 4.4 мкм более 1 Вт (Рис. 3b) [5]. Накачка при этом осуществлялась наносекундными импульсами (Рис. 3а).



Рис. 3. (а) Оптическая схема ВКР-лазера на RF(¹H₂). L1 и L2 - линзы из плавленого кварца, Al₂O₃ - сапфировые окна газовых ячеек, ZnSe - коллимирующая линза на выходе волоконного лазера, Ge – германиевая пластинка толщиной 2 мм. (b) - Зависимость средней мощности излучения на выходе волоконного ВКР-лазера от средней мощности накачки, введенной в световод.

Использование ультракоротких импульсов накачки позволяет получать за счет нелинейных эффектов излучение с широким спектром, несмотря на зонную спектра пропускания RF. Так. экспериментально структуру была продемонстрирована возможность получения многозонного суперконтинуума в RF с одиночными разделенными капиллярами в оболочке [3]. При вводе в световод, заполненный атмосферным воздухом, лазерных импульсов длительностью 205 фс с энергией 110 мкДж на длине волны 1028 нм получен суперконтинуум со спектральным диапазоном, перекрывающим область длин волн 415-1593 нм с 11-ю зонами пропускания RF.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №16-19-10513

Литература

- 1 A.D. Pryamikov, A.S. Biriukov et al. Opt. Express 19, 1441-1448 (2011).
- 2 A. F. Kosolapov, G. K. Alagashev et al. Quantum Electronics, 46, 267-270 (2016).
- 3 Yu.Yatsenko, E.N. Pletneva et al. *Quantum Electronics*, 47, 553-560 (2017).
- 4 M. R. A. Hassan, F. Yu, W. J. Wadsworth, J. C. Knight, Optica, 3, 218-221 (2016).

5 M.S. Astapovich, A.V. Gladyshev et al. To be published (2018).

Одномодовый волоконный лазер мощностью 2 кВт

<u>Д.В. Кулаков</u>^{*}, А.В. Галеев, А.А. Колегов, А.В. Исаев, А.В. Загидулин

Российский Федеральный Ядерный Центр Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Технической Физики имени академика Е.И. Забабахина «РФЯЦ-ВНИИТФ»

*E-mail: <u>dimcool7@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.45-46

Представлены результаты сборки и экспериментального исследования одномодового волоконного иттербиевого лазера мощностью 2 кВт.

Введение. В современном мире большим спросом пользуются волоконные лазеры, которые имеют ряд преимуществ перед твердотельными и газовыми: компактность; высокий кпд; устойчивость к механическим воздействиям; надежность. Мощные одномодовые волоконные лазеры используются в научно-исследовательских целях, промышленности, медицине и в других отраслях.

В настоящее время в России отсутствует производство мощных волоконных лазеров. Следует отметить, что компания НТО «Ирэ-Полюс» г. Фрязино, в которой налажено производство волоконных лазеров и систем является частью международной компании IPG Photonics, расположенной в США. В мире есть опыт по разработке волоконных лазеров с подобными характеристиками, в частности в Китае был собран макет волоконного лазера с оптической мощностью порядка 2 кВт и качеством излучения М² не хуже 1.37. [1]. Поэтому важной задачей является разработка отечественного волоконного одномодового высокомощного лазера с предельно высоким качеством излучения на собственной элементной базе.

В настоящей работе представлены параметры и схема одномодового волоконного иттербиевого лазера мощностью 2 кВт. Представлены результаты экспериментального исследования лазера.

Общая схема лазера. Лазер собран по схеме задающий генераторусилитель. Общая блок-схема лазера представлена на рисунке 1.



Рис. 1. Общая блок-схема лазера. ЗГ – задающий генератор; УК 1-2 – усилительный каскад первый и второй соответственно; ВК – волоконный кабель.

Схема лазера состоит из задающего генератора мощностью 118 Вт и двух каскадов усиления. Вывод излучения осуществляется с помощью волоконного кабеля с разъемом стандарта QBH.

Задающий генератор. Задающий генератор (ЗГ) представляет собой одномодовый волоконный лазер мощностью ~118 Вт. Роль зеркал резонатора выполняет пара брэгговских волоконных решеток (ВБР). В качестве активной среды используется оптическое волокно производства РФЯЦ-ВНИИТФ, легированное иттербием (Yb), с двойной оболочкой, при этом вторая оболочка имеет геометрию восьмигранника. Диаметр сердцевины волокна составляет 10 мкм, а числовая апертура – 0.08. Предотвращение распространения излучения в оболочке волокна на выходе ЗГ осуществляется с помощью волоконного фильтра оболочки.

Накачка активного волокна осуществляется модулями накачки с длиной волны 976 нм производства РФЯЦ-ВНИИТФ. Выходная мощность ЗГ составила 118 Вт, при этом эффективность «свет» в «свет» 67,5%. Длина волны излучения 1080 нм, ширина спектра на полувысоте (FWHW) 0,5 нм.

Усилительные каскады и результаты сборки. В усилительных каскадах используется активное волокно с двойной оболочкой, диаметром сердцевины 20 мкм и числовой апертурой 0.06. Ввод излучения накачки в усилительный каскад осуществляется с помощью объединителей накачки (каплеров) двух типов:

1. каплер 7x1;

2. каплер (6+1)х1.

Излучение задающего генератора в усилитель вводится с помощью адаптера поля моды. На выходе каждого усилителя установлен фильтр оболочки.

Одной из серьезных технологических проблем сборки мощного волоконного лазера являются теплонагруженные участки волокна, которые требуют дополнительного охлаждения и защиты. Одним из самых опасных участков является сварка между волокном объединителя накачки типа (6+1)х1 и активным волокном усилителя. Эта сварка обеспечивает ввод излучения накачки порядка 1.5 кВт, а сварка каплера со вторым каскадом усиления кроме того должна обеспечить распространения излучения сигнала порядка 1 кВт.

В результате сборки выходная оптическая мощность лазера составила 1970 Вт, при этом эффективность «свет в свет» ~67,5%.

Спектр лазерной генерации на максимальной мощности составил 1080 нм, полушириной ~3 нм. Помимо основной длины волны в спектре излучения присутсвует компонента вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) с центральной длиной волны 1133,1 нм, полушириной ~ 6 нм. Доля ВКР в спектре излучения не более 20%. Уменьшение длины оптического тракта позволит увеличить порог возникновения ВКР в лазере [2].

Заключение. В ходе данной работы собран макет одномодового иттербиевого волоконного лазера с параметрами:

- мощность ~2 кВт;
- центральная длина волны излучения 1080нм;
- ширина линии излучения на полувысоте ~3 нм;
- одномодовый режим генерации;
- КПД «от розетки» ~23%.

По результатам экспериментальной отработки макета выявлены основные недостатки:

- возникновение ВКР вследствие большой длины оптического тракта;
- использование модулей накачки без стабилизации и сужения спектра излучения, что приводит к необходимости использовать большую длину активного волокна;
- использование двух каскадов усиления приводит к потерям излучения на каплерах и, соответственно, к снижению КПД.

Устранение данных недостатков позволит увеличить КПД лазера.

- [1] W. Wenliang, H. Liangjin, L. Jinyong Inter. Journal for Light and Electron Optics 9, (2015)
- [2] Smith R.G. Appl. Opt. 11, 2489-2494, (1972).

Мощный одномодовый непрерывный узкополосный линейно поляризованный полностью волоконный Yb лазер с порогом модовой нестабильности более 100 Вт

А.А. Сурин^{1,*}, А.А. Мольков^{1,2}, Т.Е. Борисенко¹, К.Ю. Прусаков^{1,2}

¹НТО «ИРЭ-Полюс» ²Московский физико-технический институт (Государственный Университет) ^{*}E-mail: asurin@ntoire-polus.ru

DOI:10.31868/RFL2018.47-48

Благодаря рекордным мощностям оптического излучения, надежности и высокому качеству пучка волоконные Yb лазеры являются незаменимым инструментом в области индустрии и науки [1]. На сегодняшний день выходная мощность волоконных одномодовых лазеров превосходит единицы киловатт в непрерывном режиме и сотни киловатт в импульсном режиме. Существует огромное множество вариантов реализации таких лазеров: различные оптические схемы, поляризованные и неполяризованные варианты, длина волны излучения варьируется в диапазоне от 0.98 до 1.15 мкм. Однако спектральная ширина линии подобных лазеров в полностью волоконном исполнении довольно большая (> 1 нм). До сих пор генерация относительно небольших оптических мощностей (сотни ватт) с малой спектральной шириной линии менее 0.1 нм непосредственно в маломодовом активном Yb волокне затруднена из-за эффекта модовой нестабильности (MH) [2].

Согласно работе [2], порог МН в Yb усилителе находится на уровне примерно 5 Вт в случае узкополосного (0.1 нм) сигнала на входе. В работе [3] был предложен подход с гибридной накачкой на двух длинах волн, позволяющий поднять порог модовой нестабильности. В данной работе получено до 2 кВт мощности на длине волны 1080 нм, но спектральная ширина линии в данном случае – 4.9 нм. Нам удалось поднять порог модовой нестабильности в лазере со спектральной шириной линии 0.15 нм на уровень более 100 Ватт за счет использования альтернативной оптической схемы, представленной на рисунке 1.



Рис. 1. Оптическая схема мощного узкополосного иттербиевого лазера.

Активное Yb волокно, разваренное с двух сторон волоконными брэгговскими решетками с узким спектром отражения, накачивается двумя различнми источниками излучения: стандартными полупроводниковыми диодами с длиной волны излучения 975 нм и непрерывным одномодовым поляризованным Yb лазером с длиной волны 1030 нм (максимальная выходная

мощность – 66 Вт со спектральной шириной линии ~1 нм). Накачка лазером на 1030 нм производилась в световедущую жилу активного волокна.

Было показано, что порог модовой нестабильности при одновременной накачке и волоконным лазером, и диодами зависит от мощности накачки на 1030 нм. В отсутствии накачки на 1030 нм порог МН находится на уровне 2 Вт. С добавлением излучения на 1030 нм удалось получить 100 Вт излучения с длиной волны 1072 нм и спектральной шириной линии менее 0.15 нм (FWHM). Зависимость порога модовой нестабильности от мощности накачки на 1030 нм и спектральной шириной линии менее 1072 нм представлены на рисунке 2.



Рис. 2. Зависимость порога МН от мощности накачки (слева) и спектральной ширины линии от мощности лазера 1072 нм (справа).

Таким образом, было продемонстрировано, что дополнительная одномодовая накачка на длине волны 1030 нм позволяет в несколько раз повысить порог МН в лазере при генерации узкополосного излучения в маломодовом активном Yb волокне.

Литература

V. Gapontsev, E. Shcherbakov, V. Fomin, A. Abramov, A. Doronkin, *Conference Paper, Conference: 17th International Conference «Laser Optics 2016»*, Saint Petersburg, Russia.
 M. Kuznetsov, O. Vershinin, V. Tyrtyshnyy, O. Antipov, *Opt. Express* 22, 29714-29725 (2014).
 B. Yang, H. Zhang at al. J.Opt. 18, 105803 1-8 (2016).

Проблемы создания гибридного висмут-эрбиевого волоконного лазера

В.М. Парамонов^{*}, М.И. Беловолов, С.А. Васильев, М.М. Беловолов, Е.М. Дианов

Научный центр волоконной оптики РАН ^{*}E-mail: <u>vparam@fo.gpi.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.49-50

Данная работа суммирует на настоящий момент времени экспериментальный опыт и данные по реализации волоконных лазеров в НЦВО РАН на основе световодов, легированных висмутом, генерирующих в области максимумов основных полос люминесценции около 1,4 мкм и 1,7 мкм, а таке известные данные по эрбиевым волоконным лазерам около длин волн 1,55 мкм, с целью создания волоконной конструкции или единой волоконной среды с солегированием Bi-Er, которая позволила бы реализовать эффективную лазерную генерацию в широкой полосе непрерывной перестройки от 1,3 мкм до 1,8 мкм в одной конструкции прибора, желательно без пропусков диапазонов длин волн и выровненной амплитудной характеристикой мощности генерации. Создание такого широко перестраиваемого лазера может быть полезным для новых применений в волоконном приборостроении, при опросе многих волоконных датчиков с мультиплексированием по длинам волн, в медицине и др. Предполагается, при решении проблем широко перестраиваемого что волоконного лазера будут созданы одномодовые волоконные световоды с оптимальными концентрациями активных солегирующих примесей, подобраны и оптимизированы все основные элементы волоконных лазерных схем, волоконные мультиплексоры, длины волн накачки, фильтрации и селекции, а также волоконных устройств ввода-вывода сигналов для реализации широкополосного усиления DWDM- сигналов для систем коммуникаций.

К настоящему времени хотя и имеются данные по реализации оптического усиления и лазерной генерации в широком диапазоне длин волн от 1.1 до 1.8 мкм, разработаны и исследованы схемы непрерывно перестраиваемых висмутовых волоконных лазеров в отдельных полосах длин волн генерации 1366 - 1507 нм [1] и 1654 – 1794 нм [2]. Созданы и испытаны первые висмутовые волоконнооптические усилители для спектральной области 1600 – 1800 нм [3]. Между указанными диапазонами располагается полоса оптической активности ионов Er³⁺ около 1,55 мкм, которая рассматривается как полоса для «сшивки» спектров в единую широкую полосу перестройки лазерной генерации. В качестве спектрально селективного устройства для перестройки по длинам волн и вывода мощности генерации используется голографическая дифракционная решетка на поворотном столике с приводом, а для выравнивания выходных сигналов по амплитуде используются длиннопериодные волоконные решетки. Полоса оптической активности висмута в кварцевом стекле оптического волокна в зависимости от добавок примеси алюминия, фосфора или германия допускает ощутимые смещения краев полос, что в сочетании с уровнем накачки позволяет несколько смещать края рабочих диапазонов длин волн генерации и оптического усиления и может быть использовано для сопряжения схем по диапазонам рабочих длин волн генерации.

На данном этапе мы допускаем разную реализацию волоконных схем висмутовых и эрбиевых волоконных широко-перестраиваемых лазеров,

работающих раздельно по диапазонам длин волн, которые могут быть объединены в гибридную конструкцию.

На рисунках 1 и 2 показаны разработанные и исследованные в работах [1] и [2] схемы непрерывно перестраиваемых висмутовых лазеров в диапазонах 1,35 – 1.51 мкм и 1,65–1,80 мкм, соответственно.



Рис.1. Схема непрерывно перестраиваемого висмутового волоконного лазера для диапазона длин волн 1,36 – 1,51 мкм.

Рис.2. Схема непрерывно перестраиваемого висмутового волоконно лазера кольцевой геометрии для диапазона длин волн 1,65 – 1,8 мкм.

Для работы параллельной схемы разделения и объединения надо будет применять волоконно-оптические спектральные мультиплексоры и демультиплексоры, что увеличит габариты всего устройства. В этой связи возникает задача разработки и исследования одного волоконного световода, солегированного ионами эрбия Er^{3+} и активных центров висмута.

На рис.3 приведены возможные схемы комбинированных волоконных систем для оптического усиления и лазерной генерации. На рис.4 показаны спектры люминесценции образца одномодового волоконного световода, солегированного ионами Er³⁺ и активными висмутовыми центрами, при разных уровнях накачки при наблюдении люминесценции назад.



Рис.3. Возможные схемы комбинированных Ві-Ег волоконных систем для лазеров. Рис.4. Комбинированный спектр люминесценции солегированного Bi-Er одномодового волокна при разных мощностях накачки от 100 мВт до 250 мВт на 1,48 мкм.

Рисунки 3 и 4 частично поясняют, что главными проблемами при создании комбинированных висмут-эрбиевых лазеров будут являться подбор и оптимизация составов матриц кварцевого стекла одномодовой сердцевины волокна для сопряжения рабочих спектральных диапазонов, уровня легирования активными примесями и топологии волоконной схемы лазера с разделением активных участков и направления ввода излучения накачки.

- [1] М.Парамонов, М.И.Беловолов, и др., Квантовая электроника, 46, 1068 1093 (2016)
- [2] В.М.Парамонов, С.А.Васильев, и др., Квантовая электроника, 47, 1091 1070 (2017)
- [3] С.В.Фирстов, С.А.Алышев м др., Квантовая электроника, 45, 1083-1085 (20015)

Узкополосный непрерывный одномодовый волоконный эрбиевый лазер на 1550 нм мощностью 25 Вт с шириной спектральной линии 0.1 нм

А.А. Сурин^{1,*}, Н.В. Коваленко^{1,2}, Т.Е. Борисенко¹, А.А. Мольков^{1,2}, К.Ю. Прусаков^{1,2}

¹НТО "ИРЭ-Полюс", Фрязино ²Московский Физико-Технический Институт (ГУ), Москва ^{*}E-mail: asurin@ntoire-polus.ru

DOI:10.31868/RFL2018.51-52

Мощный одномодовый лазер на 1550 нм с шириной линии порядка 0,1 нм представляет интерес для таких применений как бортовые системы сканирования [1] и в качестве накачки для дальнейшего преобразования излучения во вторую гармонику в кристаллах с периодической доменной структурой [2]. Рекордные мощности одномодовых непрерывных эрбиевых лазеров это сотни ватт при введении накачки в оболочку [3 - 297W] или сердцевине активного световода [4 - 100W]. Но ширина спектральной линии этих лазеров обычно составляет несколько нанометров. Получение десятков ватт одномодового излучения 1550нм с узкой линией в резонаторной схеме с эрбиевой активной средой ограничено низким порогом модовой нестабильности [5], а также нелинейными эффектами уширяющими линию, в особенности ЧВС [6].

Мы представляем подход получения узкополосного излучения на 1550нм, позволяющий обойти эти ограничения. Он заключается в одномодовой накачке в сердцевину активного иттербий-эрбиевого волокна на длине волны 1065нм и использовании волоконных решеток с узким спектром отражения. Оптическая схема эксперимента приведена на рис.1.



Рис.1. Оптическая схема узкополосного лазера на 1550 нм.

В данной схеме было продемонстрировано увеличение порога модовой нестабильности при накачке в сердцевину активного волокна по сравнению с многомодовой диодной накачкой. Другими особенными преимуществами данной схемы являются низкий уровень инверсии ионов иттербия в иттербий-эрбиевом волокне, как следствие повышение порога пичкования иттербия, а также использование моноволокна вместо «двойки».

Такая оптическая схема позволила получить 25 Вт излучения на длине волны 1550нм с шириной линии 0,1нм. Полученные результаты приведены на рис.2. От дальнейшего повышения мощности накачки было решено отказаться из-за сильного разогрева волокна. После оптимизации потерь по накачке в этой схеме ожидается дальнейшее увеличение выходной мощности.



Рис.2. Зависимость полученной выходной мощности на 1550нм и остаточной накачки на 1065нм от мощности накачки (слева) и спектр излучения на 1550 нм при 16Вт выходной мощности (справа).

Авторы выражают благодарность руководству НТО «ИРЭ-Полюс» за поддержку данных исследований.

- [1] M. Pfennigbauer, A. Ullrich, ILMF, New Orleans, February 7-9, (2011).
- [2] A.A. Surin, S.V. Larin, T.E. Borisenko, K.Yu. Prusakov and Yu.S. Stirmanov, *Quantum Electronics* 46(12), 1097 – 1101 (2016).
- [3] Y. Jeong, S. Yoo, C.A. Codemard et al., IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 13, 573, (2007).
- [4] V.R. Supradeepa, J.W. Nicholson, K. Feder, CLEO Technical Digest CM2N.8, (2012)
- [5] P.V. Puju, M.V. Zelenova, V.A. Tyrtyshnyy,17th International Conference «Laser Optics», WeS1A-21, (2016).
- [6] S. P. Singh, N. Singh, Progress In Electromagnetics Research, 73, 249–275, (2007).

Исследование лазерных свойств теллуритных световодов, легированных ионами эрбия

Е.А. Анашкина^{1,2}, В.В. Дорофеев^{2,3}, <u>С.В. Муравьев</u>^{1,2*}, С.Е. Моторин^{2,3}, А.В. Андрианов¹, А.А. Сорокин^{1,4}, М.Ю. Коптев¹, А.В. Ким¹

¹Институт прикладной физики РАН, г. Н. Новгород ²Центр лазерной технологии и материаловедения, г. Москва ³Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых РАН, г. Н. Новгород ⁴Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, г. Н. Новгород *E mail: servery тикичания страна.

*E-mail: <u>sergey-muravyev@yandex.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.53-54

Лазерные источники в диапазоне 2-3 мкм представляют интерес для многих научно-технических задач. Активные волокна на основе высокочистых теллуритных стекол являются перспективными материалами для создания таких источников. Волокна с высокой концентрацией ионов эрбия в сердцевине (1,06·10²¹ см⁻³) и с двумя отражающими оболочками были изготовлены из высокочистых стекол TeO₂-ZnO-La₂O₃-Na₂O с низким поглощением гидроксильных групп (менее 0,01 см⁻³ в максимуме полосы ~3,3 мкм). Для исследований использовали образцы световодов с диаметрами сердцевины 10 мкм, внешней оболочки ~100 мкм, с защитным полимерным покрытием. Исследовались генерационные свойства электронного перехода ${}^{4}I_{11/2} \rightarrow {}^{4}I_{13/2}$ на длине волны около 2,7 мкм при диодной накачке перехода ${}^{4}I_{15/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2}$ на длине волны 0.975 мкм (см. рис. 1(а)).

На рис. 1(б) приведены результаты измерений спектров люминесценции в световоде длиной 5 см с диаметром сердцевины 10 мкм. На основе полученных данных были оценены сечения испускания и поглощения, которые затем использовались при моделировании лазерной генерации в двухцветной каскадной схеме на длинах волн 2,7 и 1,6 мкм и для генерации только на длине волны 2,7 мкм при накачке в первую оболочку. Численно была показана возможность лазерной генерации в обеих схемах. Оптимальная длина активного волокна составила L = 20 см при коэффициенте отражения выходного зеркала резонатора $R_{out} = 80\%$. Порог генерации составил ~1,5 Вт, максимальная дифференциальная эффективность - 20% (см. рис. 1(в)). Использование двухцветной каскадной схемы позволяет осуществить управление населенностью уровня ${}^4I_{13/2}$ и уменьшить паразитные термооптические эффекты.



Рис. 1. (а) Упрощенная схема энергетических уровней ионов Er^{3+} , (б) экспериментально измеренные спектры люминесценции на переходе ${}^{4}\mathrm{I}_{11/2} \rightarrow {}^{4}\mathrm{I}_{13/2}$, (в) расчетные зависимости выходной мощности лазерного излучения от мощности накачки.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 17-12-01324).

Квантовые флуктуации в волоконных лазерах

Л.А. Мельников,* Ю.А. Мажирина

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А. *E-mail: lam-pels@ya.ru

DOI:10.31868/RFL2018.55-56

Исследования квантовых флуктуаций в лазерах имеют длительную историю и были связаны с вопросами о ширине линии излучения и статистики фотонов вблизи порога и в режиме развитой генерации, генерации сжатых состояний, субпуассоновской статистики, применением лазерных систем для метрологии, в частности, при определении фундаментальных ограничений на измерение угловой скорости в лазерных гироскопах, и лазерной спектроскопии. Теоретической основой данных исследований является нерелятивистская квантовая оптика, теоретические и практические результаты которой в настоящее время составляют основу квантовой информатики. Квантовые флуктуации становятся заметными при сравнительно небольшом числе квантов. Дисперсия пуассоновского распределения, соответствующего полностью когерентному состоянию поля в лазере равна среднему числу квантов *n*, то есть относительный уровень флуктуаций равен $1/\sqrt{n}$, причем при средней мощности одночастотного лазера в 1 мВт среднее число квантов в моде n порядка 10^8 . Квантовые флуктуации определяются процессами спонтанного излучения в моды резонатора активными атомами или ионами, нерезонансными потерями и тепловым излучением. Спонтанное комбинационное рассеяние и спонтанное рассеяние Мандельштама- Бриллюэна является затравочным источником поля в ВКР или ВРМБ лазерах и его статистика имеет определенное влияние на выходной сигнал таких лазеров. Квантовые флуктуации связаны также с потерями в лазерах. Следует отметить, что при квазиклассическом описании поля в резонаторе для правильного описания процесса потерь необходимо вводить флуктуационные источники для амплитуды и фазу поля или квадратурной и синфазной компоненты (флуктуационно-диссипативная теорема). При квантовом описании поля такие флуктуации учитываются автоматически.

Длинные волоконные лазеры работают в режимах с большим числом продольных мод. Это означает, что при большом общем числе квантов их число в каждой моде может быть не слишком большим, и, следовательно, квантовые флуктуации в каждой моде могут быть заметными. Например для импульса длительностью в 1 пс на длине волны в 1.55 мкм и с энергией в несколько пДж (1.67 пДж для фундаментального солитона в волокне с аномальной дисперсией 35 пс² км⁻¹) в волокне с длиной около 3 км полное число квантов примерно $1.3 \ 10^7$. При этом число мод поля $1.5 \ 10^5$, что дает менее 100 квантов на моду. Для более длинных резонаторов число квантов на моду может быть сравнимым с Такие состояния описываются суперпозицией единицей. произведений фоковских состояний, соответствующих отдельным модам поля. Взаимодействие мод обычно приводит к антикорреляции флуктуаций, и суммарный уровень ниже флуктуаций отдельных мод. Модовые корреляции могут флуктуаций приводить к появлению несепарабельных (запутанных) состояний в длинных волоконных лазерах. Волоконные лазеры сверхкоротких импульсов также могут иметь небольшое число квантов на одну продольную моду. Известно, что взаимодействие солитонных импульсов в нелинейном волокне приводит к появлению запутанных состояний [1], или, при распаде двухсолитонных

импульсов на два связанных через нелинейное взаимодействие [2], что является аналогом запутанных состояний в классическом смысле. Аналогично, импульсы излучения синхронизированных мод в волоконных лазерах также обладаю соответствующими свойствами, которые можно использовать для уплотнения информационных потоков [3]. В волоконных лазерах сверхкоротких импульсов возможны также и другие сложные режимы работы, соответствующие взаимодействующим солитонам [4].

В настоящей работе представлены результаты расчетов флуктуационных источников для длинного волоконного ВКР лазера с большим числом продольных мод. Для операторов комплексных огибающих полей встречных волн использовались уравнения типа переноса в отсутствие дисперсии групповой скорости. Соответственно, вид выражений, описывающих флуктуационные вклады должен соответствовать уравнениям переноса. Уравнения для средних интенсивностей полей численно решались с применением upwind схемы; в дальнейшем эти решения использовались для решения линейных уравнений для флуктуационных компонент. Источники флуктуаций выбирались так, чтобы выполнялись правильные коммутационные соотношения для операторов полей. Представлены корреляционные соотношения для различных продольных мод полей встречных волн и зависимости флуктуаций мощности и фазы поля от параметров лазера (уровня накачки, длины резонатора). Обсуждаются особенности, возникающие при появлении нестационарных режимов генерации в беззеркальном лазере и кольцевом лазере.

Обсуждается также адаптация метода backward propagation [5] для описания динамики флуктуационной части полей встречных волн в лазере, генерирующим солитонные импульсы.

Работа поддержана грантом РНФ 17-12-01564.

- [1] R.-K. Lee, Y. Lai et al, Phys. Rev. A70, 063817 (2004)
- [2] L.A. Melnikov, Yu.A. Mazhirina Quantum Electronics, 47 1083-1090 (2017)
- [3] Z. Xie, T. Zhong et al, Nature Photonics 9, 536–542 (2015)
- [4] L. Gui, P.Wang et al, Appl. Sci. 8, 201-232 (2018)
- [5] Y. Lai and S.-S. Yu, Phys. Rev. A51, 817 (1995).

Одночастотный тулиевый лазер с широкополосным самосканированием частоты

А.Е. Бударных^{1,2}, А.Д. Владимирская^{1,3}, <u>И.А. Лобач</u>^{1,2,*}, С.И. Каблуков^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН ²Новосибирский государственный университет ³Новосибирский государственный технический университет *E-mail: lobach@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2018.57-58

Лазеры с самоиндуцированным сканированием (или для простоты – с самосканированием) частоты генерации являются наиболее простым вариантом перестирываемых лазерных источников [1], которым не требуется специальных элементов для перестройки и электрических драйверов. В основе работы самосканирующих лазеров является формирование динамических решеток показателя преломления и усиления в активной среде лазера [2]. Динамика спектра напрямую связана с динамикой интенсивности лазера – длина волны генерации меняется скачкообразно от импульса к импульсу на величину кратную частоте межмодовых биений резонатора. В то же время существуют схемы резонатора лазера [2], в которых реализуется режим одночастотного сканирования, когда каждый импульс состоит из одной продольной моды с шириной ~1 МГц. На данный момент самоиндуцированное сканирование уже продемонстрировано в разных спектральных диапазонах от 1 [1] до 2.1 мкм [3-4]. В случае реализации перестраиваемой генерации в области 2 мкм перспективно использование лазеров для диагностики поглощения парами воды и углекислого газа при анализе состояния атмосферы. Простота конструкции самосканирующих лазеров позволяет составить конкуренцию классическим перестраиваемым лазерам в ряде приложений (например, см. [5]), и можно ожидать аналогичной замены для лазеров с перестройкой в области 2 мкм. Однако, характеристики продемонстрированных ранее гольмиевых [3] и тулий-гольмиевых [4] лазеров с самосканированием частоты пока далеки от требуемых для практических приложений по причине неустойчивости режима сканирования [3] или нелинейного характера перестройки [4]. В данной работе был продемонстрирован самосканирующий тулиевый лазер с линейной поляризацией излучения и с рекордным диапазоном сканирования превышающим 22 нм в области 1.92 мкм. Главная особенность лазера заключается в генерации регулярных импульсов, каждый из которых состоит из одной продольной моды. Постоянный скачок частоты между импульсами ~8 МГц совместно с регулярной динамикой интенсивности обеспечивают высокую линейность перестройки частоты.



Рис. 1. Схема тулиевого лазера с самосканированием частоты и выходной спектр генерации, измеренный в различные моменты времени.

Схема тулиевого лазера с линейной поляризацией излучения и с самосканированием частоты представлена на Рис.1. Активное волокно с сохранением поляризации, легированное тулием (5 метров PM-TSF-9/125 Nufern) нака-чивалась через спектрально-селективный разветвитель 1550/1960 WDM эрбиевым волоконным лазером с длиной волны генерации 1540 нм и максимальной выходной мощностью ~1.5 Вт. Резонатор тулиевого лазера был сформирован плотным кольцевым зеркалом и торцом сколотого под прямым углом волокна с отражением Френеля ~3%. Для получения одного поляризационного состояния излучения все компоненты лазеры были выполнены из волокна с сохранением поляризации, а в схему добавлен волоконный поляризатор. Лазерная генерация начинались при мощности накачки выше 300 мВт с дифференциальной эффективностью 44%. Режим самосканирования частоты в области 1.92 мкм (Рис. 1 и 2а) можно было наблюдать на оптическом анализаторе спектра (OSA203C, Thorlabs) вплоть до мощности накачки 1.3 Вт. Характерная динамика центра линии генерации представлена на Рис.2а. Можно заметить, что диапазон сканирования превышает 21 нм, а скорость сканирования достигает 10 нм/сек. Более детальное измерение диапазона сканирования было произведено с помощью волоконного интерферометра Маха-Цендера. Было установлено, что область сканирования увеличивается с ростом выходной мощности и может достигать 24 нм (Рис.2б). Динамика интенсивности состоит из регулярных микросекундных импульсов, а в радиочастотном спектре сигнала наблюдаются биения только на одной межмодовой частоте, возникающие в процессе генерации нового импульса самосканирующего лазера. Последние два результата свидетельствуют об одночастотности режима самосканирования частоты [2].



Рис. 2. (а) Характерная динамика длины волны. (б) Зависимость диапазона сканирования от выходной мощности и генерации.

Более детальное описание экспериментов по характеризации излучения реализованного источника, а также по демонстрации практического применения при регистрации спектра поглощения воды в атмосфере будет представлено в докладе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 18-12-00243).

- [1] I.A. Lobach et al, *Opt. Express*, **19**, 17632 (2011)
- [2] I.A. Lobach et al, Laser Phys. Lett., 11, 045103 (2014)
- [3] P. Navratil et al, *Opto-Electronics Review*, **26**, 29 (2018).
- [4] X. Wang et al, *Opt. Express* **21**, 16290 (2013).
- [5] A.Yu. Tkachenko et al, Opt. Express 25, 17600 (2017)

Динамика спектра динамических решеток в активной среде волоконного лазера с самосканированием частоты

И.А. Лобач^{1,2}, <u>Р.В. Дробышев</u>^{1,*}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.И. Каблуков^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН ²Новосибирский государственный университет *E-mail: r.drobyshev@mail.ru

DOI:10.31868/RFL2018.59-60

Усиление и обратная связь определяют характеристики генерации в лазерных системах. Необычные лазерные характеристики наблюдаются, когда обратная связь в лазере в виде динамических решеток (ДР) показателя преломления и/или усиления формируется генерируемым излучением. Β частности, было показано, что динамическая распределенная связь в волоконных лазерах приводит к регулярной динамике лазерной частоты – самосканированию частоты [1]. В подобных волоконных лазерах частота меняется скачкообразно между импульсами на частоту кратную частоте межмодовых биений резонатора. При этом каждый импульс может состоять из одной продольной моды [1]. Ранее свойства динамических решеток уже изучались. В частности, моделирование [2] и эксперимент [3] показывают, что ее коэффициент отражения может составлять ~20-30% и ~5-7% соответственно. Стоит отметить, что полученные ранее результаты по определению параметров ДР носят только оценочный характер. Данная работа посвящена как уточнению спектральных характеристик, так и получению временных характеристик ДР в волоконном лазере.



Рис. 1. Схема волоконного иттербиевого лазера и установки для измерения спектра отражения ДР.

Основная идея эксперимента заключается в измерении спектра ДР с помощью пробного перестраиваемого лазера в отсутствии накачивающего излучения. Ранее в работе [4] было показано, что уже сформированная ДР продолжает существовать даже в отсутствии накачивающего излучения до характерных времен ~1 мс в случае иттербиевой активной среды. ДР формировалась в работающем волоконном лазере с самосканированием частоты на основе иттербиевого волокна длиной 3 метра (Рис.1). Резонатор лазера был сформирован плотным кольцевым зеркалом и слабоотражающим торцом сколотого под малым углом волокна. В некоторый момент времени излучение накачки выключалось и включалось перестраиваемое по частоте (в диапазоне ~150 МГц) одночастотное пробное излучение. В эксперименте измерялась временная динамика интенсивности пробного излучения, отраженного от сформированной ДР. За время выключения накачки ~200 мкс перестройка частоты пробного излучения повторялась порядка 20 раз, учитывая оба

направления сканирования, по гармоническому закону с периодом 20 мкс. В случае, когда резонансная длина волны не совпадает с длиной волны пробного лазера наблюдается спадающий во времени уровень сигнала (Рис.2а), который соответствует отражению от резонатора волоконного лазера с усиливающей средой и слабым выходным зеркалом (Рис.1). Спад сигнала связан с уменьшением усиления сигнала в активной среде в отсутствии накачивающего излучения. При изменении длины волны генерации в лазере с самосканированием частоты, происходит также изменение длины волны отражения ДР. По этой причине, в некоторые момент времени происходит согласование частот пробного лазера и ДР, приводящее к увеличению добротности резонатора волоконного лазера и уровня сигнала, отраженного от резонатора. Наблюдается серия спадающих узких пиков большей амплитуды (Рис.2б). В этом случае резкий спад интенсивности связан как с конечным временем жизни ДР, так и с уменьшением коэффициента усиления. По причине периодического характера перестройки частоты пробного лазера все пики соответствуют спектру отражения одной и той же ДР, но измеренному в разные моменты времени.



Рис.2. Временная динамика отраженного сигнала (а) вне и (б) в резонансе. Экспериментальный и теоретический спектр отражения динамической решетки сразу после выключения накачки.

Наибольший интерес представляет первый пик по причине наименьшего вклада процесса затухания в его амплитуду. Зная зависимость измерения частоты пробного излучения от времени, можно восстановить спектр отраженного сигнала (Рис.2в). Отраженный сигнал в резонансе нормировался на уровень сигнала вдали от резонанса, соответствующий известному коэффициенту отражения. Можно заметить, что в спектре наблюдается периодическая модуляция с периодом порядка 10 МГц, которая соответствует модовой структуре резонатора исследуемого лазера. Теоретический спектр отраженного сигнала без учёта влияния плотного зеркала волоконного лазера [3] также представлен на Рис.2б. Наилучшее согласие по амплитуде наблюдается при модуляции показателя ДР 4.5·10⁻⁸, что в приближении однородной ДР соответствует коэффициенту отражения ~ 15%. Более детальное описание эксперимента по измерению отражения ДР, а также результатов моделирования будет представлено в докладе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 18-12-00243).

- [1] I.A. Lobach, et al., Laser Physics Letters, **11**, 045103 (2014)
- [2] P. Peterka, et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 24, 3, 902608 (2018)
- [3] I.A. Lobach, et al., Optics Letters 42, 4207-4210 (2017)
- [4] R.V. Drobyshev, et al., 2016 International Conference Laser Optics, St. Petersburg, 2018, pp. R1-50, (2018)

Особенности генерации волоконных лазеров с распределенной обратной связью с коротким резонатором

<u>А.М. Смирнов</u>^{1,*}, А.П. Базакуца¹, О.В. Бутов¹

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН ^{*}E-mail: <u>alsmir1988@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.61-62

В работе представлено исследование особенностей генерации волоконного с распределенной обратной связью (РОС-лазера) лазера на основе высоколегированного эрбием волоконного световода. Заготовка для световода была синтезирована с помощью плазмохимической технологии SPCVD, благодаря чему удалось получить высокую концентрацию оксида эрбия в стекле (на уровне 0,3 мол.% Er₂O₃) с минимальным уровнем его кластеризации. Дополнительно сердцевина световода была солегирована алюминием. Спектр поглощения световода приведен на Рис.1. Уровень поглощения на характерных длинах волн 980 нм и 1530 нм составил 80 дБ/м и 180 дБ/м, соовтетственно. Важено отметить отсутствие ионов иттербия в сетке стекла сердцевины, которые дополнительно легируют стекло для повышения эффективности накачки эрбиевых лазеров [1]. Высокая концентрация редкоземельных элементов наряду с малым уровнем кластеризации важна для создания волоконных лазеров с коротким резонатором, в том числе, РОС-лазеров [2,3]. В данной работе были исследованы режимы работы РОС-лазера с резонатором длиной 50 мм. Накачка лазера осуществлялась непосредственно в сердцевину волокна, легированную эрбием, на длине волны 976 нм (Рис.2), лазер при этом работал в импульсном режиме. Для повышения эффективности накачки лазера был использован дополнительный рефлектор на выходе резонатора в виде брэгговской решетки, которая отражала непоглощенную энергию накачки обратно в резонатор.



Рис.1. Спектр поглощения активного волокна.



Рис.2. Схема экспериментальной установки для исследования режима генерации РОС-лазера.

Полученная в эксперименте импульсная генерация РОС-лазера при разных значениях мощности накачки показана на Рис. За. Частота следования импульсов, а также их длительность зависят от интенсивности накачки и наличия дополнительного рефлектора в схеме лазера. Максимальная частота 700 кГц и пиковая мощность 0,7 W (интенсивность 1,4 MW/cm²) наблюдались при максимальной мощности накачки 620 мВт при использовании дополнительной брэгговской решетки, отражающей непоглощенную энергию накачки обратно в резонатор. При этом длительность импульса сокращалась до 71 нс. Зависимость частоты следования импульсов и их длительности от мощности накачки приведены на Рис. Зб.



Рис.3. а) Режимы генерации РОС-лазера в зависимости от мощности накачки. б) Зависимость частоты следования импульсов и длительности импульсов от мощности накачки.

Импульсный режим работы эрбиевых волоконных лазеров хорошо известен [4,5]. Ранее было показано [4], что возникновение импульсного режима обусловлено кластеризацией – существованием близкорасположенных пар ионов Er³⁺ в сильнолегированной усиливающей среде. В этих парах существует процесс ап-конверсии, сводящийся к появлению сильного поглощения, возникающего при возбуждении обоих ионов в паре. В результате возникает поглощение, зависящее от населенностей уровней. В работах [4,6] показано, что в результате возникает пассивная модуляция добротности [7] благодаря чему развивается режим импульсной генерации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 17-07-01388).

- [1] J.T. Kringlebow, J.-L. Archambault, et al., Opt. Lett. 19(24), 2101-2103 (1994).
- [2] Oleg V. Butov, Andrey A. Rybaltovsky *et al.*, *JOSA B*, **34**(3), A43-A48 (2017)
- [3] O.V. Butov, A.A. Rybaltovsky et al., Spring PIERS, St Petersburg, Russia, 1594 1597, (2017)
- [4] F. Sanchez, P.L. Boudec et. al., Phys. Rev. A., 48(3), 2220-2229 (1993).
- [5] M I Skvortsov, A A Wolf et. al., Laser Phys. Lett. 15 035103 (2018)
- [6] F. Sanchez and G. Stephan, *Phys. Rev. E* **53**(3), 2110-2122 (1996)
- [7] Svelto O., Principles of lasers, Springer, pp.648 (2009)

Волоконный лазер с распределенной обратной связью на основе ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной с применением фемтосекундного излучения

М.И. Скворцов^{1,2,*}, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, А.А. Власов¹, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН ²Новосибирский государственный университет *E-mail: gwertymikhails@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.63-64

Волоконные лазеры с распределенной обратной связью (РОС-лазеры) нашли широкое применение в таких областях как оптические линии связи, сенсорные системы, спектроскопия и научные исследования. Это стало возможным благодаря тому, что данный класс лазерных источников генерирует одночастотное излучение с узкой линией генерации (0,1-100 кГц), низким уровнем шумов и мощностными характеристиками пригодными для практических применений.

ВБР с фазовым сдвигом, которая формирует резонатор РОС-лазера, как фоточувствительных правило, записывается В волокнах с помощью ультрафиолетового (УФ) излучения и фазовой маски [1]. Не так давно авторами работы [2] была продемонстрирована возможность изготовления ВБР с фазовым сдвигом, применяя методику фемтосекундной поточечной записи [3], которая позволяет записывать ВБР с любой заданной длиной волны отражения в нефоточувствительных световодах. При изготовлении ВБР в месте записи наводится двулучепреломление. Основной причиной этого является анизотропия наведенного показателя преломления в области фокусировки фс-импульсов в сердцевине волокна Условие порога генерации РОС – лазера: $g_s(P_{pump}) \approx 4k^* exp($ kL)+ α^* + α_{PbP} , где g_s – коэффициент усиления сигнала в волокне при инверсной заселенности, k=πδn/λ – коэффициент связи, L – длина решетки, α*-коэффициент ненасыщающихся потерь (~ 50 дБ/км). Из-за возникновения дополнительных потерь при применении поточечной фс записи, в соотношении добавляется член α_{PbP}. Из-за наведенного двулучепреломления поляризационным модам с k_{fast}= $\pi\Delta n/\lambda$ и k_{slow}= $\pi(\Delta n+\delta n)/\lambda$ соответствуют решётки с разной силой (k_{slow}L> k_{fast}L), и как следует из порогового условия генерация наблюдается в одной поляризации (см. Рисунок 1).

Отметим, что в случае УФ методики записи, разница в силах решеток незначительна, т.к. характерные значения наведенного двулучепреломления составляют $\delta n \sim 10^{-6}$, что на порядок меньше, чем в структурах, изготовленных методикой поточечной записи.



Рис.1. а - радиочастотный спектр РОС-лазера, изготовленного поточечной записью, демонстрирующий отсутствие генерации второй поляризационной моды; б - радиочастотный спектр биения поляризационных мод РОС – лазера, изготовленного при помощи УФ – излучения

Используя данную методику, впервые был изготовлен волоконный эрбиевый лазер с распределенной обратной связью, на основе ВБР длиной 32 мм с фазовым сдвигом, записанной в активном волокне поточечной методикой с применением фемтосекнудного излучения. При пороге генерации мощность накачки составила 8,5 мВт. Полученная мощность генерации равна ~ 700 мкВт при мощности накачки 525 мВт. Измеренная методом само-гетеродинирования спектральная ширина линии генерации РОС-лазера составила <17 кГц.



Рис.2 а - экспериментальная зависимость мощности генерации от излучения накачки (точки), аналитическая модель (пунктирная лини); б – Спектр генерации РОС – лазера, при максимальной мощности накачки.

В докладе будут подробно изложены детали эксперимента, а также показана возможность изготовления РОС-лазеров в нефоточувствительных волокнах. Будут обсуждены потенциальные применения таких источников.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант РНФ 14-22-00118).

- [1] S. A. Babin et al, Laser Phys. Lett. 4, 428–432 (2007)
- [2] A A. Wolf et al., Opt. Laser Technol.101, 202–7 (2018)
- [3] A. Martinez et al., *Electron. Lett.*.40, 1170–1172 (2004)

Одномодовый Er-Yb волоконный усилитель с большим диаметром поля моды

<u>М.М. Худяков</u>^{1,2,*}, С.С. Алёшкина¹, Т.А. Кочергина¹, К.К. Бобков¹, А.С. Лобанов³, Д.С. Липатов³, А.Н. Абрамов³, А.Н. Гурьянов³, М.М. Бубнов¹, М.Е. Лихачёв¹

¹Научный центр волоконной оптики РАН ²Московский физико-технический институт (государственный университет) ³Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН *E mails DAnsock 74@ amail acm

*E-mail: <u>DAngeL.74@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.65-66

Эрбий-иттербиевые волоконные световоды являются одним из ключевых элементов в современных линях связи и лазерных системах, где требуется достижение средней мощности на уровне от сотен мВт до единиц Вт. Сердцевина в таких световодах изготавливается на основе кварцевого стекла, легированного высокими концентрациями оксида фосфора (10-15 мол.%), что обусловлено высокой эффективностью передачи возбуждения от атомов иттербия к атомам эрбия в такой стеклянной матрице. В то же время высокий уровень легирования оксидом фосфора приводит в росту числовой апертуры сердцевины до уровня ~ 0.2. Условие одномодовости световода на рабочей длине волны 1550 нм требует в этом случае изготовления сердцевины с относительно малым лиаметров, порядка 5-7 мкм. Так как эрбий-иттербиевые лазеры и усилители накачиваются по оболочке, малое соотношение диаметра сердцевины к диметру оболочки приводит к снижению скорости поглощения накачки и увеличению эффективной длины активного световода. Малый диаметр сердцевины и большая длина активного световода являются причинами низкого порога нелинейных эффектов. следствие стандартные конструкции эрбий-иттербиевых Как световодов практически не используются при усилении сигнала в импульсных лазерах. Наиболее успешная попытка увеличения пиковой мощностью эрбийиттербиевыех усилителей является работа [1], в которой был использован активный световод из фосфатного стекла с сердцевиной диметром 25 мкм легированной 15 вес.% иттербия и 3 вес.% эрбия и была продемонстрирована пиковая мощность 128 кВт с дифференциальной эффективностью 1,6%. Однако, использование фосфатных световодов связано большими трудностями, связанными с их изготовлением и несовместимостью с волоконными схемами на основе кварцевого стекла. Таким образом, для использования эрбий-иттербиевых световодов при усилении излучения с высокой пиковой мощностью перспективнее выглядит подход оптимизации стеклянной матрицы сердцевины, а именно уменьшение разности показателей преломления между сердцевиной и оболочкой при одновременном сохранении высокой концентрации оксида фосфора в сердцевине. Одной из реализаций данного подхода является создание "пьедестала" с повышенным показателем преломления вокруг сильно легированной сердцевины для сохранения малой числовой апертуры. В данном случае в зависимости от конструкции усилителя была продемонстрирована дифференциальная эффективность от 5% до 46% [2,3]. Проблемой данного метода является трудность реализации самого световода (и как следствие его высокая стоимость), а так же сложности реализации одномодового режима работы в силу дополнительной волноволной структуры – в большинстве работ авторы использовали ввод сигнала при помощи объемной оптики для согласования выборочного возбуждения основной моды. В настоящей работе предлагается совместное легирование сердцевины оксидом фосфора и фтором, для сохранения низкой числовой апертуры и высокой эффективности передачи возбуждения от атомов иттербия атомам эрбия.



Рис.1. а) Профиль показателя преломления световода и распределения поля фундаментальной моды; б) Фотография торца световода; в) Зависимость дифференциальной эффективности от длины световода.

Заготовка для световода представленного в данной работе была изготовлена MCVD методом. Сердцевина была легирована 5 мол.% оксида фосфора, 0,5 вес.% фтора, 0,9 вес.% иттербия и ~ 0,001 вес.% эрбия. Заготовка была сполирована до формы квадрата и вытянута с внешними размерами 119х119 мкм. Профиль показателя преломления, распределения поля фундаментальной моды и фотография торца световода представлены на Рис.1а) и б). Оценочная отсечка второй моды равнялась 1658 нм, то есть слегка изогнутый (с диаметром 40 см) световод работал в одномодовом режиме.

Полученный световод был протестирован в схеме усилителя, на вход которого подавалось вплоть до 0,6 Вт неприрывного сигнала на длине волны 1557 нм. Накачка осуществлялась многомодовым стабилизированным лазерным диодом с длинной волны 976 нм и мощностью до 25 Вт через объединитель сигнала и накачки 2+1 в 1. Выходной торец световода скалывался под углом для подавления генерации в области 1 мкм. Дихроичное зеркало (1550/976) и помещение выходного конца световода в иммерсию использовались для определения мощности усиленного сигнала, рапространяющегося по сердцевине и оценки паразитной генерации ионов иттербия в области 1 мкм. Измеренная зависимость дифференциальной эффективности длины световода OT представлена на Рис.1 в). При максимальной накачке (25 Вт) доля мощности в близи 1 мкм составляла не более 1% от выходной мощности. Таким образом максимальная дифференциальная эффективность была измерена на 5 м световода и составила 19,6% при максимальной выходной мощности 5 Вт. В схеме лазера максимальная дифференциальная эффективность составила 29%.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 17-13-01343.

- [1] E. Petersen, W. Shi, et al., Appl. Opt., 51, 531, (2012)
- [2] O. DE Varona, W. Fittkau, et al., Opt. Express, 25, 2634–2636, (2017)
- [3] Z. Zhao, H. Xuan, et al., Opt. Express, 23, 29764, (2015)

Секция 2 «Нелинейное преобразование частоты излучения волоконных лазеров: ВКР, ВРМБ, параметрическая генерация, генерация гармоник, генерация терагерцового излучения»

Бриллюэновские динамические решетки: применения в волоконных лазерах и сенсорах

А.А. Фотиади

University of Mons, blvd.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium Ульяновский государственный университет, Ульяновск Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С. Петербург

*E-mail: <u>Andrei.Fotiadi@umons.ac.be</u>

DOI:10.31868/RFL2018.68-69

В докладе приводится обзор новых средств фотоники, реализуемых путем использования вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна в оптических световодах. Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), самый низкопороговый нелинейный оптический эффект в оптических стеклах, является резонансного взаимодействия между двумя встречными результатом оптическими волнами и гиперакустической волной. Встречный характер ВРМБ приводит к особой пространственно-временной динамике процесса, которая может быть описана в терминах взаимодействия встречных оптических волн с динамическими решетками, записанными ЭТИМИ волнами [1]. Такие динамические структуры имеют конечное время жизни, определяемое временем релаксации гиперзвука в среде ~10-15нс и могут обеспечивать рекордную спектральную селективность при отражении оптического сигнала, ограниченную определяемой длиной области записи. Уникальные свойства полосой. динамических решеток могут быть использованы для генерации и обработки оптических сигналов (усиления, компрессии, нелинейной фильтрации, генерации гребенчатого спектра) цельными волоконными конфигурациями, обращения волнового фронта оптического излучения, а также для целей распределенного волоконного мониторинга физических полей.

Недавно Бриллюэновские динамические решетки стали предметом огромного исследовательского интереса во всем мире благодаря тому, что они позволяют уменьшить порог генерации волоконных лазеров и сузить линию излучения, приводя, таким образом, к уменьшению фазового шума. Лазерные источники с низким уровнем фазового шума чрезвычайно востребованы для целого ряда приложений - когерентной оптической связи, спектроскопии, а в микроволновой фотонике как в качестве генератора оптического сигнала, так и в качестве элемента для его обработки. Возможность достижения узкой линии и низкой мощности порога генерации любого лазера во многом определяется параметрами резонатора, такими как свободный спектральный диапазон (FSR) и его добротность, что накладывает очень жесткие требования к конструкции лазеров, предназначенных для генерации узкополосного излучения. Использование динамических отражательных структур открывает альтернативные возможности генерации излучения с низким порогом генерации и высокой когерентностью излучения без предъявления высоких требований к волоконному лазерному резонатору, позволяет создавать конструктивно более простые и, соответственно, более дешевые конфигурации лазеров [2-5] с низким порогом и рекордно низкой полосой генерации (<100 Гц) для использования в системах связи, метрологии, мониторинга и микроволновой фотоники.

Особое внимание в докладе будет уделено новым методам распределенного измерения физических полей. В коммерческих датчиках (так называемые Бриллюэновские анализаторы, или ВОТDA) реализованы способы

распределенного мониторинга температуры и продольного натяжения, основанные на измерении частоты Бриллюэновского сдвига [5]. Этот же способ иногда используется для мониторинга статического давления. Для этого в качестве сенсорного волокна используется волокно с сохранением поляризации, а давление определяется по изменению двулучепреломления волокна, измеряемого через разность частот ВРМБ сдвигов для двух разных поляризаций [6]. Однако этот способ имеет точность, недостаточную для большинства потенциальных применений.

Альтернативное решение основано на использовании Бриллюэновских динамических решеток [7, 8]. Суть метода заключается в записи Бриллюэновской динамической решетки оптическим излучением одной поляризации и считывания этой информации оптическим излучением в другой поляризации волокна. Для этого в качестве сенсорного волокна используются стардартные волокна с сохранением поляризации, а измеряемые физические пераметры определяются по положению резонананса отражения зондирующей оптической волны от записанной динамической решетки. В докладе представлены результаты тестирования волоконного распределенного датчика на основе стандартного световода с сохранением поляризации (Panda), обеспечивающего распределенное измерение статического давления в диапазоне до 80 МПа (ООО "УВП", Сколково). В тестовом эксперименте участок сенсорного световода помещался в термостабилизированную (25 °C) барокамеру (на основе стальной трубы). Достигнуты рекордные для всех известных волоконных систем характеристики распределенного изменения статического давления, в частности, по совокупности таких параметров как абсолютная точность измерений (~0.5 атм), динамический диапазон измерений (0 - 800 атм), пространственное разрешение (<0.5 м), длина измерений (>500 м). Кроме того, продемонстрирована рекордно высокая чувствительность метода при измерении температуры, которая на 2 порядка выше, чем в стандартных Бриллюэновских анализаторах.

Новые физические механизмы, рассмотренные в докладе, направлены на развитие перспективных технологий, которые, несомненно, будут востребованы инженерами мировой оптоэлектроники в ближайшем будущем. Work is supported by Ministry of Education and Science of the Russian Federation (14.Z50.31.0015), Skolkovo Foundation (2015), Russian Science Foundation (16-32-60109 mol_a_dk, 18-12-00457), Leverhulme Trust (UK, Visiting Professorship, VP2-2016-042).

- A. A. Fotiadi, R. V. Kiyan, and A. Kuzin, "SBS induced hypersound dynamic grating in multimode optical fibers: phase conjugation specific features," in Conference Proceedings. LEOS '97. 10th Annual Meeting IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1997 Annual Meeting (IEEE, n.d.).
- [2] V.V. Spirin, P. Mégret, A.A. Fotiadi, "Chapter 5. Passively Stabilized Doubly-Resonant Brillouin Fiber Lasers." In Fiber Laser, Ed. by M.C. Paul, 438 pages, InTech, 2016
- [3] S. M. Popov et al., Results in Physics 9, 806–808 (2018)
- [4] S. M. Popov et al., Results in Physics 9, 625-627 (2018).
- [5] X. Bao and Liang Chen, *Photonic Sensors* 1, 102 (2011).
- [6] Wang J. (Doctoral dissertation, Virginia Tech).
- [7] Патент РФ, WO2014171859A1, 2014
- [8] Kim, Y. H., Kwon, H., Kim, J., & Song, K. Y., Optics Express 24(19), 21399 (2016).

Флуктуации интенсивности в слабонелинейном случайном сигнале в оптоволокне с накачкой

<u>С.С. Вергелес^{1,2,*}</u>, Л.Л. Огородников^{1,3}

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская область ²Физический факультет Высшей школы экономики, Москва ³Сколковский институт научки и технологии, Сколково

^{*}E-mail: <u>ssver@itp.ac.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.70-71

Сигнал в оптоволокне часто имеет нерегулярную форму, как, например, в сверхдлинных ВКР-лазерах [1,2] или в закодированном потоке данных. Даже если на входе в оптоволокно локальные статистические свойства такого сигнала имеют специфические особенности, то после прохождения многих дисперсионных длин эти свойства становятся универсальным. Если эволюция сигнала строго линейна и определяется хроматической дисперсией, то статистика сигнала приближается к гауссовой статистике [3]. В частности, вероятность сильных но редких всплесков интенсивности сигнала определяются хвостом функции распределения интенсивности, который по мере распространения всё более приближается к распределяет.

При увеличении средней интенсивности сигнала начинает играть роль нелинейность, изменяя свойства универсального статистического предела. Для фокусирующего нелинейного уравнения Шредингера нелинейность увеличивает вероятность редких всплесков интенсивности, тогда как для дефокусирующего – уменьшает [4].

В представляемой работе [5] мы исследовали одноточечную статистику редких всплесков интенсивности в режиме слабой нелинейности, когда дисперсионная длина $1/\beta \Delta^2$ мала по сравнению с нелинейной длиной $1/\gamma \langle I \rangle$, где $\langle I \rangle$ – средняя интенсивность сигнала, γ – коэффициент керровской нелинейности, β – коэффициент хроматической дисперсии, Δ – ширина спектра сигнала. Мы предполагали, что к моменту измерения сигнал успел пройти много дисперсионных

длин. Мы ограничились рассмотрением всплесков не очень большой амплитуды *I*, удовлетворяющей условию $I/\langle I \rangle \ll \sqrt{\beta \Delta^2 / \gamma \langle I \rangle}$. Статистику таких всплесков можно исследовать аналитически методом теории возмущений, вычисляя слабое отклонение статистики сиг-



Рис. 1 PDF для интенсивности в случаях фокусирующего и дефокусирующего НУШ.

нала от гауссовой вследствие действия нелинейности [6]. Непосредственно вычислялась безразмерная поправка к среднему значению квадрата интенсивности $K = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 - 2$, которая может быть названа отклонением куртозиса от его значения для гауссовой статистики. По величине *К* можно восстановить функцию распределения в первом порядке по слабой нелинейности, см. Рис. 1.

В отсутствии накачки выражение для величины К есть:

$$K_0 = -\frac{\gamma \langle I \rangle}{\beta \Delta^2} \int \frac{\mathrm{d}\omega}{\pi} f(\omega) \tilde{f}^2(\omega),$$

где спектр сигнала $F(\omega) = \langle I \rangle f(\omega)$, безразмерный спектр удовлетворяет условию нормировки $\int (d\omega/2\pi) f(\omega) = 1$, центрирован так что $\int \omega d\omega f(\omega) = 0$, а ширина спектра есть $\Delta^2 = \int \omega^2 (d\omega/2\pi) f(\omega) = 1$. Кроме того, преобразование Гильберта от спектра обозначено как $\tilde{f}(\omega) = \int (d\omega'/\pi) f(\omega + \omega')/\omega'$. Это же выражение в ранее было получено в [7].

Если в линейном режиме распространения сигнала усиление не влияет на статистику относительной интенсивности $I/\langle I \rangle$ всплесков, то в нелинейном режиме величина коэффициента усиления *g* изменяет эту статистику. При слабом

коэффициенте усиления, когда $g/\beta\Delta^2 \ll$ 1, воздействие нелинейности на статистические свойства сигнала набирается на последней (перед точкой измерения) дисперсионной длиной ~ $1/\beta\Delta^2$. Если же длина усиления становится малой по сравнению с дисперсионной длиной, так что $g/\beta\Delta^2 \ll 1$, то нелинейность наиболее эффективно действует только на послед-



ней длине $\sim 1/g$. В этом пределе отклонение куртозиса становится пропорциональным длине усиления, так что

Рис. 2 Зависимость *К* от коэффициента усиления *g*

 $K \sim (\beta \Delta^2/g) K_0$. Численно полученная нами зависимость изображена на Рис. 2.

Наконец, нами было получено точное соотношение, связывающее между собой ширину спектра и статистику флуктуаций интенсивности, для нелинейного сигнала распространяющегося в среде с усилением (потерями):

$$\frac{d}{dz}K = -\frac{\beta}{\gamma\langle I\rangle}\frac{d}{dz}\Delta^2$$

Это соотношение является обобщением соотношения для чистого НУШ [8] и может быть использовано для верификации численного счёта.

Работа была поддержана грантом РФФИ 17-02-00929 А.

- [1] Turitsyn, S. K., et al, *Physics Reports*, **542**(2), 133-193 (2014)
- [2] D.V. Churkin, et al, Nature Communications, vol. 6, p. 6214 (2015)
- [3] Vergeles, S., & Turitsyn, S. K. Physical Review A, 83(6), 061801 (2011)
- [4] Agafontsev D., et al, XXVI Научная сессия Совета РАН по нелинейной динамике, дек. 2017.
- [5] Ogorodnikov, L. L., and S. S. Vergeles. Optics letters 43 651-654 (2018)
- [6] Kolokolov I.V., et al, *ЖЭΤΦ*, τ. **146**, c. 1295 (2014)
- [7] Janssen, P. A. Journal of Physical Oceanography, 33(4), 863-884 (2003).
- [8] Onorato, et al, *Physics Letters A*, **380**(39), 3173-3177 (2016).
Локализация корреляций в излучении многоволнового лазера со случайной распределенной обратной связью

И.Д. Ватник^{1,2}, <u>О.А. Горбунов</u>^{1,2,*}, Ш. Сугаванам³, Д.В. Чуркин²

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН ²Новосибирский государственный университет ³Aston University of Photonics Technologies ^{*}E-mail: <u>gorbunov86oleg@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.72-73

Изучение спектральных корреляций, определяющих статистические свойства излучения волоконных лазеров, представляет значительный интерес. Наименее изученными в этом отношении являются волоконные лазеры со случайной распределенной обратной связью (СРОС). На настоящий момент известно, что излучение в лазерах такого типа является коррелированным, – различные спектральные компоненты в спектре излучения статистически зависимы [1]. В указанной работе вывод о наличии корреляций делался на основании изучения функции распределения вероятности интенсивности.

В настоящей работе было произведено прямое одновременное измерение временной динамики интенсивности двух спектральных линий волоконного лазера со СРОС. Были обнаружены слабые корреляции как для близко расположенных линий спектра, так и для удаленных. Измерение времени распространения волн по волокну позволило локализовать область внутри лазера, внутри которой происходило формирование корреляций.



Рис. 1. Положения изучаемых линий в спектре генерации.

Измерения проводились на волоконном лазере со СРОС с фильтром Лио [2], спектр которого состоял из отдельных линий шириной около 0,5 нм (определяемой спектральной шириной фильтра Лио). Излучение на выходе лазера делилось ответвителем на две части, каждая из которых пропускалась через спектральный фильтр, вырезающий интересующую часть спектра. Полученные спектральные линии регистрировались двумя быстродействующими фотодетекторами, передававшими сигнал на два канала цифрового осциллографа с полосой 16 ГГц. На рис. 1 на спектр генерации наложены положения спектральных фильтров: первый регистрировал две линии на краю спектра, положение второго поочередно настраивалось на другие линии.



Разность длин волн линий, нм Рис. 2. Зависимость временной задержки от номера линии и аппроксимация ее прямой. На вставке – зависимость ЛКК от временной задержки между измеряемыми динамиками интенсивности для всех пар линий, цвета соответствуют рис. 1.

Для каждой пары одновременно измеренных временных динамик был рассчитан линейный коэффициент корреляции (ЛКК). Величина ЛКК оказалось малой, — около 0,04 для соседних спектральных линий, и убывающей с ростом спектрального интервала между ними. Малая величина корреляции может быть объяснена большой шириной исследуемых линий.

Интерес представляет также зависимость временной задержки сигналов относительно друг друга. Вставка на рис. 2 показывает ЛКК как функцию задержки между каналами для всех пар линий. Видно, что максимумы этих функций находятся в различных точках: две волны, возникшие в результате нелинейного взаимодействия одновременно в некоторой точке волокна, достигнут осциллографа за разное время за счет дисперсии групповых скоростей. Аналитический вид этой зависимости $\tau(\lambda_i) \simeq t_0 - LD(\lambda_i - \lambda_0)$,где τ – задержка между моментами регистрации линий с длинами волн λ_i и λ_0 в двух каналах, L – расстояние, проходимое волнами между возникновением и регистрацией, t_0 – временная задержка между каналами за счет всех факторов кроме дисперсии, D – коэффициент дисперсии волокна. На рис. 2 показана зависимость величины задержки от спектрального интервала между изучаемыми линиями.

Зная коэффициент дисперсии, можно по наклону аппроксимирующей прямой вычислить характерную длину возникновения корреляций L. Она равняется 11 км, что можно интерпретировать как некоторое среднее расстояние от конца волокна, на котором возникают корреляции. Возможна также оценка интервала, в котором они возникают: для этого нужно учесть конечную ширину пиков на рис. 2, и построить аппроксимирующие прямые в полученных пределах. Результат дает разброс по L от 15 до 28 км.

Авторы выражают благодарность С.И. Каблукову, чью идеи стали отправной точкой для работы.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 16-32-60184.

- [1] O.A. Gorbunov, S. Sugavanam, D.V. Churkin, Opt. Lett. 40, 1783 (2015).
- [2] S. Sugavanam, Z. Yan et al, Opt. Express 22 (3), 2839 (2014).

Волоконный ВКР-лазер на основе двухсердцевинного световода с ВБР, записанными фемтосекундным излучением

<u>С.Р. Абдуллина</u>^{1,*}, М.И. Скворцов^{1,2}, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, И.А. Лобач^{1,2}, А.А. Власов¹, С. Вабниц^{2,3}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет ³Университет Брешии, Брешиа, Италия ^{*}E-mail: <u>abdullina.sofia@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.74-75

Лазеры на основе многосердцевинных волоконных световодов (МВС) являются перспективными высокомощными источниками, поскольку в случае распространения излучения по нескольким сердцевинам уменьшается плотность мощности, что приводит к уменьшению влияния ограничивающих мощность нелинейных эффектов. Важной задачей при реализации лазеров на основе MBC со слабой связью между сердцевинами является синхронизация фаз мод, распространяющихся в различных сердцевинах, для чего обычно используются внешние элементы [1,2]. В литературе можно найти достаточно большое число работ, посвященных лазерам на основе активных многосердцевинных волокон, при этом практически нет работ, посвященных лазерам на основе пассивных МВС. В работе [3] продемонстрирован ВКР-лазер на основе двухсердцевинного волоконного световода (ДВС) с сохранением поляризации длиной 550 м со случайной распределенной обратной связью (СРОС) за счет рэлеевского рассеяния. В качестве входного зеркала в конфигурации полуоткрытого резонатора использовалось кольцевое зеркало, приваренное к спектрально-селективному разветвителю. Спектральная ширина линии генерации данного лазера оказалась в 5 раз меньше, чем ширина линии случайного ВКР-лазера в такой же конфигурации на основе односердцевинного волокна. Показано, что сужение линии генерации обусловлено ослаблением нелинейных эффектов и спектрально-селективными свойствами участка ДВС из-за связи мод сердцевин (характерная длина перекачки составила 5-10 см). Другие схемы ВКР-лазеров на основе двух- и многосердцевинных световодов в литературе не описаны, между тем реализация и исследование характеристик как случайных, так и классических ВКР-лазеров на основе данного типа волокон представляет большой интерес. Конфигурации, описанные в данной работе, основаны на ДВС длиной 550 м аналогично [3]. Для формирования резонатора нами предложено использовать технологию поточечной фемтосекундной записи [4], позволяющую селективно записывать ВБР в одной или двух сердцевинах с высокой точностью позиционирования по трем координатам.

В работе представлен случайный ВКР-лазер на основе ДВС в конфигурации полуоткрытого резонатора, где роль входного зеркала выполняет высокоотражающая ВБР, записанная в одной из сердцевин, при этом накачка заводится в лазер через другую сердцевину, что позволяет избежать нерезонансных потерь. На выходе лазера выполнен косой скол. На Рис. 1 (*a*) приведены спектры генерации стоксовой компоненты при различных уровнях мощности. По сравнению с работой [3], получено улучшение стабильности генерации и сужение линии генерации стоксовой компоненты до 200 пм при максимальной выходной мощности (>3 Bт).



Рис. 1. Спектры генерации стоксовой компоненты при различных уровнях выходной мощности (*a*) для ВКР-лазера со СРОС; (*б*) для классического ВКР-лазера со слабоотражающей ВБР на выходе.

Также в работе реализованы классические конфигурации ВКР-лазеров на основе ДВС, где на входе в одной из сердцевин записана высокоотражающая ВБР аналогично СРОС ВКР-лазеру, а на выходном конце лазера выполнен прямой скол либо записана слабоотражающая ВБР. Коэффициент отражения выходной ВБР оптимизировался по результатам численного моделирования при решении системы балансных уравнений для мощностей накачки и стоксовой компоненты. На Рис. 1 (б) представлены спектры генерации стоксовой компоненты при различных уровнях мощности для конфигурации с выходной ВБР, эффективный коэффициент отражения которой оценивается как 15%. Максимальная ширина линии генерации составила 140 пм при мощности генерации 6.2 Вт, что значительно ниже ширины линии генерации в классической конфигурации ВКР-лазера на основе ДВС той же длины с кольцевым зеркалом на входе и прямым сколом на выходе.

Кроме того, в работе предложен метод дополнительной спектральной фильтрации посредством записи на входе резонатора двух высокоотражающих ВБР в разных сердцевинах со смещением вдоль волокна, что приводит к образованию интерферометра Майкельсона.

В докладе будет представлен сравнительный анализ спектральных и мощностных характеристик случайных и классических ВКР-лазеров на основе ДВС в различных конфигурациях, реализованных с помощью техники поточечной фемтосекундной записи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, грант 14. Y26.31.0017 (в части разработки технологии записи ВБР в многосердцевинных световодах) и грантом РНФ 14-22-00118 (в части исследования ВКР-генерации).

- [1] M. Wrage, P. Glas et al. Opt. Lett. 25, 1436-1438 (2000).
- [2] A.S. Kurkov, V.M. Paramonov et al Laser Phys. Lett. 3, 441-444 (2006).
- [3] A. E. Budarnykh, I. A. Lobach et al Opt. Lett. 43, 567-570 (2018).
- [4] A.V. Dostovalov, A.A. Wolf et al Opt. Exp. 24 16232-16237 (2016).

Случайная непрерывная генерация каскадного ВКР-лазера в градиентном световоде с многомодовой диодной накачкой

Е.А. Евменова¹, <u>С.И. Каблуков</u>^{1,2,*}, А.Г. Кузнецов¹, И.Н. Немов¹, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский государственный университет ^{*}E-mail: kab@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2018.76-77

Волоконные ВКР-лазеры со случайной распределённой обратной связью (СРОС) на рэлеевском рассеянии были открыты относительно недавно и благодаря простоте конструкции привлекли к себе внимание большого количества исследователей [1]. В случае каскадной ВКР-генерации в лазерах со СРОС эффективность оказывается выше, чем в ВКР-лазерах с вложенными резонаторами на волоконных брэгговских решётках (ВБР) [2]. Увеличение эффективности объясняется специфическим распределением генерируемого излучения и отсутствием потерь на зеркалах, так как широкополосное кольцевое зеркало и рэлеевская обратная связь обеспечивают генерацию промежуточных и выходного стоксовых порядков в отсутствие ВБР. Значительный интерес также вызывают мощные ВКР-лазеры работающие на многомодовых световодах с градиентным профилем показателя преломления [3]. Специфика таких световодов позволяет, с одной стороны, эффективно заводить в них излучение многомодовых (MM) лазерных диодов (ЛД), а с другой стороны генерировать стоксово излучение с высоким качеством пучка. Так при использовании градиентных световодов с диаметром сердцевины 100 мкм получено более 60 Вт стоксова излучения на длине волны 954 нм с качеством пучка M²~3.2 в полностью волоконной конфигурации генерации ВКР-излучения с заведением излучения накачки ММ ЛД (915 нм) через волоконный объединитель накачек [3]. В ВКР-лазере с более мощными ЛД с высокой яркостью получено 154 Вт излучения на длине волны 1020 нм с качеством пучка M²~8, но в резонаторе с использованием объёмных элементов [4]. Стоит отметить, что, с одной стороны, мощность генерации в таких лазерах зачастую ограничена появлением случайной генерации стоксова излучения 2-го порядка, а, с другой стороны, ВКР-генерация 1-го порядка со СРОС при накачке многомодовыми диодами была ограничена уровнем мощности до 1 Вт. В представляемой работе мы использовали конфигурацию полуоткрытого резонатора [1,2] для генерации второй стоксовой компоненты, в которой с одной стороны лазера установлена ВБР для селекции генерируемой длины волны, а слабая СРОС на рэлеевском рассеянии возникает на всём протяжении световода. Благодаря высокой мощности и качеству пучка излучения, генерируемого в ВКР-лазере с линейным резонатором для первой стоксовой компоненты, удаётся получить высокую мощность в лазере со СРОС, генерирующем на второй стоксовой компоненте.

Схема эксперимента аналогична, описанной в [5] (Рис. 1). В качестве активной среды лазера использовался градиентный световод длиной 1.1 км с диаметром сердцевины 100 мкм. При этом на выход волоконного объединителя накачек перед резонатором волоконного ВКР-лазера на первую стоксову компоненту с волоконными зеркалами ВБР_{c1} (плотная ВБР записана УФ



Рис. 1. Схема каскадного ВКР-лазера со СРОС для второй стоксовой компоненты.

излучением, а выходная - фемтосекундным ИК излучением) устанавливалась дополнительная ВБР_{с2} (УФ) на длину волны второй стоксовой компоненты для создания ВКР-лазера со СРОС с полуоткрытым резонатором. Длина волны ВБР_{с2} лазера со СРОС варьировалась в пределах от 978 до 996 нм, а стоксов сдвиг от 300 до 486 см⁻¹ соответственно. Длина волны 978 нм перспективна для накачки твердотельных лазеров, на ней получена выходная мощность ~17 Вт. В максимуме ВКР-усиления (996 нм) мощность второй стоксовой компоненты составила 27 Вт. Качество пучка ВКР-лазера на брэгговских решётках для первой стоксовой компоненты было относительно высоким M²~2.3 в сравнении с качеством пучка многомодовой диодной накачки (M²>30), измеренном на выходе объединителя накачек, а при генерации второй стоксовой компоненты в лазере со СРОС качество ещё улучшалось - до M²~1.6.

В докладе будут описаны результаты экспериментов и проведено сравнение генерации второй стоксовой компоненты в ВКР-лазерах с линейным резонатором на двух ВБР и с полуоткрытым резонатором со СРОС.

Исследования поддержаны Российским научным фондом (проект № 14-22-00118).

- [1] S.K. Turitsyn et al. Phys. Rep., 542, 133-193 (2014).
- [2] S.A. Babin et al. *Sci. Rep.*, **6**, 22625 (2016).
- [3] S.A. Babin et al. IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 24, 1400310 (2018).
- [4] Y. Glick et al. Appl. Opt. 56, B97-B102 (2017).
- [5] E.A. Evmenova et al. Laser Phys. Lett. 15, 095101 (2018)

Свойства ВКР-преобразования частично когерентных ультракоротких импульсов

А.В. Иваненко*, А.Ю. Кохановский, М.Д. Гервазиев, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев

Новосибирский государственный университет *E-mail: ivanenko.aleksey@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.78-79

При синхронизации мод излучения волоконных лазеров могут генерироваться импульсы различных типов [1], в числе которых частично когерентные импульсы, отличающиеся относительно сложной структурой электромагнитного поля (т.н. "двухмасштабные импульсы") [2]. Интерес к этим импульсам обусловлен тем, что они могут нести рекордно высокую энергию и обеспечивать рекордную среднюю мощность излучения непосредственно в волоконных задающих генераторах [3-5] без использования дополнительных каскадов усиления. Важной особенностью этих импульсов является то, что они обеспечивают относительно высокую эффективность нелинейно-оптических преобразований [6, 7]. В данной работе впервые представлены результаты исследования свойств ВКР-преобразования двухмасштабных импульсов в фосфорно-силикатном волокне.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.



Рис. 1. Схема лазерной установки: NPE Laser – лазер с синхронизацией мод за счёт эффекта нелинейной эволюции поляризации, Amplifier – волоконный усилитель, PBS – волоконный поляризационный делитель, Isolator – изолятор, Coupler – ответвитель, PC1, PC2 – контроллеры поляризации.

Двухмасштабные импульсы генерировались иттербиевым волоконным задающим генератором с синхронизацией мод излучения за счёт эффекта нелинейной эволюции поляризации излучения. Средняя мощность выходного излучения составляла 50 мВт, длительность импульсов – 16 пс. Настройка контроллеров поляризации РС1 и РС2 позволяла подбирать режимы синхронизации мод, отличающиеся степенью когерентности импульсов, при этом длительность импульсов и средняя мощность выходного излучения практически не изменялись. Выходное излучение задающего генератора подавалось на вход волоконного усилителя на основе иттербиевого GTWave волокна, на выходе которого средняя мощность излучения составляла 1 Вт. Далее излучение заводилось в кварцевое волокно, легированное фосфором, длиной 1 км.

На рис. 2 приведены автокорреляционные функции двухмасштабных импульсов с различной степенью когерентности и спектры излучения на выходе P_2O_5 -волокна в зависимости от степени когерентности импульсов. Видно, что степень когерентности двухмасштабных импульсов существенно влияет не только на длину волны и интенсивность стоксовой волны, но и на ширину и форму её спектра излучения. Импульсы с наименьшей степенью когерентности

отличаются более интенсивными внутриимпульсными флуктуациями поля, что обуславливает более значительное нелинейное преобразование этих импульсов.



Рис. 2. Автокорреляционные функции импульсов с разной высотой пика (а) и оптические спектры на выходе P2O5 волокна в зависимости от входных импульсов (б).

На рис. 3 приведена зависимость ширина спектра излучения стоксовой волны от относительной амплитуды узкого пика автокорреляционной функции. Относительная амплитуда этого пика свидетельствует о степени когерентности двухмасштабных импульсов. Видно, что при изменении степени когерентности импульсов ширина спектра излучения стоксовой волны может изменяться более, чем в два раза.



Рис. 3. Зависимость ширины оптического спектра на выходе катушки P2O5 волокна, измеренная по основанию спектра, от высоты пика АКФ импульсов.

Таким образом, впервые выявлено, что степень когерентности двухмасштабных импульсов, генерируемых волоконных лазерах в с синхронизацией мо излучения, существенным образом влияет на ключевые свойства их ВКР-преобразования.

Данная работа поддержана грантами РФФИ 16-02-00104 и 16-32-60160.

- [1] S.V. Smirnov, et al, Opt. Express 20(24), 27447–27453 (2012)
- [2] S.M. Kobtsev, et al, Opt. Express 17(23), 20707–20713 (2009)
- [3] S. Kobtsev, et al, Opt. Express 16(26), 21936–21941 (2008)
- [4] A.Ivanenko, et al, *Opt. Express*, **24**(6), 6650-6655 (2016)
- [5] Y.S. Fedotov, et al, Opt. Express 22(25), 31379-31386 (2014)
- [6] S. Smirnov, et al, Opt. Express 22(1), 1058-1064 (2014)
- [7] S. Kobtsev, et al, Opt. Express 22(17), 20770-20775 (2014).

ВКР-генерация субпикосекундных оптических импульсов в области 1.3 мкм

<u>В.Д. Ефремов</u>^{1,2}, Д.С. Харенко^{1,2,*}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН ²Новосибирский государственный университет *E-mail: kharenko@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2018.80-81

В настоящее время для биомедицинских применений, в первую очередь для различных видов нелинейной микроскопии, востребованы простые и надежные источники субпикосекундных импульсов с высокой пиковой мощностью и длиной волны генерации вблизи 1.3 мкм. Выбор этой длины волны обусловлен тем, что в указанном диапазоне поглощение ОН-групп минимально (первое окно прозрачности) и максимальна прозрачность биологических тканей. Высокая пиковая мощность обеспечивается при генерации сильночирпованных диссипативных солитонов (СЧДС). В то время как генерация излучения на новых возможна с использованием эффекта вынужденного ллинах волн комбинационного рассеяния (ВКР). Не так давно было продемонстрировано успешное объединение этих подходов — генерация СЧДС на новых длинах волн посредством ВКР как внутри резонатора импульсного волоконного лазера [1], так и во внешнем кольцевом резонаторе с синхронной накачкой импульсным лазером [2]. Для увеличения сдвига длины волны, который в данных работах составил ~13 ТГц, можно использовать другие типы волокон, например, фосфосиликатные (Р2О5), где этот сдвиг составляет величину ~39 ТГц. При накачке в области 1,1 мкм такое волокно позволяет получить генерацию как раз на длине волны 1,3 мкм.

Для указанного диапазона до недавнего времени полностью отсутствовали активные среды, позволяющие получить непосредственно лазерную генерацию. Стандартным методом получения импульсов в районе 1,3 мкм является рамановский самосдвиг частоты при распространении в волокне импульсов, генерируемых в более коротковолновой области [3,4]. Однако для этого метода необходимо обеспечить аномальную дисперсию волокна, что в данном спектральном диапазоне достигается только использованием специальных волокон, поддерживающих моды высоких порядков [4]. Всё это делает метод рамановского самосдвига крайне сложным и дорогостоящим в реализации. Недавно также была получена прямая генерация пикосекундных импульсов при использовании фосфосиликатных волокон, легированных висмутом [5]. Однако энергия импульсов в этом случае не превышала 9 нДж даже после их усиления.

В данной работе мы исследуем возможность генерации СЧДС в области 1,3 мкм во внешнем фосфосиликатном резонаторе. Схема исследуемого лазера состоит из волоконного лазера накачки и внешнего волоконного кольцевого рамановского резонатора. Так как генерация сильночирпованных диссипативных солитонов возможна только в области нормальной дисперсии, значения этого параметра были предварительно измерены для ряда доступных волокон. Для используемого фосфосиликатного волокна она оказалась нормальной и составила порядка 12 пс²/км. Лазер накачки генерирует диссипативные солитоны, которые после предварительного растяжения и усиления заводятся во внешний резонатор. Длина внешнего кольца выбрана так, чтобы частота повторения накачки была кратна четвёртой части частоты прохождения солитонов по кольцу. Т. е. внешний резонатор в четыре раза длине резонатора задающего генератора, что позволяет увеличить длину взаимодействия генерируемого излучения и накачки в фосфосиликатном волокне.



Рис. 1. Характеристики итоговых импульсов: (а) оптический и радио-частотный (внутри) спектры, (b) автокорреляционные функции до (внутри) и после сжатия.

В ходе работы была произведена оптимизация параметров лазера накачки, таких как энергия и длительность импульсов. Частота повторения составляла 15,35 МГц. Так же исследовалась генерация итоговых импульсов при различных коэффициентах выходного ответвителя. Оптимальным оказался коэффициент вывода 20%. Энергия импульсов на выходе достигла 1,6 нДж, ширина спектра превышала 10 нм, а центральная длина волны генерации составила 1245 нм. Прямоугольная форма спектра и форма автокорреляционной функции соответствовали случаю генерации СЧДС [6]. Сжатие производилось при помощи компрессора на дифракционных решётках. В результате длительность импульсов уменьшилась с 72 пс до 570 фс [7].

Таким образом, в ходе работы была получена генерация импульсов на длине волны ~1245 нм с энергией 1,6 нДж, частотой повторения 15,35 МГц и шириной спектра больше 10 нм. Длительность импульсов после сжатия составила 570 фс. В результате дальнейшей оптимизации и усиления данный источник может быть интересен для применений в биологии, в первую очередь, для многофотонной микроскопии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 18-32-00409), работа С.А.Бабина поддержана Комплексной программой фундаментальных научных исследований СО РАН «Междисциплинарные интеграционные исследования», проект №38 (0319-2017-0011).

- [1] D. S. Kharenko et al, Opt. Lett., 37, 4104-4106 (2012)
- [2] D. Churin et al, Opt. Lett., 40, 2529-2532 (2015)
- [3] Xu, C., and Wise, F. W., Nat. Photonics 7, 875-882 (2013)
- [4] L. Rishoj, G. et al, Conf. Lasers Electro-Optics, STh3O.3 (2016)
- [5] A. M. Khegai et al, Quantum Electron., 46, 1077–1081 (2016)
- [6] S. Smirnov et al, Opt Express, 20, 27447 (2012)
- [7] D. S. Kharenko et al, Opt Express, 26, 15084 (2018)

Генераторы суперконтинуума на основе гольмиевых лазерных систем

<u>В.А. Камынин</u>^{1,*}, С.А. Филатова¹, И.В. Жлуктова¹, А.И. Трикшев¹, О.И. Медведков², В.М. Машинский², С.Я. Русанов¹, В.Б. Цветков^{1,3}

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН ²Научный центр волоконной оптики РАН ³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» *E-mail: kamyninva@gmail.com*

DOI:10.31868/RFL2018.82-83

Источники суперконтинуума (СК) ближнего и среднего инфракрасного спектральных диапазонов в последнее время нашли широкое применение в различных областях: спектроскопия [1], метрология, телекоммуникация [2,3], оптическая когерентная томография [4], комб-спектрометры и т.д. Как следствие, разработка сравнительно простых в использовании и мобильных источников широкополосного импульсного излучения остается актуальной задачей. Особый интерес представляют полностью волоконные источники СК, работающие в спектральном диапазоне 2-3 мкм. Стоит отметить, что одной из текущих тенденций в генерации суперконтинуума является реализация "плоских" спектров - спектров с минимальной вариацией амплитуды по спектральному диапазону.

Данная задача может быть успешно решена с использованием импульсных источников на базе оптических волокон, легированных ионами иттербия, эрбия или тулия, однако наибольшие длины волн генерации в волокнах на кварцевой основе могут быть достигнуты с использованием ионов гольмия. Таким образом, используя различные комбинации таких элементов, как задающий импульсный гольмиевый лазер, гольмиевый усилитель и нелинейные волокна можно получить семейство источников с различной длинноволновой границей и спектральной плотностью.

В текущей работе представлены генераторы СК с использованием полностью волоконного гольмиевого лазера, работающего в режиме синхронизации мод (длительность импульса ~1 пс, центральная длина волны ~ 2.1 мкм), а также несколько каскадов гольмиевых волоконных усилителей и нелинейных сред. Подобные комбинации оптических элементов позволяют получить генерацию СК в спектральном диапазоне от 1.9 до 2.7 мкм.



Рис.1 Схема получения импульсного лазерного излучения с длиной волны 2.2 мкм.

Кроме того, использование дополнительных спектрально-селективных элементов в схеме (рис. 1) позволяют выделить последовательности импульсов на определенной длине волны.



Рис. 2 (а) – Суперконтинуум, полученный в линейной схеме, (б) – усиленная спектральная компонента на длине волны 2.2 мкм.

На Рис. 2 продемонстрированы спектры суперконтинуума, полученного в точке A (рис.1) и усиленная выделенная спектральная компонента на длине волны 2.2 мкм (точка Б, рис. 1).

Таким образом, источники СК, построенные на основе волокон, легированных ионами гольмия позволяют решить ряд задач в спектральном диапазоне 2-3 мкм, при этом сохраняя технологичность ближнего ИК диапазона.

Работа выполнена при поддержке Президиума Российской Академии Наук в рамках программы фундаментальных исследований № І.7 «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

- [1] Y. S. Rumala, R. Dorsinville et al. Springer,. C. 405-424 (2016);
- [2] M. N. Petrovich et al. Optics express. T. 21. №. 23. C. 28559-28569 (2013);
- [3] H. Takara et al., *Electronics Letters*. T. 41. №. 5. C. 270-271 (2005);
- [4] I. Hartl, X. D. Li, et al. Opt. Lett., 26, 608-610 (2001).

Исследование когерентных характеристик суперконтинуума в высоконелинейных волокнах

<u>В.А. Петров^{1*}</u>, И.И. Корель¹, Г.В. Купцов²

¹ Новосибирский государственный технический университет ² Новосибирский государственный университет * E-mail: <u>petrov.nstu(@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.84-85

Источникам фемтосекундного лазерного излучения находят все более широкое применение в различных областях науки, таких как фемтохимия и медицина, а также с их помощью решается ряд прикладных задач, к одной из которых относится создание стандартов частоты. Особенно важным для данной задачи является стабильность временных и частотных параметров излучения, их когерентные свойства.

В данной работе исследуются когерентные характеристики суперконтинуума в высоконелинейных волокнах. Эволюция прохождения последовательности спектрально ограниченных импульсов в высоконелинейном волокне выполнена согласно модели, представленной в [1]. Моделирование проводилось для импульсов с центральной длины волны в области 1 мкм, шириной спектра ~ 10 нм, длительность спектрально ограниченных импульсов ~ 150 фс, пиковая мощность до 1 Вт. Изменение спектра выходных импульсов в зависимости от длины волокна наблюдалось аналогичное результатам моделирования [2].



Рисунок 1. Временной профиль (верхний рисунок), спектр (средний рисунок) и автокорреляционная функция (нижний рисунок) усредненного по цугу импульса

Существует ряд экспериментальных методик оценки когерентных свойств цуга импульсов, например, метод взаимной корреляции частотно-разрешенного оптического стробирования (XFROG) [3]. В качестве критерия оценки когерентности цуга импульсов использовалась модель, представленная в [3]. При этом показано, что уровень нестабильности амплитуды в цуге импульсов на уровне ~ -10 дБ существенно не влияет на когерентность всего цуга. Кроме того, предложена модель оценки когерентности спектральных компонент импульса на основе автокорреляционной функции второго порядка (Рис.1).

появление несфазированных компонент В случае В максимуме автокорреляционной функции наблюдается дополнительный максимум, пропорциональный количеству этих компонент. Произведя фильтрацию несфазированных компонент в спектре можно существенно уменьшить амплитуду дополнительного пика в максимуме автокорреляционной функции, таким образом, получая оценку когерентности импульса. С помощью предложенного критерия оценки когерентности суперконтинуума определяется оптимальная длина высоконелинейного волокна.

- [1] G. P. Agrawal, Fiber-Optic Communication Systems, 4th ed. (Wiley, 2010).
- [2] J. M. Dudley et al, IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron. 8, 651 (2002).
- [3] M. Narhi et al, *PHYSICAL REVIEW LETTERS* **116**, *243901* (2016)

Газовый волоконный рамановский лазер с высокой средней мощностью излучения на длине волны 4,4 мкм

<u>М.С. Астапович</u>¹, А.Н. Колядин¹, М.М. Худяков^{1,2}, А.В. Гладышев^{1,*}, А.Ф. Косолапов¹, М.Е. Лихачев¹, И.А. Буфетов¹

¹Научный центр волоконной оптики РАН ²Московский физико-технический институт (государственный университет) ^{*}E-mail: alexglad@fo.gpi.ru

DOI:10.31868/RFL2018.86-87

Газовые волоконные лазеры на основе световодов с полой сердцевиной (СПС) перспективны для создания эффективных генераторов излучения среднего ИК диапазона. Активной средой таких лазеров является газ, заполняющий сердцевину СПС и обладающий дипольно-активными или комбинационно-активными переходами. При этом сильная локализация оптического излучения в полой сердцевине не только способствует эффективному взаимодействию излучения с активной средой, но и позволяет работать в среднем ИК диапазоне на длинах волн вплоть до ~5 мкм даже при использовании СПС, оболочка которых изготовлена из кварцевого стекла [1].

Применение кварцевых СПС револьверного типа позволило недавно реализовать лазеры среднего ИК диапазона на основе вынужденного комбинационного (рамановского) рассеяния (ВКР) в молекулярном водороде [2-4]. Используя в качестве источника накачки наносекундный эрбиевый волоконный лазер ($\lambda = 1,56$ мкм), была достигнута ВКР-генерация на длине волны 4,4 мкм со средней мощностью 250 мВт и квантовой эффективностью 36 % [4].



Рис.1. (а) Микрофотография поперечного сечения револьверного световода. Диаметр полой сердцевины составляет 75 мкм. (б) Зависимости средней выходной мощности ВКР-лазера от средней мощности накачки, введенной в полую сердцевину. Представленные зависимости соответствуют непреобразованной накачке $\lambda = 1,56$ мкм (красные точки), колебательной стоксовой компоненте $\lambda = 4,42$ мкм (черные квадраты) и вращательной стоксовой компоненте $\lambda = 1,72$ мкм (синие треугольники).

Целью данной работы является повышение эффективности и средней выходной мощности газового волоконного ВКР-лазера с длиной волны генерации 4,4 мкм, представленного раннее в [4]. Путем уменьшения спектральной ширины излучения лазера накачки нам удалось повысить квантовую эффективность ВКР-лазера до теоретического предела для ВКР-преобразования 1,56 — 4,4 мкм в наносекундном режиме. Кроме того, увеличение средней мощности лазера

накачки позволило более чем в 5 раз повысить среднюю выходную мощность ВКР-лазера на длине волны 4,4 мкм.

Газовый волоконный ВКР-лазер был собран по типовой схеме, представленной в [2]. В качестве задающего осциллятора использовался одночастотный полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью $(\lambda = 1.56$ мкм, ширина линии 2 МГц). В предыдущих работах оптические импульсы формировались путем прямой модуляции задающего осциллятора током накачки, что приводило к уширению линии генерации до ~0,1 нм. Это значение является достаточно большим и может приводить к снижению эффективности ВКР в газах, поэтому в данной работе мы применили новую схему формирования оптических импульсов. Излучение задающего осциллятора, работающего в непрерывном режиме, подавалось на полупроводниковый оптический усилитель. Оптические импульсы формировались путем модуляции тока питания этого усилителя внешним генератором. Затем излучение усиливалось в трех каскадах волоконных эрбиевых усилителей. Данная схема позволила уменьшить спектральную ширину излучения лазера накачки до значений не более 0,02 нм, что соответствует спектральному разрешению измерительной аппаратуры.

Кроме того, мощность накачки ($\lambda = 0,98$ мкм) и длина активного световода третьего каскада усиления волоконного эрбиевого лазера также были увеличены, что привело к повышению средней выходной мощности лазера накачки на длине волны 1,56 мкм до 10 Вт. При этом пиковая мощность излучения на длине волны 1,56 мкм составляла 24 кВт, а частота повторения и длительность импульсов равнялись 190 кГц и 2,2 нс, соответственно.

Излучение волоконного эрбиевого лазера накачки ($\lambda = 1,56$ мкм) с помощью линз вводилось в кварцевый револьверный световод (рис. 1а), аналогичный по своим характеристикам световоду, применявшемуся в работе [4]. Диаметр полой сердцевины составлял 75 мкм, что соответствует диаметру поля основной моды 55 мкм. Длина световода равнялась 3,5 м. Концы световода герметизировались в миниатюрных газовых ячейках, а полая сердцевина заполнялась молекулярным водородом под давлением 50 атм при комнатной температуре.

В результате проведенной оптимизации квантовая эффективность ВКРлазера на длине волны 4,4 мкм была повышена до 53 %, что практически соответствует теоретическому пределу (55 %) для ВКР-преобразования наносекундных импульсов в молекулярном водороде. Кроме того, средняя выходная мощность стоксовой компоненты на длине волны 4,4 мкм достигла 1,4 Вт (рис. 1б), что более чем в 5 раз превосходит опубликованные ранее значения и демонстрирует перспективность газовых волоконных ВКР-лазеров, как источников излучения среднего ИК диапазона.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №16-19-10513).

- [1] C. Wei, R. J. Weiblen et al., Adv. Opt. Photon., 9, 504-561 (2017)
- [2] A.V. Gladyshev, A.F. Kosolapov et al., IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., 24, 0903008 (2018)
- [3] А. В. Гладышев, А. Ф. Косолапов и др., Квантовая электроника, 47(5), 491–494 (2017)
- [4] А. В. Гладышев, А. Ф. Косолапов и др., Квантовая электроника, 47(12), 1078–1082 (2017)

Разрушение волоконных световодов с полой сердцевиной под действием лазерного излучения

<u>А.Н. Колядин^{*}</u>, А.Ф. Косолапов, И.А. Буфетов

Научный центр волоконной оптики РАН ^{*}E-mail: antonkolyadin@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.88-89

Впервые наблюдался процесс распространения волны разрушения по волоконному световоду с полой сердцевиной, заполненной воздухом, под действием лазерного излучения. В световод с диаметром полой сердцевины 20 мкм вводилось излучение импульсного неодимового одномодового лазера. Средняя скорость движения волны разрушения составляла ~0.8 м/с при средней мощности излучения около 2 Вт.

Распространение лазерной волны разрушения наблюдалось ранее в волоконных световодах различного типа с твердотельной сердцевиной. В световодах на основе кварцевого стекла при сравнительно низких интенсивностях излучения в сердцевине данное явление получило название fuse effect [1]. При повышении интенсивности теплопроводностный, медленный, распространения оптического переходил быстрый, режим разряда В детонационный [2]. В случае халькогенидных и флюоридных световодов наблюдалось полное разрушение световодов вместе с оболочкой при одновременном химическом взаимодействии материала световодов с атмосферными газами [3]. В настоящей работе исследовался процесс разрушения световодов (из кварцевого стекла) с полой сердцевиной револьверного типа. Вид поперечного сечения такого световода представлен на Рис.1d.



Рис.1 Фотографии световода. Вид сбоку (a-c). Размер по горизонтали – 3,5 мм. Сверху вниз: а) световод до разрушения, b) световод во время разрушения, снятый камерой с открытым затвором, c) световод после разрушения; d) фотография поперечного сечения световода.

Фотографии сделаны с помощью оптического микроскопа (рис.1, а-с). Световод был зачищен от полимерного покрытия и помещён в иммерсионную жидкость, поэтому внешние границы световода не видны. Фотографии на рис. 1а-с получены при одном увеличении и отображают один и тот же участок световода до, во время и после разрушения. Фотографии на рис.1а и 1с получены с оптимальной для каждого случая выдержкой при подсветке снизу (рис.1а) и сбоку (рис.1с). Фото на рис.1b сделано без подсветки при открытом на все время прохождения волны разрушения по световоду затворе. На рис. 1a ширина темной горизонтальной полосы соответствует внутреннему диаметру стеклянной оболочки (рис. 1d). Области повышенной яркости на рис.1b соответствуют областям с большей степенью разрушения капилляров на рис. 1с.



Рис.2 а) момент инициирования; b) момент движения светящейся волны разрушения по световоду; c) световод упал, оборвавшись по месту окончания полимерного покрытия.

Излучение лазера вводилось В полую сердцевину световода с эффективностью 72%. Лазер работал в режиме одновременной модуляции добротности и синхронизации мод. Внутри импульса модуляции добротности (200 нс) проходили импульсы длительностью около 100 пс и частотой следования 76 МГц (около 15 импульсов за 200 нс). Процесс разрушения инициировался с помощью металлического лезвия, которое подносилось вплотную к выходному торцу световода (рис.2а). Перед «поджигом» световода на его выходе средняя мощность составляла 2 Вт, что соответствует пиковой мощности 1МВт.

Как видно из рис.1с, диаметр области разрушений (трещин) лишь незначительно (на ~30%) превышает внутренний диаметр сплошной стеклянной оболочки (36 мкм). При использовании же световода с толщиной стеклянной оболочки 15 мкм (а не 31 мкм, как у световода на рис. 1а-d) трещины развиваются по всей толщине оболочки, и только внешний слой полимера позволяет ему сохранять свою форму. Когда же разрушение доходит до области без полимерного покрытия, то световод обламывается под собственным весом (рис.2). Полученные данные указывают на реализацию светодетонационного режима распространения оптического разряда по газу в сердцевине (аналогично [2]).

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант РФФИ 18-02-00324).

- [1] R. Kashyap. Optics Express, 21, 6422-6441 (2013).
- [2] A.A. Frolov, I.A. Bufetov et al. Proc. of SPIE 6193, 61930W (2006).
- [3] E.M. Dianov, I.A. Bufetov et al. *Electronics Letters*, **38**, 783-784 (2002).

Генерация третьей гармоники в РДС кристаллах от волоконного ВКР лазера как подход для получения непрерывного синего излучения

А.А. Сурин^{1,*}, А.А. Мольков^{1,2}, Т.Е. Борисенко¹, К.Ю. Прусаков^{1,2}

¹НТО «ИРЭ-Полюс» ²Московский физико-технический институт (Государственный Университет) ^{*}E-mail: <u>asurin@ntoire-polus.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.90-91

Компактные и надежные синие лазерные источники большой мощности (более 1 Вт) востребованы для различных применений, таких как спектроскопия, голография, проецирование изображений и др. Для получения синего излучения с мощностью в несколько единиц ватт часто используют традиционный синхронизм в нелинейно-оптических кристаллах при внутрирезонаторной генерации второй гармоники (ГВГ) от твердотельного лазера [1,2]. Для упрощения оптической схемы можно применять однопроходную схему генерации гармоники в кристаллах с регулярной доменной структурой (РДС кристаллы). Однако, по литературным данным, максимальная выходная мощность таких лазерных источников ограничена значением 190 мВт [3].

В работе [4] был предложен простой метод для получения интенсивного непрерывного лазерного излучения на любой длине волны из спектрального диапазона 560 – 770 нм. Их метод основан на однопроходной ГВГ в РДС кристалле от излучения волоконного ВКР лазера. В работах [5,6] этот подход был доработан и улучшен для получения бо́льших мощностей и эффективностей преобразования в диапазоне длин волн, упомянутом выше. В нашей работе мы расширили данный метод для получения лазерного излучения в синем спектральном диапазоне. Мы использовали схему однопроходной генерации третьей гармоники (ГТГ) от волоконного ВКР лазера с длиной волны излучения 1316 нм в РДС кристалле стехиометрического танталата лития для получения излучения с длиной волны 438 нм. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Нами был разработан линейно-поляризованный волоконный ВКР лазер с длиной волны излучения 1316 нм с максимальной выходной мощностью 45 Вт и спектральной шириной линии 0.224 нм (FWHM).

Для генерации второй гармоники ИК излучение накачки было сфокусировано в РДС кристалл конгруентнтого танталата лития, помещенного в термостат, позволяющий контролировать температуру с точностью 0.1 °C. Мы получили 8.1 Вт излучения с длиной волны 658 нм с эффективностью преобразования 18%.

Затем излучение накачки на 1316 нм и второй гармоники фокусировалось в РДС кристалл стехиометрического танталата лития для генерации суммарной

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

частоты. Кристалл также был помещен в термостат, аналогичный использованному для ГВГ. Для фильтрации синего излучения от излучения первой и второй гармоник было использовано два дихроичных зеркала. Мы получили на выходе более 1.2 Вт непрерывного одномодового линейно-поляризованного лазерного излучения с длиной волны 438 нм с эффективностью преобразования от излучения накачки 1316 нм 3.3%. Спектр излучения и кривые температурного синхронизма представлены на рисунке 2. Искажение формы кривых говорит о тепловых ограничивающих факторах в кристалле.



Рис. 2. Спектр излучения (слева) и кривые температурного синхронизма (справа)

Данные результаты, по нашим сведениям, является мировым рекордом по получению непрерывного лазерного излучения в синем спектральном диапазоне, в частности на длине волны 438 нм, путем генерации гармоник в РДС кристаллах.

Тем самым, в данной работе было продемонстрировано, что описанный в [5,6] подход позволяет получать не только видимое лазерное излучение в диапазоне длин волн от 530 до 660 нм, но он также может быть расширен для получения одномодового излучения в ультрафиолетовом и синем диапазоне спектра.

- [1] Z. Quan, Y. Yi, L. Bin, Q. Dapeng, and Z. Ling, J. Opt. Soc. Am. B 26, 1238-1242 (2009).
- [2] Y. Kong, X. Lin, R. Li, Z. Xu, X. Han, Optics Express 14, 6543-6549 (2006).
- [3] K. Mizuuchi, et al, Japanese Journal of Applied Physics 43, L1293 L1295 (2004).
- [4] D. Georgiev, et al, *Optics Express* **13**, 6772-6776 (2005).
- [5] A.A. Surin, et al, *Quantum Electronics* **46**, 1097 1101 (2016).
- [6] Surin A.A., Borisenko T.E. and Larin S.V., Optics Letters 41, 2644-2647 (2016).

Стендовая сессия

Поляризационно-селективная генерация в фотонно-кристаллической структуре с монослоем наночастиц

И.А. Глухов^{1,*}, С.Г. Моисеев^{1,2}, Ю.С. Дадоенкова¹, И.О. Золотовский¹

¹Ульяновский государственный университет ²Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН ^{*}E-mail: glukhov91@yandex.ru

DOI:10.31868/RFL2018.93-94

Применение фотонно-кристаллических структур (ФКС) с усиливающими компонентами открывает возможность создания компактных полупроводниковых лазеров с резонатором, работающим в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах. В то же время одним из основных препятствий для получения стабильной генерации в таком резонаторе может быть одновременное усиление волн с различными поляризациями, что приводит к возникновению крайне нежелательных поляризационных и амплитудных неустойчивостей, нарушающих стабильную работу лазера. Решением этой проблемы может быть использование тонкопленочного субволнового поляризатора, встроенного непосредственно в структуру ФКС. Данное решение позволит обеспечить компактность и минимизирует возможные оптические потери.

Настоящая работа посвящена изучению возможности использования тонкого полупроводникового слоя с включением металлических наночастиц сферической формы в качестве интегрированного поляризатора.



Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры: два брегговских зеркала и композитный слой между ними. Композитный слой содержит монослой металлических наночастиц эллипсоидной формы.

Спектральные характеристики рассматриваемой резонаторной структуры рассчитываются при помощи матриц переноса. Рассматривается среда, имеющая N интерфейсов, под которыми понимаются как границы раздела объемных сред, так и монослой наночастиц. Интерфейсы ориентированы перпендикулярно оси z системы координат (рис. 1). Пространство между интерфейсами заполнено однородными изотропными средами с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_A = 12,25-0,007i$ и $\varepsilon_B = 11,56-0,007i$. Композитный слой выполнен на основе диэлектрика с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_C = \varepsilon_A$ и имеет толщину $d_C = 2d_A$. Толщины слоев d_A и d_B обеспечивают выполнение условия брэгговской дифракции на длине волны $\approx 1,75$ мкм, при этом коротковолновый край фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) всей ФКС приходится на длину волны 1,55 мкм.

слоистую структуру в направлении Ha оси *z* падает плоская монохроматическая волна, которая вследствие переотражений на интерфейсах создает встречные волны во всех слоях структуры. В рамках теории матриц переноса спектральные характеристики ФКС определяются матрицей переноса $\hat{G}_{x,y} = \hat{F}_1 \hat{F}_2 \hat{F}_3 \cdots \hat{F}_{x,y} \cdots \hat{F}_N$, сформированной перемножением матрицы переноса через монослой наночастиц $\hat{F}_{x,y} = [[1,0], [-2\varepsilon_c r_{x,y} / t_{x,y}, 1]]$ и матриц переноса через $\hat{F}_{j} = [[\cos \delta_{j}, -i\varepsilon_{j}^{-1/2}\sin \delta_{j}], [-i\varepsilon_{j}^{1/2}\sin \delta_{j}, \cos \delta_{j}]],$ диэлектрические слои где $\delta_i = k_0 \varepsilon_i^{1/2} d_i$ – фазовые толщины слоев. Наночастицы монослоя имеют сфероидную форму, ориентированы в его плоскости в одном направлении, что приводит к существенной зависимости амплитудных коэффициентов отражения (r_{x,v}) и пропускания (t_{x,v}) от поляризации световой волны вблизи локализованных поверхностных плазмонных резонансов наночастиц.

На рис. 2 приведен спектр пропускания ФКС в условиях, когда световой вектор падающей волны ориентирован поперек (штриховая линия) или вдоль (сплошная линия) направления ориентации сфероидных частиц. Для продольной поляризации возбуждается локализованный поверхностный плазмонный резонанс наночастиц, приходящийся на длину волны 1,55 мкм, что приводит к подавлению генерации ФКС в данной области спектра. Для поперечной поляризации плазмонный резонанс наночастиц возбуждается вдали от ФЗЗ слоистой структуры, что позволяет реализовать генерацию на длине волны 1,55 мкм. Полученный эффект может быть использован для поляризационного управления лазерным излучением.



Рис. 2. Спектры пропускания в области фотонной запрещенной зоны усиливающего ФКС с монослоем наночастиц для поляризации вдоль (сплошная линия) и перпендикулярно (штриховая линия) направлению ориентации полярной оси наночастиц.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты 3.5698.2017/9.10, 3.8388.2017/ИТР), Российского научного фонда (проект 18-12-00457) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 17-02-01382, 18-42-730007).

Борновское приближение в задачах рассеяния на наночастицах

Д.А. Шапиро^{1,2}, <u>А.С. Берёза</u>^{1,*}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>alex.bereza2010@yandex.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.95-96

Для современных технологий фотоники и наноплазмоники требуется расчет ближнего поля электромагнитной волны, рассеянной на частице. Только немногие задачи позволяют получить аналитическое решение в фотонике; таковым является классический случай рассеяния на одном цилиндре [1], рассеяние на двух цилиндрах [2] и двух идеально проводящих сферах [3] в квазистатическом пределе в биполярных координатах. Одним из способов получения аналитического решения является борновское приближение, суть которого заключается в том, чтобы для слабого рассеивателя вместо полного поля внутри рассеивающего потенциала использовать падающее поле. Однако, традиционный борновский ряд не позволяет точно учесть граничные условия в системам с резкой границей.

Шелью ланной является построение работы модифицированного борновского приближения для задачи рассеяния электромагнитной волны на нанообъектах. Для чего в задаче выделяют возмущенную и невозмущенную среды; Для последней должно быть известно решением в аналитическом виде, основываясь на котором, строится специальная функция Грина [4]. Тем самым задача сводится к возмутителю, помещенному в модифицированную среду, характеристики которой описываются специальной функцией Грина. После выводятся интегральные соотношения, связывающие внешнее поле и поле внутри возмутителя, из которых методом последовательных приближений получается решение в виде борновского ряда. Такое борновское приближение точно учитывает все граничные условия.

Данный метод был рассмотрен на примере задачи рассеяния электромагнитной волны на системе из двух параллельных цилиндров. Для случая s- и p- поляризаций была построена функция Грина и получена первая борновская поправка к рассеянному полю, а так же рекуррентные соотношения для нахождения последующих поправок. Оценен диапазон применимости решения. Проведено сравнение с двумя независимыми численными решениями: методом граничных элементов [4] и методом точечных диполей [5]. Первое борновское приближения подходит для определения качественного характера рассеяния, второе и последующие могут быть использованы для описания его количественных характеристик. Метод обобщен на случай большего числа тел произвольной формы.



Рис.1. Угловая диаграмма для квадрата модуля рассеянного поля: BEM – решение, полученное методом граничных элементов, DDA - методом точечных диполей, Born – решение с учетом третьего борновского приближения.

- [1] L. Rayleigh, Philosophical Magazine, Series 6 36, 365–376 (1918).
- [2] P. E. Vorobev, *JETP* **110**, 193–198 (2010).
- [3] I. E. Mazets, Technical Physics 45, 1238–1240 (2000).
- [4] A.S. Bereza, A. V. Nemykin, S V. Perminov, L. L. Frumin and D. A. Shapiro, *Phys. Rev. A*, 95(6):063839, (2017).
- [5] O. V. Belai, L. L. Frumin, S. V. Perminov, and D. A. Shapiro, *EPL* 97, (2012)

Статистика интенсивности в случайном волоконном лазере

С.С. Вергелес^{1,2}, <u>Л.Л. Огородников</u>^{1,3,4,*}

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия ²Национальный исследовательский университет Высшая Школа Экономики ³Московский физикотехнический институт (ГУ) ⁴Сколковский институт науки и технологий ^{*}E-mail: noel95@mail.ru

DOI:10.31868/RFL2018.97

В последнее время большой интерес вызывают исследования в активно развивающейся области физики, связанной со случайными волоконными лазерами. Их создание и развитие имеют большое значение для различных телекоммуникационных средств связи и распределенных сенсорных систем [1-4].

В [5] построена волновая кинетическая теория для активных циклических слабонелинейных волновых систем, которая может быть использована для описания работы случайного волоконного лазера. В частности, были установлены спектры излучения при разных мощностях порога генерации, зависимость интенсивности излучения от частоты и зависимость ширины спектра от выходной мощности, которые хорошо описывают имеющиеся экспериментальные результаты [5].

Одним из неисследованных вопросов, связанных со случайным волоконным лазером, является статистика излучения данного лазера. Такие процессы, как спонтанное излучение, а также взаимодействие различных гармоник, приводят к формированию гауссовой статистики амплитуды, то есть релеевской статистике интенсивности. Однако, экспеиментально [6] в подобных системах наблюдаются сильные флуктуации выходного сигнала. Подобные флуктуации могут возникать за счёт Керровской нелинейности, поэтому функция распределения выходной интенсивности может иметь отличие от релеевского вида.

Целью данной работы является нахождение статистики излучения. Поставленная задача решается путем вычисления корреляционных моментов интенсивности высших порядков и построения по ним функции распределения.

В данной работе производится вычисление коррелятора четвертого порядка с использованием диаграммной техники Уайльда в первом и во втором порядке по теории возмущений по малому параметру нелинейности. В первом порядке по параметру нелинейности вычисляются моменты высших порядков и строится функция распределения интенсивности выходного излучения [6].

- [1] S.K. Turitsyn et. al., *Physics Reports* **542**, 133-193 (2014).
- [2] Звелто О. "Принципы лазеров", 4-е изд., СПб.: Издательство «Лань», 2008.
- [3] S.K. Turitsyn et. al. *Nature Photonics* **4**, 231-235 (2010).
- [4] D.S. Wiersma, Nature Physics 4, 359-367 (2008).
- [5] D.V. Churkin et. al., Nature Communications, 2 (2015).
- [6] L.L. Ogorodnikov, S.S. Vergeles Opt. Lett, 43, 651-654 (2018).

Андерсоновская локализация в синтетической фотонной решетке за счет случайного распределения коэффициента деления

А.В. Паньков^{*}, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин

Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>dabrdadub@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.98-99

За последние несколько десятилетий локализация света привлекла к себе большое количество внимания. Эффект андерсоновской локализации, который изначально был сформулирован для электронов в неупорядоченных системах [1], был затем теоретически и экспериментально продемонстрирован для света в различных фотонных системах: в разупорядоченных двумерных фотонных решетках [2], в синтетических фотонных решетках [3], и даже в биологических наноструктурах натурального шелка [4].

В данной работе численно изучается локализация в синтетической фотонной решетке (СФР) – системе, состоящей из двух оптоволоконных колец различной длины, соединенных настраиваемым оптоволоконным делителем (Рис. 1а). Из-за разницы в длине петель, импульс, помещенный в одну из них, создает последовательность импульсов в каждой из петель, которые интерферируют при каждом обороте, тем самым создавая комплексную картину эволюции. Можно показать, что эволюция импульсов в такой системе эквивалентна эволюции света в одномерной ячеистой фотонной решетке.

Ранее нами уже был экспериментально продемонстрирован эффект андерсоновской локализации в такой решетке, возникающий при внесении случайного набега фаз при движении по решетке [3]. В данной работе в качестве источника беспорядка выступает оптоволоконный делитель с настраиваемым коэффициентом деления θ , а не фазовая модуляция.

Случайное распределение коэффициента деления определялось как $\theta_n = \pi/4 \pm \text{rand}(\Delta \theta_{\text{max}})$, где $\pi/4$ соответствует делителю 50%/50%, функция rand(x) дает случайное число в диапазоне от 0 до x, а величина $\Delta \theta_{\text{max}}$ определяет силу беспорядка и варьирует в пределах от 0 до $\pi/4$.

Было изучено влияние случайно распределенного коэффициента деления θ_n на эволюцию импульса, введенного в короткую петлю СФР. Для этого мы проводили расчет эволюции системы, и усредняли ее по 10000 реализациям случайного распределения коэффициента θ_n . Результаты расчета демонстрируют локализации (Рис.1б). наличие андерсоновской Для количественного определения уровня локализации был посчитан коэффициент заполнения $P(m) = \sum_{n} (|U_{n}^{m}|^{2})^{2} / \sum_{n} |U_{n}^{m}|^{4}$. Чем шире волновой пакет U_{n}^{m} , тем выше коэффициент заполнения. Этот параметр также усреднен по ансамблю из 10000 реализаций для различных сил беспорядка (Рис. 1в). Числа заполнения выходят на постоянную величину уже спустя менее 100 обходов, что говорит о наличии андерсоновской локализации.

Дополнительно нами были посчитаны усредненные по 2000 реализациям обратные коэффициенты заполнения (1/P(m)) и их флуктуации $\delta(1/P(m))$ на фиксированном обходе m=1000 в зависимости от плавно возрастающей силы беспорядка $\Delta \theta_{max}$. В результате мы получили квазилинейный рост как обратного

log10|v| Короткая петля. θ =0.25 $\pi \pm \Delta$ 0.25 π 1000 800 Номер обхода 600 400 200 ΔL 100 200 300 400 500 Номер слота п б) a) Коэффициент заполнения Короткая петля 2.5 би 0.5 $\Delta \theta_{max}(\pi)=0.25\pi$ 2 $\Delta \theta_{max}(\pi)=0.15\pi$ 0.4 ++++++++++ $\Delta \theta_{max}(\pi)=0.1\pi$ log₁₀(P(m)) A=0 25 E 0.3 1.5 ₽ 0.2 йя 0.1 0. O6pa 0 0 200 1000 0.05 0.1 0.15 0.2 0.25 400 600 800 $\Delta \theta_{\mathsf{max}}(\pi)$ Номер обхода т в) г)

коэффициента заполнения, так и его флуктуации (Рис. 1г), что также является подтверждением наличия андерсоновской локализации в такой системе [5].

Рис.1. а) Синтетическая фотонная решетка б) Эволюция импульсов с синтетической фотонной решетке со случайными изменениями коэффициента деления с силой беспорядка $\Delta \theta_{max} = 0.25\pi$ в) Коэффициент заполнения в зависимости от номера обхода m при различной силе беспорядка $\Delta \theta_{max}$ г) Усредненные по 2000 реализациям обратные коэффициенты заполнения и их флуктуации на обходе m=1000 для различной силы беспорядка $\Delta \theta_{max}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (16-12-10402).

- [1] Anderson, P. W., *Physical review*, 109(5), 1492 (1958)
- [2] Schwartz, Tal, et al., Nature 446 52-55 (2007)
- [3] Vatnik, Ilya D., et al., Scientific reports 7.1, 4301 (2017)
- [4] Choi, Seung Ho, et al., Nature communications 9.1, 452 (2018)
- [5] Segev, M.,, et al., Nature photonics 7, 197 (2013)

Восстановление формы датчика изгибных деформаций на основе ВБР записанных в многосердцевинном волоконном световоде

<u>М.Ю. Котюшев^{1,*}</u>, С.С. Якушин¹, А.А. Вольф^{1,2}, А.В. Достовалов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет ²Институт автоматики и электрометрии СО РАН *E-mail: mkotyushev@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.100-101

Техническое развитие в области создания многосердцевинного оптического волокна, а также в области записи волоконных брэгговских решеток (ВБР) в последние годы позволило датчикам на основе этих технологий обрести широкое применение. Такие датчики позволяют измерять различные физические параметры волокна, такие как изгиб [1] и кручение [2], и обладают рядом преимуществ по сравнению с датчиками на электронных приборах, например, устойчивость к ЭМ- излучению и высокой температуре [3]. Это позволяет им находить применение в таких прикладных областях, как медицина, нефтедобыча, авиастроение и строительство.

В ходе данной работы была разработана и протестирована теоретическая модель распределенного датчика изгибных деформаций на основе массива ВБР, записанных в многосердцевинном волоконном световоде. Модель позволяет восстанавливать форму датчика путем анализа смещений значений резонансных длин волн ВБР относительно положения равновесия.

Для верификации разработанной модели были проведены эксперименты по восстановлению формы участка изогнутой тефлоновой трубки путем протяжки через него датчика изгибов, состоящего из массива ВБР, записанных при помощи технологии фемтосекундной записи [4]. Известная форма участка трубки сравнивалась с формой, полученной в ходе эксперимента, вычислялось абсолютное отклонение соответствующих точек двух кривых:

$\Delta S = \left| \vec{r}_{\text{Teop}}(l) - \vec{r}_{\text{эксп}}(l) \right|$

где l – координата вдоль теоретической кривой, $\vec{r}_{\text{теор}}$ и $\vec{r}_{\text{эксп}}$ – точки соответствующих кривых. На рис. 1 приведено сравнение теоретической и экспериментальной кривой, на рис. 2 приведена метрика ΔS данного эксперимента.



Рис.1. Сравнение экспериментальной и теоретической кривой.



Рис. 2. Метрика сравнения *ΔS* экспериментальной и теоретической кривых.

В результате экспериментов было получено максимальное отклонение между теоретической и экспериментально восстановленной кривой в 23.39 мм. Работа выполнена при поддержки гранта РНФ (18-72-00139)

- [1] Moore Jason P, Rogge Matthew D, Optics Express 20, 2967 (2012)
- [2] Budinski V, Donlagic D., Sensors 3, 443 (2017)
- [3] Я. Буймистрюк Г., *Control Engineering* **3**, 34-40 (2013)
- [4] Thomas J., Laser & Photonics Reviews 6, 709-723 (2012)

Оптимизация волоконного ВКР-лазера на основе массива волоконных брэгговских решеток

М.И. Скворцов^{1,2}, <u>С.Р. Абдуллина</u>^{1,*}, А.А. Власов¹, Е.А. Евменова¹, И.Д. Ватник^{1,2}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>abdullina.sofia@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.102-103

Известно, что для генерации волоконных ВКР-лазеров может использоваться случайная распределенная обратная связь (СРОС), возникающая в световоде из-за рэлеевского рассеяния на естественных флуктуациях показателя преломления [1] либо его искусственно созданных модуляциях, таких как волоконая брэгговская решетка (ВБР) со случайными фазовыми сдвигами или массив ВБР, записанных через интервалы случайной длины. По сравнению со случайными ВКРлазерами на рэлеевском рассеянии, применение случайных решёток позволяет значительно уменьшить длину резонатора и получить одночастотный режим генерации ВКР-лазера.

Первая реализация ВКР-лазера со случайной ВБР длиной 1 м [2] продемонстрировала возможность получения узкополосного излучения (470 кГц) вблизи порога генерации, но максимальная мощность (15 мВт) и эффективность (0.8%) такого лазера были очень низкими. В работе [3] нами предложена и реализована схема, основанная на массиве случайных ВБР, записанном в 13-метровом участке пассивного волокна с сохранением поляризации Fujikura SM98-PS-U25D (при общей длине волокна около 17 м). Массив состоял из 57 решеток длиной 4 см с одинаковой брэгговской длиной волны ~1092.3 нм, но различными фазами и амплитудами. Расстояние между смежными решетками составляло около 19 см при точности позиционирования ~1 мм, вследствие чего между решетками формировался случайный фазовый сдвиг. Экспозиция в процессе записи ВБР определялась скоростью транслятора, которая задавалась генератором случайных чисел так, что коэффициент отражения решеток варьировался в диапазоне 10-15%. В непрерывный качестве источника накачки использовался линейнополяризованный лазер с длиной волны генерации 1045.2 нм мощностью до 16 Вт, пороговая мощность накачки составила 1.3 Вт. В работе получена более высокая эффективность (34%) и выходная мощность (5.7 Вт) по сравнению с результатами, продемонстрированными в [2], что стало возможным благодаря увеличению эффективной длины случайного лазера. Ширина линии генерации в припороговом режиме характеризовалась с помощью метода само-гетеродинирования и составила менее 100 кГц при мощности генерации 12.5 мВт, а при максимальной мощности не превышала 80 пм, что гораздо меньше, чем в [2].

В данной работе исследовалась возможность оптимизации параметров СРОС ВКР-лазера описанного типа. Для этого проводилось численное моделирование выходных характеристик лазера с применением модифицированной модели ВКР-лазера со СРОС за счет рэлеевского рассеяния [4]. При этом в балансных уравнениях учитывалась убыль мощности стоксовых компонент за счет отражения, а коэффициент обратной связи рассчитывался в приближении, когда массив ВБР рассматривается как распределенный вдоль всего резонатора случайный отражатель. Расчет проводился для конфигурации, реализованной в работе [3], с вариацией длины лазера (числа решеток в массиве) и конфигураций с различны-

ми соотношениями между коэффициентом отражения единичной ВБР и расстоянием между смежными ВБР. Кроме того, для оценки порога генерации были получены аналитические выражения.



Рис. 1. Спектры генерации стоксовой компоненты при различных уровнях выходной мощности для ВКР-лазера длиной ≈10 м.

На Рис. 1 приведены спектры генерации стоксовой компоненты, распространяющейся в обратном по отношению к накачке направлении, измеренные с помощью спектроанализатора при различных уровнях мощности в случае, когда длина лазера, описанного в [3], составляет около 10 м. В этой конфигурации пороговая мощность накачки уменьшилась до 0.74 Вт, а выходная мощность составила около 2.5 Вт при мощности накачки 12.6 Вт. В припороговом режиме наблюдается одночастотный режим аналогично [3], ширина линии генерации при максимальной мощности (90 пм) также оказалась близка [3]. В докладе будет представлено исследование влияния параметров резонатора ВКР-лазера данного типа на его выходные характеристики, что дает возможность выбора оптимальной конфигурации. Также будут представлены результаты по генерации смещенной линии (≈1140 нм) за счёт процесса четырехволнового смешения накачки и сигнала.

ВКР-лазер на основе массива ВБР благодаря узкой спектральной ширине и достаточно большой мощности может использоваться в сенсорных системах. Также его излучение можно эффективно преобразовать в видимую область спектра за счёт удвоения частоты в нелинейном кристалле или полингованном световоде. СРОС ВКР-лазер такого типа, реализованный в области 1.5 мкм может применяться в телекоммуникациях.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 14-22-0118). Авторы выражают благодарность за предоставленное оборудование ЦКП «Спектроскопия и оптика» (<u>http://ckp-rf.ru/ckp/3046/</u>).

- [1] Turitsyn S. K., Babin S.A. et al, Nat. Photon. 4, 231-235 (2010).
- [2] Gagné M., Kashyap R., Opt. Lett. 39, 2755-2758 (2014).
- [3] Скворцов М.И., Абдуллина С.Р., Власов А.А. et al, Квант. электроника 47, 696-700 (2017).
- [4] Vatnik I.D., Churkin D.V., Babin S.A. Opt. Exp. 20, 28033-28038 (2012).

Анизотропный световод типа «Панда» с фосфорогерманосиликатной сердцевиной, легированной висмутом

В.В. Вельмискин^{1,*}, А.Н. Денисов¹, К.Е. Рюмкин¹, С.В. Фирстов¹, А.М. Хегай¹, М.А. Мелькумов¹, Ф.В. Афанасьев², Е.М. Дианов¹

¹Научный центр волоконной оптики РАН ²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН ^{*}E-mail: vvv@fo.gpi.ru

DOI:10.31868/RFL2018.104-105

В данной работе разработан и изготовлен активный анизотропный световод типа «Панда» с фосфорогерманосиликатной сердцевиной, легированной висмутом, представлены основные волноводные и усилительные характеристики и определены области применения.

Легирование фосфоросилкитной матрицы стекла висмутом приводит к формированию активных центров, ответственных за люминесценцию и усиление в области 1,3 мкм [1]. На световодах с такой сердцевиной было реализовано большое количество лазерных устройств включая непосредственно импульсные и непрерывные лазеры, оптические усилители и суперлюминесцентные волоконные источники излучения [2]. Для расширения сферы применения такой активной среды и проведения дополнительных исследований перспективно изготовление анизотропных активных световодов.

Наиболее оптимальным способом изготовления активного анизотропного световода, легированного висмутом, в нашем случае является технология «Панда» [3]. Материнская заготовка световода была изготовлена методом MCVD, разница показателей преломления сердцевины и оболочки $\Delta n = 5,5 \times 10^{-3}$, концентрация висмута в сердцевине менее 0,1 мас.%. Заготовка была перетянута до 11,5 мм для изотовления сборки, в ней были просверлены отверстия на расстоянии 2,6 мм от центра с диаметром 3,7 мм. В данные отверстия были вставлены стержни из боросиликатного стекла, затем была сплавлена общая заготовка и вытянут волоконный световод.

Фотография торца вытянутого световода представлена на Рис. 1(а). Были измерены анизотропные характеристики световода, разность показателей преломления для перпендикулярных мод составила $\approx 10^{-4}$, что сопоставимо с параметрами коммерческих активных анизотропных световодов.



Рис.1. Фотография торца (а) и спектр поглощения (б) световода.

Спектр поглощения световода представлен на Рис.1(б). Поглощение на длине 1240 нм составляет 0,52 дБ/м и является типичным для эффективных активных фосфоросиликатных световодов, легированных висмутом.



Рис.2. Просветление (а) и спектр усиления (б) световода.

В световоде было измерено просветление сигнала на длине волны накачки 1240 нм (Рис. 2(а)). Поглощение большого сигнала составляет 0,06 дБ/м при малом 0,52 дБ/м. Таким образом световод просветляется в 8,7 раз, что является приемлемым для световодов такого типа. Спектр усиления световода (Рис. 2(б)) также сопоставим с типичными спектрами усиления изотропных висмутовых световодов. Таких образом введение стержней и наведение анизотропии не ухудшило оптические и усилительные свойства световода.

Такой активный световод незаменим в волоконно-оптических лазерах с синхронизацией мод и в любых специализированных применениях, требующих активную среду с поддержкой распространения определенной поляризации, он будет использован для изготовления лазерных устройств в последующих работах. Также на данном световоде планируется проведение исследований влияния поляризации накачки и сигнала на усиление, данные исследования будут полезны как с фундаментальной точки зрения, поскольку позволят получить новые знания о висмутовых центрах, так и с практической, поскольку важны при проектировании лазерных устройств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00927.

- [1] S.V. Firstov, I.A. Bufetov et al., Laser Physics Letters, 6, 665–670 (2009)
- [2] I. A. Bufetov, M. A. Melkumov et al., *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **20**, 111 (2014)
- [3] J. Noda, K. Okamoto et al., J. Lightwave Technol., 4, 1071 (1986)

Теоретическое исследование генерации излучения волоконного лазера с каскадным усилением

С.А. Ефремов¹, О.В. Штырина^{1,2}, <u>А.В. Иваненко</u>^{1,3,*}, И.А. Яруткина^{1,2}, А.С. Скидин^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет ²Институт вычислительных технологий СО РАН ³ООО «Техноскан-Лаб», г. Новосибирск ^{*}E-mail: ivanenko.aleksey@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.106-107

Современные лазерные системы с каскадным усилением позволяют получать нетривиальные характеристики излучения, а также позволяют реализовать электронно управляемые алгоритмы установки заданных режимов генерации [1,2]; так, наличие в резонаторе нескольких участков активных волокон применяется в лазерах с дисперсионным управлением, а также делает возможным достижение большего усиления излучения за счёт оптимального распределения усиления и потерь. Такое свойство может быть полезным в режиме импульсной генерации, где излишнее усиление ведет за собой развитие модуляционной неустойчивости и разрушение солитона.

Поскольку увеличение количества активных волокон влечет за собой увеличение количества степеней свободы в модели, описывающей систему, актуальным является вопрос о нахождении аналитических соотношений, которые позволяют снизить трудоёмкость получения численных результатов.

Для описания пространственно-временной динамики медленной огибающей внутри волокна традиционно используется неконсервативное нелинейное уравнение Шредингера:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma |A|^2 A + \sigma A.$$

Здесь β_2 и γ обозначают коэффициенты дисперсии и нелинейности, соответственно. Выбор σ определяется тем, в пассивной или активной среде моделируется динамика сигнала: $\sigma \equiv const < 0$ соответствует пассивному волокну, усиливающая среда, в свою очередь, описывается при $\sigma(z) = g/(1 + S(z)/S_{sat}) > 0$. Для поиска режимов генерации с установившимся балансом энергии внутри резонатора будем использовать балансные уравнения, описывающие динамику средней мощности $S = \int |A|^2 dt / T_R$ в усиливающем волокне:

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \frac{g}{1 + S(z)/S_{sat}} S \implies S(0) = S_{sat} \frac{gL - \ln(G)}{G - 1},$$

где коэффициент насыщенного усиления G = S(L)/S(0).

Любой лазер с каскадным усилением можно представить как пример кольцевого резонатора с *n* усиливающими элементами и мультипликативным учетом потерь, как это показано на рисунке 1(а). Тогда внутрирезонаторная динамика средней мощности полностью определяется множествами коэффициентов усиления сигнала $\{1 < G_i < \exp(g_i L_i)\}$ и потерь $\{R_i < 1\}$. Для устойчивой генерации требуется равенство величины, обратной к полным потерям $\Sigma = \prod R_i$, и полного внутрирезонаторного усиления $G_{total} = 1/\Sigma$. В качестве начального приближения распределения усиления будем использовать последовательность коэффициентов $\{G_i^0 = G_{total}^{1/n}, 1 \le i \le n\}$.

Учитывая все вышеизложенное, построим итерационный процесс:

$$\left\{S_{i}(0)^{j} = S_{sat} \frac{g_{i}L_{i} - \ln(G_{i}^{j})}{G_{i}^{j} - 1}\right\}, \left\{S_{i}(L_{i})^{j} = S_{i+1}(0)^{j}/R_{i}\right\} \implies \left\{G_{i}^{j+1} = \frac{S_{i}(L_{i})^{j}}{S_{i}(0)^{j}}\right\}$$

Данная система уравнений итерируется до выполнения условия с заданной погрешностью ε : $\max_{1 \le i \le n} |G_i^{j} - G_i^{j+1}| < \varepsilon$.

В случае сильнонелинейной внутрирезонаторной динамики в представленном алгоритме может быть использована более общая модель, включающая зависимость от мощности накачки и фоновых потерь в активном волокне [3]. Алгоритм легко обобщается за счет интегрируемости эффективной двухуровневой модели.

рис.1 приведены: конфигурации лазера Ha схема (a), график внутрирезонаторной динамики средней мощности сигнала (b) и зависимость мощности излучения от количества активных элементов (с). В ходе расчетов использовались следующие параметры активного волокна [4]: g_i=4.73 дБ, S_{sat} =0.025 Вт, L_i =1 м. Потери между усиливающими участками равны 0.3 дБ, а на участке с ответвителем выбраны равными 3.3 дБ. Так как коэффициент насыщенного усиления на каждом последующем участке активного волокна меньше предыдущего и в пределе стремится к единице, на графике 1(с) средней излучения наблюдаем сходимость мощности к некоторому оптимальному значению. Это позволяет утверждать, что при количестве усиливающих волокон в каскаде более нескольких десятков, увеличение энергии излучения осуществляется только за счет увеличения общей длины резонатора и пропорционально ей.



Рис. 1. Схема конфигурации лазера (а), внутрирезонаторная динамика средней мощности сигнала S для n = 3 (b), зависимость мощности излучения S^{out} от количества активных элементов (c).

Таким образом, построен итерационный алгоритм для определения распределения усиления внутри полости резонатора с произвольным количеством различных активных волокон. Данные результаты могут быть полезны для оптимизации характеристик излучения волоконных лазеров. Работа О.В. Штыриной (теоретический анализ) была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ 18-01-00775), работа А.В. Иваненко (обсуждение результатов) была выполнена при поддержке проекта РФФИ 16-32-60160.

- [1] S.Smirnov, S.Kobtsev et al. Opt. Lett., 42(9), 1732-1735 (2017).
- [2] S. Kobtsev, A. Ivanenko et al. Las. Phys. Lett., 15(4), 045102 (2018).
- [3] C. Barnard, P. Myslinski et al. IEEE J. Quantum Electron. 30, 1817–1830 (1994).
- [4] O. V. Shtyrina, A. V. Ivanenko et al. J. Opt. Soc. Am. B, 34(2), 227-231 (2017).
Исследование влияния изгибных потерь на генерацию суперконтинуума в гольмиевых волоконных усилителях

<u>И.В. Жлуктова^{1,*}</u>, С.А. Филатова¹, Ю.Н. Пырков^{1,2}, В.А. Камынин^{1,3}, В.Б. Цветков^{1,4}

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН ²Московский физико-технический институт «МФТИ» ³Ульяновский государственный университет ⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ^{*}E-mail: iv.zhluktoya@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.108-109

Суперконтинуум (СК) в спектральном диапазоне до 3 мкм возможно использовать в разных областях: как в научных исследованиях [1], так и в практических, таких как когерентная томография [2], оптическая коммуникация [3] и др. На данный момент представлены устройства по генерации СК, построенные на высоконелинейных волокнах [4]. Однако волокна на кварцевой основе позволяют использовать стандартные сварные соединения, что делает источники СК более технологичными. Поэтому есть необходимость изучить влияние потерь на изгибах и ОН группах, как в элементах схем, так и в активных волокнах, на результирующее излучение.

В ходе исследования для регистрации излучения использовалась система синхронного детектирования, которая была сфазирована с тестовым оптическим сигналом от галогеновой лампы. Выходные спектры были получены при помощи монохроматора МДР-12. В эксперименте использовался гольмиевый волоконный усилитель, с накачкой от иттербиевого волоконного лазера на длине волны 1125 нм, и образцы гольмиевого волокна. Был промодулирован только тестовый оптический сигнал и в ходе эксперимента не регистрировалась спонтанная люминесценция. Коротковолновое излучение от галогеновой лампы отсекалось при помощи отрезающего фильтра на 1.5 мкм.



Рис.1. Спектры интенсивности выходного сигнала в логарифмическом масштабе при разных токах лазера накачки.

На рисунке 1 представлены оптические спектры интенсивности выходного сигнала гольмиевого усилителя при разных токах накачки. Из рисунка видно, что при увеличении тока лазера накачки, интенсивность люминесценции не только растёт по амплитуде, но и смещается от длинноволнового края полосы к коротковолновому.



Рис.2. Оптические спектры пропускания изгибных потерь волокна, легированного Ho³⁺ (при разных радиусах изгиба)

Так же были проведены исследования по изгибным потерям волокна, легированного Ho^{3+} ,с поглощением на длине волны 1150 нм ~ 26 дБ/м. Сердцевина волокна составляла 11,5 мкм с диаметром оболочки 125 мкм, числовая апертура - 0.145, концентрация ионов $8*10^{19}$ см⁻³. В ходе эксперимента образец волокна наматывался на катушки разных диаметров, и были получены спектры пропускания при различных радиусах изгиба (Рисунок 2). Как видно из рисунка 2, в спектральной области от 2 мкм с увеличением изгиба волокна уменьшается пропускная способность образца, что говорит о влиянии изгибных потерь в длинноволновой области спектра. На основе проведенных исследований, в лаборатории были реализованы источники СК, с учетом изгибных потерь для волоконного усилителя и всего устройства в целом.

Работа выполнена при поддержке Президиума Российской Академии Наук в рамках программы фундаментальных исследований № І.7 «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

- [1] R. Dorsinville, P.P. Ho et al, Springer, 377-398 (2006)
- [2] I. Hartl, X.D. Li et al, Opt. Lett., 26, 608-610 (2001)
- [3] H. Takara, T. Ohara et al, *Elect. Lett.*, **41**, 270-271 (2005)
- [4] А.М. Желтиков., *УФН*, **176**, 623-649 (2006).

Модель одномодового световода, оптимизированного для передачи мощного лазерного излучения

<u>Р.Р. Кашина^{1,2,*}</u>, А.А. Поносова¹, А.С. Смирнов³, И.С. Азанова^{1,2}, А.Б. Волынцев¹,

¹ Пермский государственный национальный исследовательский университет

² ПАО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания» ³ Пермский национальный исследовательский политехнический университет

*E-mail: <u>ranoxan@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.110-111

В работе представлены результаты моделирования волноводных свойств волокон с увеличенным диаметром поля основной моды. Показано, что одномодовые световоды с оптимизированным профилем показателя преломления обеспечивают достаточную устойчивость к изгибам при диаметре сердцевины 20 мкм. Для оптимизированного профиля показателя преломления минимальные потери при изгибе диаметром 15 см составили 0,001 дБ/м, а длина волны отсечки 956 нм.

Ключевые слова: иттербиевые световоды; волоконные лазеры, LMA, большой диаметр поля моды

Мощные волоконные лазеры на основе иттербиевых световодов востребованы в науке, военной технике, а также во многих отраслях промышленности [1]. Препятствием для генерации мощного лазерного излучения и его передачи на расстояния порядка нескольких десятков метров является появление нежелательных нелинейных эффектов [2], которые могут быть снижены за счет использования световодов с увеличенным диаметром поля основной моды.

Увеличение размера поля моды и сохранение одномодового режима распространения излучения по световоду возможно при одновременном увеличении геометрических размеров световедущей сердцевины и уменьшении разницы показателей преломления сердцевины и оболочки. Однако в световодах с такой конструкцией возникают колоссальные изгибные оптические потери, которые делают передачу излучения по световоду невозможной.

Наилучшие результаты по устойчивости к изгибам достигнуты в Брэгговских световодах [3]. Потери на рабочей длине волны 1080 нм составили 0.01 дБ/м при радиусе изгиба 20 см. Однако технологически сложно обеспечить высокую воспроизводимость профиля показателя преломления Брэгговских световодов от преформы к преформе, что препятствует их внедрению в серийное производство.

Технологически легко реализуемыми являются световоды с профилем показателя преломления (ППП) с провалом у сердцевины, как продемонстрировано в работах [4,5,6].

Целью данной работы является выбор наиболее подходящей конструкции световода, сочетающий макроизгибные потери с радиусом изгиба до 15 см и длиной волны отсечки 970±50 нм.

Моделирование проводилось в программном обеспечении (ПО) Optiwave. Данное ПО позволяет определить длину волны отсечки и величину макроизгибных потерь для заданного профиля показателя преломления. Для определения сходимости результатов моделирования с результатами, полученными на практике, была проведена оценка теоретических и экспериментальных значений длины волны отсечки и изгибных потерь для световода со ступенчатым показателем преломления.

Проведено теоретическое исследование изменения длины волны отсечки и изгибных потерь на рабочей длине волны иттербиевых лазеров (1080 нм) в зависимости от параметров провала (ширины и глубины), а также в зависимости от показателя преломления сердцевины (рис. 1).



Рис.1. (а) Радиальное распределение профиля показателя преломления с провалом у сердцевины; (б) зависимость длины волны отсечки и макроизгибных потерь от ширины провала.

Для оптимизированного ППП минимальные потери при изгибе диаметром 15 см составили 0.001 дБ/м, а длина волны отсечки 956 нм. При увеличении провала длина волны отсечки уменьшается до ширины 5 мкм. Последующее увеличение ширины провала приводит к появлению мод более высокого порядка.

Таким образом в работе представлен ППП с провалом у сердцевины, который позволяет световоду оставаться работоспособным при увеличении диаметра сердцевины до 20 мкм.

- [1] Курков А.С. Волоконные лазеры: принципы построения и основные свойств, Ульяновск: издательский центр УлГУ, Ульяновск УлГУ, 2012.
- [2] Устимчик Е.В. // Исследование оптических свойств одномодовых активных и пассивных волокон с большим эффективным размером поля моды. Автореферат на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. М: Изд-во МФТИ. 2014. 23 с.
- [3] Лихачев М.Е., Семенов С.Л. и др. Квантовая электроника, том **36**, номер 7, с. 581 586 (2006)
- [4] Maitreyee S., Sourav Das C. et al. *Photonics Technology Letters* Vol. 28, Issue: 9. P. 1022 1025 (2016)
- [5] Bobkov K., Andrianov A. et al.. Optics Express. Vol. 25, No. 22, P. 26958–26972 (2017)
- [6] Yingbo C., Yu Y. et al. Optics Letters. Vol. 41, No 6, P. 1225 1228 (2016)

Нелинейная фокусировка дискретного волнового фронта с помощью многосердцевинных световодов

<u>И.С. Чеховской</u>^{1,2,*}, А.М. Рубенчик³, О.В. Штырина^{1,2},

С. Вабниц^{1,4}, М.П. Федорук^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск ²Институт вычислительных технологий СО РАН, г. Новосибирск ³Ливерморская национальная лаборатория, Ливермор, штат Калифорния 94550, США ⁴Отдел информационной инженерии, Университет Брешии, Брешиа 25123, Италия ^{*}E-mail: <u>i.s.chekhovskoy@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.112-113

В настоящее время исследованию многосердцевинных световодов (multicore fibers – MCF) уделяется большое внимание. Несмотря на то, что основной применения областью данных волокон является передача данных В телекоммуникационных линиях связи, МСГ также начали использоваться в лазерных приложениях. В частности, перспективным направлением является изучение фокусировки света с использованием многосердцевинных световодов для создания новых мощных источников оптического излучения. Например, в работе [1] была представлена схема на основе активного гексагонального световода для фокусировки непрерывного излучения в любой наперед заданной сердцевине, для чего использовалось деформируемое зеркало, подстраиваемое с помощью итерационного оптимизационного процесса.

Целью данной работы является демонстрация с помощью численных экспериментов возможности фокусировки и сжатия импульсного лазерного излучения в любой сердцевине 7-сердцевинного гексагонального световода (рис. 1а). Работа является продолжением предыдущих работ, посвященных нелинейному сжатию и сложению оптических импульсов с помощью MCF [2,3].

Динамика огибающих оптических импульсов $U_{n,m}$ в гексагональных многосердцевинных световодах может быть описана с помощью системы связанных нелинейных уравнений Шредингера (НУШ) [3]:

$$i\frac{\partial U_{n,m}}{\partial z} + \frac{\partial^2 U_{n,m}}{\partial t^2} + (\underline{CU})_{n,m} + |U_{n,m}|^2 U_{n,m} = 0,$$
(1)

где $(\underline{CU})_{n,m} = U_{n-1,m-1} + U_{n+1,m-1} + U_{n-2,m} + U_{n+2,m} + U_{n+1,m-1} + U_{n+1,m+1} - 6U_{n,m}$ – линейные связи сердцевины с номером (*n*,*m*). Моделировалось распространение вдоль рассматриваемого 7-сердцевинного световода Гауссовых импульсов $U_{n,m}(z=0,t) = \sqrt{P} \exp(-t^2/(2\tau^2)) \exp(-\phi_{n,m})$. Модель верна для стандартного MCF

с коэффициентом связи порядка 10 м⁻¹, если длительность импульсов не становится меньше нескольких пикосекунд. В силу наличия линейных связей между импульсами их общее оптическое поле может рассматриваться в качестве дискретного волнового фронта. С помощью подбора фаз каждого импульса в отдельности можно достичь фокусировки поля в любой выбранной сердцевине, при этом керровская нелинейность позволяет эффективно сжимать сфокусированный импульс. Для поиска параметров начальных импульсов, при которых достигается фокусировка импульсов на выходе из отрезка МСГ, использовался генетический алгоритм. В качестве целевой функции, значение которой максимизировалось, выступала эффективность сложения импульсов, т.е. отношение энергии сфокусированного импульса без учета энергии, заключенной

в пьедестале импульса, к полной энергии введенных в светодов импульсов. Для каждого набора значений параметров начальных импульсов, задающих «генотип» особей в генетическом алгоритме, производилось моделирование динамики огибающих этих импульсов для нахождения расстояния вдоль световода, на котором достигается максимальное значение энергии импульса в выбранной сердцевине. Благодаря симметричности расположения сердцевин 7-сердцевинного гексагонального световода, рассматривались только два случая: фокусировка в центральной сердцевине и в одной из периферийных.



Рис.1. Схема рассматриваемого 7-сердцевинного световода (а). Максимально достижимая эффективность сложения в центральной и периферийной сердцевинах в зависимости от требования к величине сжатия итогового импульса (b). Динамика интенсивности поля в сердцевинах в случае сжатия импульса в 32 раза (c) и в 128 раз (d).

С помощью численного моделирования была найдена максимально достижимая эффективность сложения в центральной и периферийной сердцевинах при заданном требовании к сокращению временной длительности генерируемого импульса по отношению к длительности начальных импульсов (рис. 1b). Было показано, что максимальная эффективность (без учета энергии в пьедестале импульса) сравнима по величине в обоих случаях и экспоненциально уменьшается при росте требования к величине сжатия сфокусированного импульса. Например, импульс, сжатый в 32 раза (рис. 1с), может содержать в своей центральной части максимум около 35% от общей энергии всех введенных в световод импульсов. Сфокусированный в периферийной сердцевине импульс, сжатый в 128 раз (рис. 1d), может содержать только 3.2% от общей энергии. Вследствие высокой нелинейности большая часть энергии уходит в пьедестал, поэтому эффективность с учетом энергии в пьедестале достигает 28.5%.

Данная работа была поддержана грантом 14.У26.31.0017 Министерства образования и науки. Работа выполнена частично при содействии Министерства энергетики США и Ливерморской национальной лаборатории в соответствии с контрактом DE-AC52-07NA27344 (работа А.М. Рубенчика).

- [1] R. Florentin, et al., Light: Science & Applications. 6, e16208 (2017)
- [2] A. M. Rubenchik, et al., Opt. Lett. 40, 721–724 (2015)
- [3] I. S. Chekhovskoy, et. al., Phys. Rev. A 94, 043848 (2016)

Устойчивость пространственно-временных солитонов в многомодовых волокнах

О.В. Штырина^{1,2}, <u>И.С. Чеховской</u>^{1,2,*}, Ю.С. Кившарь³, С.К. Турицын^{1,4}, И.А. Яруткина^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет ²Институт вычислительных технологий СО РАН ³Австралийский Национальный Университет, Канберра, Австралия ⁴Астонский Университет, Бирмингем, Великобритания ^{*}E-mail: i.s.chekhovskoy@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.114-115

Распространение импульсов в многомодовых волокнах с градиентным индексом (ММФ) описывается в параксиальном приближении стандартным нелинейным уравнением Шредингера (NLSE), полученным для медленно меняющейся огибающей импульса (включающей все моды) [1]:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial Z} = \frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial T^2} - \frac{1}{2k_0}\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y'^2}\right) + U(x', y')\psi - \gamma\left|\psi\right|^2\psi \qquad(1)$$

где k_0 – волновое число центральной частоты ω_0 , β_2 – дисперсия групповых скоростей и γ – нелинейность, ψ – медленно меняющаяся огибающая на центральной частоте ω_0 от времени *T* в системе отсчета, движущейся с групповой скоростью импульса. Рассмотрим эффективный потенциал $U(x',y') = (k_0 \Delta / R^2)(x'^2 + y'^2)$, где Δ – разность индексов сердцевины и оболочки, а *R* – радиус сердцевины волокна. Рассмотрим направляющую среду в случае $\Delta > 0$.

Уравнение (1) имеет гамильтонову структуру и может быть переписано в безразмерном виде путем замены переменных, $\psi = \sqrt{P_{norm}}A_s$, $T=T_0t$, $(x',y')=r_0(x,y)$, $Z=Z_0z$ и $\mu=2\Delta k_0^2 r_0^4/R^2$ (с $(\gamma P_{norm})^{-1}=T_0^2/|\beta_2|=k_0r_0^2=Z_0$):

$$i\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\delta H}{\delta A^*} = -\frac{\sigma}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2}\right) + \frac{\mu}{2}(x^2 + y^2)A - \left|A\right|^2 A \qquad (2)$$

где $\sigma = sign(\beta_2) = \pm 1$ (соответствует аномальной или нормальной дисперсии), а гамильтониан задается выражением:

$$H = (\sigma I_t + I_x + I_y + \mu I_3 - I_4) = \int dx dy dt \left[\sigma \left| A_t \right|^2 + \left| A_x \right|^2 + \left| A_y \right|^2 + \mu (x^2 + y^2) \left| A \right|^2 - \left| A \right|^4 \right]$$

Существования солитонных решений недостаточно для анализа динамики нелинейных систем. Критической проблемой является устойчивость этих стационарных решений относительно различных возмущений. В 2- и 3-мерных NLSE солитоны неустойчивы, и любое начальное распределение с достаточно высокой мощностью *P* коллапсирует к сингулярности [2,3]. В гамильтоновых системах, когда гамильтониан в рассматриваемой модели ограничен и решение соответствует его минимуму, соответствующий солитон является аттрактором. Если гамильтониан неограничен, то солитонные решения соответствуют седловым точкам гамильтониана и неустойчивы, как, например, в 3-мерном NLSE. В этом случае стационарного состояния не существует, и начальный волновой пакет либо диспергирует, что эффективно демонстрирует линейная динамика, либо начальное распределение поля коллапсирует, что математически соответствует образованию сингулярности поля.

Применяя стандартный вариационный подход [2,3] и следуя предыдущим исследованиям [1], мы анализируем устойчивость солитонов. Подход

основывается на вариационном представлении (2) и аппроксимации решения A(z,t,x,y) с помощью некоторой пробной функции. В качестве пробной функции выберем Гауссову, энергию которой будем обозначать P,

$$A(x, y, t, z) = \frac{\sqrt{P_0}}{a(z)b^{1/2}(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{2a^2(z)} - \frac{t^2}{2b^2(z)}\right] \times \exp\left[-ia(z)(x^2 + y^2) - i\beta(z)t^2\right].$$

Гамильтониан теперь представим как функционал от масштабируемых параметров *a* и *b*: $H(a,b) = \frac{P_0 \pi^{3/2}}{2} \left(\frac{\sigma}{2b^2} + \frac{1}{a^2} + \mu a^2 - \frac{P_0}{2\sqrt{2}a^2b} \right)$

Устойчивым солитонам при $\sigma = 1$ соответствуют минимумы гамильтониана H(a,b). Простой анализ экстремумов H приводит к следующему условию существования локальных минимумов H:

$$(P_0/4)^4 < 1/27\mu.$$
 (3)



Рис.1. Гамильтониан H(a, b) для $\mu = 1$ и $P_0 = 1$. Здесь $\sigma = 1$ (a) и $\sigma = -1$ (b). На (a) оранжевые кривые соответствуют траекториям устойчивой солитоноподобной динамики входного гауссовского импульса. (c) Результаты численного моделирования: изоповерхности $|A|^2(x,0,t,z)$ представляют собой режим световой пули с солитонной динамикой в аномальном ММФ.

Рис. 1а показывает появление локальных минимумов при выполнении критерия существования. Чтобы описать параметры гауссовского импульса из оранжевой области, определим координаты седлового экстремума:

$$a_s^2 = \frac{2}{\sqrt{3\mu}} \cos\left(\frac{\varphi}{3} - \frac{2\pi}{3}\right), \ b_s = \frac{2\sqrt{2}}{P_0} a_s^2,$$

где $\cos(\varphi) = -\sqrt{27\mu} \left(\frac{P_0}{4}\right)^2$. Если выполнено условие (3), то область устойчивой солитонной динамики может быть определена следующим образом:

 $a > a_s$ u $b > b_s$ u $H(a, b) < H(a_s, b_s)$. (4)

Рис. 1с демонстрирует типичную солитоноподобную динамику импульса, который удовлетворяет условиям (4). Наблюдаются колебания начального вблизи основной Вариационный гауссового импульса молы. анализ подтверждает, что в нормальном дисперсионном волноводе (при $\sigma = -1$) устойчивых солитонных структур не существует. Рис. 1b показывает отсутствие минимума Гамильтона. Существование локального экстремума по параметру а при выполнении (4) подтверждает периодическую динамику пространственной длительности сигнала, период которой определяется длиной дифракции. Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 17-72-30006).

- [1] S. Raghavan, G. P. Agrawal, Opt. Commun. 180, 377-382 (2000).
- [2] V.E. Zakharov, E.A. Kuznetsov, *Phys. Usp.* **5**, 535-556 (2012).
- [3] E.A. Kuznetsov, "Wave collapse in nonlinear optics," In Self- focusing: Past and Present. Topics in Applied Physics 114, (Springer, 2009), pp. 175-190.

Динамика частотно-модулированных волновых пакетов в условиях синхронизированного взаимодействия с бегущей волной показателя преломления

<u>И.О. Золотовский</u>^{*}, Д.А. Коробко, В.А. Лапин, П.П. Миронов, Д.И. Семенцов, А.А. Фотиади, М.С. Явтушенко

Ульяновский государственный университет **E-mail: <u>rafzol.14@mail.ru</u>*

DOI:10.31868/RFL2018.116-117

В работе рассматривается формирование ультракоротких лазерных импульсов в цилиндрическом световоде из квазинепрерывной фоновой туннелирующей волны типа моды шепчущей галереи (МШГ). Эффект достигается в результате синхронизированного взаимодействия фоновой волны МШГ с бегущей вдоль оси световода волной изменения показателя преломления (БВПП) и развития модуляционной неустойчивости (МН).

Если свет вводится в волновод под некоторым углом к образующей цилиндра, то поверхностная волна распространяется по спиральной траектории [1]. Продольная составляющая волнового вектора такой волны $k_z = (k^2 - k_r^2)^{1/2}$, 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. Если угол ввода волны в световод достаточно близок к нормали к образующей цилиндра, то распространение волны вдоль его оси замедляется сколь угодно, вплоть до нулевых значений [2]. Схематически призменный ввод и вывод излучения представлен на рис. 1.



Рис.1. Траектория луча в цилиндрическом световоде, вводимого через призму и представляющего волну типа МШГ [3]; БВПП (снизу) и желаемый результат взаимодействия МШГ и БВПП – мощное импульсное излучение на выходе.

Пусть в световоде распространяется еще БВПП (например, за счет возбуждения в нем акустической волны), тогда показатель преломления среды изменяется по закону (см. рис.1):

$$n(t,z) = n_0 \left[1 - b\cos(\Omega t - qz) \right], \tag{1}$$

где Ω – частота модуляции, $q = 2\pi / \Lambda$ – волновое число БВПП, Λ – период пространственной неоднородности, $V_a = \Omega / q$ – скорость перемещения БВПП вдоль оси световода, $b = \Delta n / n_0$ – глубина модуляции ПП. Δn – максимальное изменение ПП.

Уравнение, описывающее динамику временной огибающей туннелирующего волнового пакета, в координатах бегущего времени $\tau = t - \int_{0}^{z} dz / V_{z}(z)$ можно представить в виде:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - iD_z \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR_z |A|^2 A = ikb\gamma^{-1} \cos[\Omega(\tau - \delta\tau)]A, \qquad (2)$$

где параметр $\delta \tau = (V_a^{-1} - V_z^{-1}) z$ характеризует временную отстройку, связанную с разницей групповых скоростей МШГ и БВПП; $\gamma(z) = (1 - k_r^2 / k^2)^{1/2}$ – параметр продольного замедления туннелирующей волны. Продольная скорость волны, дисперсия групповых скоростей (ДГС) и нелинейность световода равны соответственно:

$$V_z(z) \sim \gamma \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad D_z(z) \sim \frac{1}{\gamma} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}, \quad R_z \sim n^{(2)} k / \gamma S_{ef},$$
 (3)

где $n^{(2)}$ – коэффициент материальной кубической нелинейности и S_{ef} – эффективная площадь поверхностной моды. Если фазовая скорость туннелирующей волны примерно равна скорости перемещения БВПП ($V_z \approx V_a$), то между туннелирующей поверхностной волной типа МШГ и БВПП происходит сильное резонансное взаимодействие, анализ которого выполняется в работе аналитическими и численными методами решения уравнений, описывающих динамику туннелирующего волнового пакета. Преобразование фоновой квазинепрерывной волны в импульсы показано на рис. 2.



Рис. 2. Процесс формирования мощных импульсов в результате взаимодействия МШГ и БВПП на длине световода 6.3 см: начало процесса (а), формирование импульса (б) и финальное усиление импульса (в). Параметры для расчета: $d_2 = 10^{-26} \text{ c}^2/\text{м}, R = 10^{-2} \text{ (Вт·м)}^{-1}, P_0 = 0.1 \text{ Вт}, \Omega = 10^9 \text{ c}^{-1}, \beta = 10^6 \text{ м}^{-1}, \gamma = 4 \cdot 10^{-5}, \Delta n = 10^{-4}.$

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (проект 14.Z50.31.0015).

- [1] Сычугов В.А., Магдич Л.Н., Торчигин В.П.,/ Квант. электроника. Т. 31. № 12. С. 1089 (2001)
- [2] Sumetsky M., Opt. Express. V. 20. P. 22537 (2012)
- [3] Торчигин В.П., Торчигин С.В., Квант. электроника. Т. 33. № 10. С. 913 (2003)

Резонатор лазера с интерференционно-поляризационным фильтром на основе фазовых интерферометров

А.А. Ковалёв

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН *E-mail: kovalev@isp.nsc.ru

DOI:10.31868/RFL2018.118

Цель работы заключается в проектировании селектирующих устройств с низкими оптическими потерями, которые могут быть реализованы для многих типов лазеров при помощи стандартной технологии. В основу действия устройств положена фазовая характеристика интерферометра при коэффициенте отражения дальней грани, близком к единице [1].

В случае наклонного падения линейно поляризованная волна остается линейно поляризованной в точках «резонансов», где скорость расфазировки с изменением длины волны для *p*- и *s*- компонент может быть сделана высокой. Наклонный отражательный интерферометр выполняет роль фазосдвигающего элемента в лазерном фильтре Лио. Роль частичного поляризатора выполняет отдельная брюстеровская пластина. Рассчитаны резонаторы с одно- и двух-элементными фильтрами.

Рассчитаны параметры отражательного интерферометра с малой базой на основе тонкослойных покрытий для «грубой» селекции в лазере на красителях. Покрытия на основе сернистого цинка и криолита были выполнены методом



термического испарения в вакууме.

Ha рисунке приведена спектральной запись отражательного характеристики интерферометра. По ходу луча перед отражательным интерферометром и после него помещены поляризаторы, оси которых наклонены под 45° к *р*плоскости отражательного интерферометра. Имеется согласие с расчетом. Ограничение на ширину рабочего максимума накладывают потери плотного зеркального покрытия (R=0.997).

Литература

[1] Троицкий Б.В. Квантовая электроника, 2, 2444 (1975)

Селектор линий генерации молекулярных ИК лазеров

А.А. Ковалёв

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН ^{*}E-mail: <u>kovalev@isp.nsc.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.119

Непрерывные газоразрядные CO₂ лазеры среднего (порядка 100 Торр) и низкого (десятки Торр) давления, в том числе лазеры на целой серии изотопов CO₂, представляют собой ценный инструмент прецизионной спектроскопии [1-3]. В таких приложениях, как правило, необходимо иметь одночастотное одномодовое излучение, обладающее высокой стабильностью частоты. Проблема надежного выделения генерации на отдельном колебательно-вращательном переходе молекул представляется далекой от окончательного решения. Это связано с тем, что интенсивности линий на соседних по спектру колебательновращательных переходах сравнимы по амплитуде, и выделение одной линии требует сильного подавления генерации на ближайших соседних линиях.

В данной работе проведен критический анализ существующих, а также более или менее возможных к исполнению частотных селекторов линий генерации молекулярных лазеров ИК диапазона спектра: помещение дифракционной решетки вместо одного из зеркал резонатора [4], брэгговского зеркала, наклонного и отражательного интерферометров.

Предложен вариант селектора на основе модификации интерферометра Майкельсона, в котором одно из зеркал является отражательным фазовым интерферометром – ИМФИ. Предложенная технология изготовления ИМФИ представляется вполне доступной к исполнению для современного уровня технологии диэлектрических покрытий. Расчеты показали, что такое устройство способно обеспечить необходимое подавление соседних с выделяемой линий генерации CO₂ лазера при малых потерях для выделяемой линии. Предложены два варианта перестройки по линиям генерации при одновременном надежном выделении каждой избранной линии.

- [1] Patel C. K. N., *Physical Review*, **136**, 1187 (1964)
- [2] Yong Zhang and Tim Killeen, Laser Focus World, 4 November (2016)
- [3] Pigeon J.J., Tochitsky S.Ya., Gong C., Josh C., Optics Letters, 39, 3246 (2014)
- [4] Василенко Л.С., Дюба Н.М., Ковалёв А.А., в сб. «Перестраиваемые лазеры и их применение» под ред. В.П. Чеботаева, СО АН СССР, Институт теплофизики, Новосибирск, 105 (1988)

Разработка волоконного синтезатора частот, стабилизируемого по оптическому стандарту частоты на основе Yb⁺

<u>Н.А. Коляда^{1,*}</u>, Б.Н. Нюшков^{1,2}, В.С. Пивцов^{1,2}, А.С. Дычков¹, С.А. Фарносов¹, В.И. Денисов¹

¹Институт лазерной физики СО РАН ²Новосибирский государственный технический университет ^{*}E-mail: <u>n.koliada@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.120-121

Современные потребности систем глобальной навигации, фундаментальных физических экспериментов и др. требуют метрологических характеристик на уровне 10⁻¹⁶-10⁻¹⁷ для относительной частотной нестабильности опорных сигналов. Достичь таких характеристик возможно только при использовании оптических стандартов частоты. В настоящее время во всем мире активно ведутся работы по созданию оптических стандартов на холодных нейтральных атомах или ионах в ловушках. В сравнении с другими стандартами времени и частоты они могут обеспечить более высокую точность и стабильность за меньшее время измерений. Ион иттербия является оптимальным кандидатом для создания оптического стандарта частоты с возможностью бортового базирования [1]. В то необходимо перенести стабильность оптической же время частоты в радиодиапазон. Перенос реализуется с использованием фемтосекундного синтезатора частот.

Основным оптическим блоком фемтосекундного синтезатора оптических и радиочастот является фемтосекундный лазер с синхронизацией мод. Такой лазер обеспечивает стабильную генерацию гребенки эквидистантных оптических частот, при этом интервал между соседними частотами соответствует радиочастотному диапазону. Частотные параметры гребенки могут быть определены с очень высокой точностью при привязке компонент гребенки с использованием систем фазовой автоподстройки [2,3] к частоте оптического стандарта. Для создания систем космического назначения наиболее перспективно использовать волоконный синтезатор на основе волоконного фемтосекундного эрбиевого лазера. Накачка волоконного лазера осуществляется одиночными диодными лазерами, резонатор обладает малыми массой и габаритами, полный КПД может достигать несколько десятков процентов. Так же системы на основе волоконных элементов обладают высокой надежностью, они лучше защищены от воздействия внешних возмущений.

В данной работе предложены и предварительно исследованы принципы и схема стабилизации волоконного эрбиевого синтезатора частот по частоте оптического стандарта на основе одиночного Yb^+ . Для отработки быстрых возмущений выбран метод стабилизации с одновременным использованием внутрирезонаторного электрооптического модулятора и внерезонаторного акустооптического модулятора [4]. Частота смещения уширенной до октавы фемтосекундной гребенки детектируется с помощью f-2f интерферометра и далее стабилизируется с помощью систем автоподстройки. Компонента уширенной фемтосекундной гребенки с длиной волны 1742 нм после удвоения её частоты привязывается к выходной оптической частоте стандарта на основе одиночного Yb^+ . Стабилизация указанной компоненты фемтосекундной оптической гребенки и частоты смещения приводит к стабилизации всех её компонент и, таким

образом, реализуется перенос стабильности оптического стандарта на все оптические частоты волоконного фемтосекундного эрбиевого синтезатора. Для формирования высокостабильной выходной радиочастоты, детектируются межмодовые биения разработанного волоконного синтезатора.

Работа выполнена частично в рамках проекта ИСГЗ ФАНО 0307-2016-0005 программы ФНИ СО РАН № II.11.1, номер госрегистрации АААА-А17-117030310294-3, с использованием оборудования ЦКП "Фемтосекундный лазерный комплекс".

- [1] S.V. Chepurov, A.A Lugovoy et al, *Journal of Physics: Conference Series*, **793**, 012004 (2017)
- [2] Н. Беверини, М. Преведелли и др., Квантовая Электроника, 34 (6), 559-564 (2004)
- [3] Б. Н. Нюшков, В. С. Пивцов и др., Квантовая Электроника, 45 (5), 486–491 (2015)
- [4] Н.А. Коляда, Б.Н. Нюшков и др., Квантовая Электроника, 46 (12), 1110-1112 (2016)

Подавление мод высшего порядка при помощи спектрально-селективных поглощающих слоев в световодах с двойной отражающей оболочкой

<u>Т.А. Кочергина^{*}</u>, С.С. Алешкина, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачев

Научный центр волоконной оптики РАН ^{*}E-mail: tatyana@fo.gpi.ru

DOI:10.31868/RFL2018.122-123

Для ряда задач волоконной оптики (например, для создания эффективных иттербиевых лазеров, излучающих на длине волны 0,98 мкм [1], а также для эрбиевых (без иттербия) лазеров и усилителей с накачкой по оболочке [2]) необходимо использование в схемах активных световодов с большим отношением диаметров сердцевины и оболочки. На первый взгляд решение данной задачи кажется легко осуществимым. Так существующее коммерчески доступное оборудование применимо для работы с волоконными световодами, имеющими минимальный внешний диаметр до 80 мкм. Создание одномодовой сердцевины с диаметром до 30-35 мкм в спектральном диапазоне 0.98-1.55 мкм так же представляется формально осуществимо [2, 3]. Проблема заключается в том, что в световодах с двойной отражающей оболочкой и большим отношением диаметров сердцевины и оболочки, понятие «одномодовости» сердцевины теряет свой смысл. Действительно, моды высшего порядка, имеющие эффективный показатель преломления (ПП) меньше ПП кварцевого стекла (формально моды являются модами оболочки, а не сердцевины), в силу наличия второй отражающей оболочки продолжают удерживаться в волоконной структуре и имеют практически нулевые потери на распространение. В случае, когда диаметр первой отражающей оболочки превышает диаметр сердцевины «всего» в несколько раз, существенная часть интенсивности этих мод локализуется в области сердцевины, что в свою очередь приводит к их усилению наравне с фундаментальной модой LP₀₁.

На рисунке 1а приведен модельный профиль показателя преломления световода, сердцевина которого в приближении бесконечной кварцевой оболочки на рабочей длине волны 1.55 мкм поддерживает распространение только лишь фундаментальной моды LP₀₁. Диаметр сердцевины составляет 35 мкм. Депрессированный слой профиля ПП, прилегающий к области сердцевины, введен для уменьшения длины волны отсечки мод высшего порядка. Как видно из рисунка, уменьшение диаметра первой отражающей оболочки до 80 мкм, и создание второй отражающей оболочки с апертурой NA_{оболочки}=0.3, приводит к существенному изменению модового состава сердцевины световода (см. рисунок 1а, таблица 1). Так доля мощности мод высшего порядка LP₁₁ и LP₂₁ в области сердцевины на рабочей длине 1550 нм составляет 94 и 84% соответственно, что в активном световоде приведет к их эффективному усилению наравне с фундаментальной модой.

В настоящей работе нами предложено реализовать подавление нежелательных мод путем внесения в волоконную структуру дополнительного кольцевого слоя, способствующего изменению распределения интенсивности мод высшего порядка и не оказывающего влияние на распределение интенсивности фундаментальной моды. Так как использование такой конструкции световода ориентировано для схем с накачкой по оболочке, то потери на распространение мод высшего порядка могут быть увеличены путем легирования кольцевого слоя поглощающим элементом, имеющим нулевые (близкие к фундаментальным) потери на пропускание на длине волны накачки и интенсивное поглощение на длине волны сигнала. Для настоящей задачи в качестве поглощающих элементов могут быть использованы ионы редкоземельных элементов [4].

Внесение в конструкцию световода дополнительного кольцевого слоя с соответствующим образом подобранными параметрами (показателем преломления и толщиной слоя) позволяет существенно изменить профиль мод высшего порядка (рисунок 16, таблица 1), уменьшить интеграл перекрытия этих мод с областью легирования и уменьшить их усиление, соответственно. Создание высокого поглощения в кольцевом слое обеспечит дополнительные потери для мод, имеющих ненулевую интенсивность поля в области слоя. Так поглощение в слое величиной порядка 200 дБ/м для моды LP₁₁ будет вносить потери равные 36 дБ/м, для моды LP₂₁ потери составят 20 дБ/м, для моды LP₀₂ - 40дБ/м. Подавление мод более высокого порядка может быть дополнительно осуществлено посредством их большей чувствительности к изгибу. При этом уровень потерь на распространение фундаментальной моды LP01 останется на приемлемо низком уровне (□~ 0,02дБ/м).



Рис.1. Распределение интенсивности электрического поля мод для дизайна световода: а – без поглощающего слоя, б – с поглощающим слоем.

TT = 1		D						
		Расспитациа	TOTE MOIL	IUOCTH MOT	CDETODOD3 D	серпнерице в	I VOTLIJEDOM (спое
таолица і	ι.	1 асс-титаппал	доля мон	цпости мод	световода в	сердцевине и	і кольцевом ч	CJIUC

Название	Доля мощности мод в	Доля мощности мод в	Доля мощности мод в
моды	сердцевине световода без	сердцевине световода с	поглощающем слое,
	поглощающего слоя, %	поглощающим слоем, %	%
LP ₀₁	98,119	97,759	0,009
LP ₀₂	14,041	0,187	20,140
LP ₁₁	94,166	16,987	18,244
LP_{21}	84,219	0,148	19,817

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-12-10553).

- [1] S.S. Aleshkina, A.E. Levchenko et al. IEEE Photonics Technology Letters 30, 127 (2018)
- [2] L. Kotov, M. Likhachev et al. Optics Letters 38, 2230 (2013)
- [3] S.S. Aleshkina, M. Likhachev et al. Proceedings of SPIE 9728, 97281C (2016)
- [4] Т.А. Кочергина, С.С. Алешкина и др. Квантовая электроника 48, в печати (2018)

Усиление диссипативных солитонов РМ-тейперным волоконным усилителем

<u>А.Г. Кузнецов^{1,*}</u>, Д.С. Харенко^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия *E-mail: <u>leks.kuznecov@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.124-125

Полностью волоконные лазеры с синхронизацией мод позволяют генерировать короткие импульсы с высоким качеством пучка, обладают хорошей стабильностью и не требуют юстировок оптических элементов. Недавно были продемонстрированы новые схемы волоконных резонаторов, использующие как одномодовое волокно, где происходит нелинейное вращение поляризации, так и волокно с сохранением поляризации, в котором формируется диссипативный солитон. Энергия импульса в таких лазерах ограничена уровнем ~20 нДж [1], при превышении которого формируется шумовой импульс в другой спектральной области за счет эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Использование в резонаторе волокон с большим диаметром моды (LMA) позволяет повысить порог генерации вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и увеличить энергию импульса до 50 нДж. Дальнейшее увеличение выходной мощности лазера возможно при использовании дополнительного волоконного усилителя, например, на основе LMA световода [2] или микроструктурированных оптических волокон (РСF) [3]. Перспективным методом усиления оптического сигнала является использование тейперного (конусного) волокна с плавно меняющимся диаметром сердцевины [4, 5], что позволяет существенно повысить порог возникновения различных нелинейных эффектов.

В данной работе исследуется возможность усиления диссипативных солитонов с помощью тейперного усилителя с сохранением поляризации с последующим сжатием дифракционными решетками. Лазер с синхронизацией мод выполнен в кольцевой схеме, состоящей из двух функциональных частей: короткого участка из стандартного одномодового волокна, в котором происходит синхронизация мод за счёт эффекта нелинейного вращения поляризации, и длинного участка из волокна с сохранением состояния поляризации, в котором Генерируемые формируется диссипативный солитон [1]. импульсы растягиваются в отрезке PM-волокна длиной ~200 м и направляются на вход тейпера [4]. Легированное ионами Yb³⁺ тейперное волокно представляет собой конусообразный световод с двойной оболочкой длиной 6 метров с диаметром сердцевины 15 мкм на его входе и 100 мкм на выходе. Для накачки усилителя с выходного конца используется многомодовый лазерный диод мощностью 60 Вт с длиной волны генерации 976 нм, излучение которого коллимируется в оболочку тейпера. Усиленный полезный сигнал с выхода тейпера направляется дихроичным зеркалом на двухпроходной компрессор с парой дифракционных решеток (1500 штрихов/мм) и сжатый импульс анализируется с помощью системы FROG, см. напр. [6].

Задающий осциллятор генерировал последовательность сильночирпованных импульсов длительностью 10 пс с частотой повторения 13 МГц. Средняя мощность лазера составила 20 мВт, центральная длина волны 1053 нм, а ширина спектра излучения ~13 нм (рис. 2а). При мощности накачки усиливающего тейпера 50 Вт выходная мощность полезного сигнала составила ~27 Вт, что соответствует пиковой мощности 200 кВт (энергия импульса 2 мкДж), и его спектр приведен на рис. 1а. На рис. 1б приведена зависимость выходной мощности из усилителя от мощности его накачки.



Рис. 1.Спектры входного и выходного из усилителя сигналов (а); зависимость выходной мощности сигнала от мощности накачки с широкого конца тейпера (б); автокорреляционная функция с соответствующим FROG трейсом (вставка) при выходной мощности 8 Вт (в).

Усиленные импульсы сжимались внешним компрессором на дифракционных решётках, их восстановленный профиль приведен на рис. 1в. Длительность сжатого импульса при 8 Вт выходной мощности составила 340 фс, однако с увеличением выходного сигнала до 18 Вт качество сжатого импульса ухудшается дополнительный чирп, несколько появляется не компенсирующийся компрессором.

Таким образом, было продемонстрировано усиление диссипативных солитонов РМ-тейперным волокном до средней мощности 27 Вт (энергия в импульсе 2 мкДж) с последующим сжатием импульсов до 340 фс.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-32-00459 (работа А.Г.К.) и проекта государственного задания ИАиЭ СО РАН №0319-2018-0004 (работа Д.С.Х. и С.А.Б.).

- [1] D. S. Kharenko, et al, Opt. Lett., 37 (19), 4104–4106 (2012).
- [2] X. Qi, et al, Opt. Express, 24 (15), 16874–16883 (2016).
- [3] T. Eidam et al Opt. Express, **19** (1), 255 (2011).
- [4] M. Y. Koptev et al., *Quantum Electron.*, **45** (5) (2015).
- [5] V. Filippov, et al, Opt. Express, 16 (3), 1929 (2008).
- [6] D. S. Kharenko, et al, *Opt. Express*, **23** (2), 1857–62 (2015).

Кольцевое зеркало с ВБР для стабилизации диапазона сканирования в волоконном лазере с самосканированием частоты

<u>А.Ю. Ткаченко^{1,*}</u>, И.А. Лобач^{1,2}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.И. Каблуков^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский государственный университет *E-mail: alinka.tkacenko@yandex.ru

DOI:10.31868/RFL2018.126-127

Перестраиваемые лазеры широко применяется в различных областях науки и техники. В большинстве случаев перестройка длины волны осуществляется с помощью спектральных перестраиваемых элементов и драйверов, что существенно усложняет конструкцию лазера. Ранее было показано, что существует класс волоконных лазеров, с самосканированием частоты, в которых перестройка частоты генерации происходит без использования специальных перестраиваемых элементов. Эффект самоиндуцированного сканирования (или для простоты самосканирония) частоты основан на формировании динамических решеток коэффициента усиления и показателя преломления в процессе сканирования [1]. Достаточно простая схема таких лазеров позволяют им конкурировать с другими перестраиваемыми источниками в ряде приложений.

Одной из ключевых характеристик как перестраиваемых, так и самосканирующих лазеров является диапазон сканирования, который определяется как абсолютная разность между максимальным и минимальным значением длины волны в процессе сканирования. Для практических применений лазеров важны как ширина, так и стабильность границ диапазона перестройки. Однако из-за неконтролируемого характера процесса сканирования диапазон может иметь непостоянные границы. В работе [2] для стабилизации границ диапазона сканирования предлагается использовать в качестве выходного зеркала лазера отражатель Майкельсона на основе волоконной брэгговской решетки (ВБР) и скола волокна. В зависимости от длины волны отражения ВБР происходит стабилизация верхней или нижней границы сканирования. При этом коэффициент отражения ВБР должен составлять порядка ~ 0.1%. Для создания слабого отражения с использованием стандартных ВБР в работе использовался волоконный ослабитель, что увеличивает потери выходного сигнал. Для решения данной проблемы в данной работе для стабилизации верхней границы сканирования предлагается использовать селективное плотное зеркало. Такое зеркало может быть получено с помощью добавления ВБР в волоконное кольцевое зеркало [3].



Рис.1. Схема волоконного самосканирующего лазера с селективным плотным зеркалом.

В работе использовался волоконный самосканирующий иттербиевый лазер, представленный на Рис.1. Схема была изготовлена из компонент на основе воло-

кон с сохранением поляризации. В качестве активной среды было выбрано иттербиевое волокно с двойной оболочкой длиной 3 метра. Накачка осуществлялась лазерным диодом с длиной волны ~970 нм и рабочей мощностью 2 Вт через объединитель накачки. Резонатор лазера был образован широкополосными высокоотражающим кольцевым зеркалом на основе волоконного разветвителя 50/50 с одной стороны и выходным отражателем на основе скола волокна с другой. Для стабилизации верхней границы в кольцевое зеркало была помещена ВБР на длине волны отражения 1080.7 нм с коэффициентом отражения 34%. В отсутствии ВБР лазер сканирует в диапазоне от 1058 до 1081 нм (Рис.2а). В ходе эксперимента проводились длительные (более 10 минут) измерения временной динамики длины волны излучения самосканирующего лазера с помощью быстрого спектрографа Laser Spectrum Analyzer (Angstrom/High-Finesse) при различных условиях.



Рис.1. Временная динамика самосканирующего лазера без ВБР (слева) и с ВБР (справа) в крупном (сверху) и мелком (снизу) масштабах.

Можно отметить, что в отсутствии селектора в кольцевом зеркале верхняя граница сканирования имеет флуктуации порядка 100 пм (Рис.2в). При добавлении ВБР флуктуации верхней границы уменьшаются до 7 пм (Рис.2б,г). Такое поведение можно связать с добавлением спектрально-селективных потерь в резонатор, что приводит к инициации нового периода сканирования и, как следствие, к стабилизации конечной длины волны. В докладе будут рассмотрены вопросы влияния характеристик ВБР на стабильность верхней границы сканирования, а также представлено модельное объяснение механизма стабилизации.

Экспериментальное исследование Ткаченко А.Ю. выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00563.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИАиЭ СО РАН (№0319-2018-0004).

- [1] I.A. Lobach, et al, Laser Phys. Lett. 11, 1-6, (2014)
- [2] A.Yu. Tkachenko, et al, Opt. Lett. 43, 1558-1561, (2018)
- [3] X. Shu, et al, J. Opt. Soc. Am. B, 19, 2770-2780, (2002)

Перестраиваемый вращением монолитный двухлучевой интерферометр с неподвижным фотоприемником

В.Д. Угожаев

Институт автоматики и электрометрии CO PAH *E-mail: vdu@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2018.128-129

Двухлучевые интерферометры со сходящимися пучками находят широкое применение в оптике и фотонике, например, в интерференционной фотолитографии для создания периодических структур с масштабом вплоть до ~ 10 нм [1] и для исследования голографических материалов. Традиционная конфигурация [2], включающая светоделитель и два юстируемых зеркала, сложна в эксплуатации и позволяет только дискретно изменять период интерференционной картины (ИК). Концепция вращательной перестройки периода, предложенная в [3–5] и дополненная идеей стабилизации положения ИК относительно светоделителя [6, 7], полностью снимает указанные недостатки. В [3] рассмотрен монолитный двухлучевой интерферометр (МДИ) с вращательной перестройкой, который включает в себя только светоделительный кубик (СДК); он очень удобен в работе с углами схождения до 60° благодаря своей компактности. Однако описанная в [3] конфигурация предусматривает согласованное с вращательной перестройкой линейное перемещение фотоприемника. Настоящий доклад посвящен анализу МДИ с неподвижным относительно СДК фотоприемником (НФП).

На рис. 1 представлена оптическая схема записи голографической решетки с МДИ. На ней отображены источник излучения *1*, СДК *2* с делительным зеркалом *3* и НФП *4*. Коллимированный световой пучок (КСП) *5* диаметром *D* от источника *1* падает на грань C_1C_2 под углом θ , входит в СДК под углом преломления ψ и расщепляется делительным зеркалом на два парциальных пучка *6* и *7*, выходя-



Рис. 1. Оптическая схема МДИ

щие из СДК под углом схождения 2α друг к другу, формируя ИК в области их перекрытия. Из рис. 1 ясно, что $\alpha = \theta - 45^{\circ}$, откуда следует условие схождения $\theta > 45^{\circ}$. Оси парциальных пучков пересекаются в точке О на расстоянии *L* от ребра С₃, смещенной от НФП на малое расстояние $\delta L = L - L_{\rm ph}$ (далее длина схождения). Если МДИ вращается вокруг оси Z, удаленной от ребра С₃ на расстояние *T*, относительно своего базового положения, характеризующегося входными параметрами КСП $\theta = \theta_0$ и $Q = Q_0$, то длина схождения будет изменяться согласно следующей формуле:

$$L = \frac{(T+M)(\sin\theta - \cos\theta - \sin\theta_0 + \cos\theta_0) + M(1 - tg\psi)\cos\theta - \sqrt{2}Q_0\cos\theta_0}{\sin\theta - \cos\theta}$$
(1)

Задача состоит в том, чтобы для заданного θ_0 найти такие значения расстояний Q_0 и *T*, которые дали бы минимальные вариации длины схождения при движении КСП по входной грани СДК от нижнего θ_1 до верхнего θ_2 граничных значений угла падения. Нижняя граница обусловлена касанием КСП, вошедшего в СДК, края C₃ делительного зеркала 3, а верхняя — касанием края C₁. При наличии трех неизвестных: Q_0 , θ_1 и θ_2 — составляются три уравнения. Одно из них основывается на условии касания КСП диаметром D_0 краев делительного зеркала. Два других строятся по условию малости смещения δL на границах и в точке экстремума зависимости $L(\theta)$, которая совмещается с базовым положением. Соответствующие длины схождения L_i вычисляются по формуле (1) с подстановкой $\theta = \theta_i$, где i = 0, 1 и 2. Критерием малости является ограничение допуском $\eta << 1$ наибольших по модулю значений относительного смещения, присущих указанным положениям:

$$2\left|\delta L_{i}\right|/S_{i}=\eta,\tag{2}$$

где $S_i = D_0 / \sin \alpha_i$ — продольная по ходу парциальных пучков длина ИК.

Решение данной системы уравнений для четырех значений диаметра КСП при показателе преломления n = 1,5183 (стекло К8, $\lambda = 546,07$ нм) материала СДК и $\eta = 0,1$ отображено на рис. 2: показаны зависимости $\alpha_1(\theta_0)$ (кривые 1, 4, 7 и 10),

 $\alpha_2(\theta_0)$ (кривые 2, 5, 8 и 11) и ширины диапазона $\Delta \alpha(\theta_0) = \alpha_2 - \alpha_1$ (кривые 3, 6, 9 и 12) при $D_0/A = 0,065$; 0,1; 0,15 и 0,2 соответственно. Например, для $D_0/A = 0,065$ (при A = 20 мм диаметр $D_0 = 1,3$ мм) и базового угла падения $\theta_0 = 56^{\circ}$ ширина диапазона $\Delta \alpha = 11,9^{\circ}$; угол α изменяется в интервале 6,24°–18,12°, что означает отношение периодов ИК $\Lambda_1/\Lambda_2 = 2,86$ полторы октавы. Даже для КСП большого диаметра — $D_0/A = 0,2$ ($D_0 = 4$ мм) интервал перестройки угла $\alpha = 3,54^{\circ}-5,61^{\circ}$, $\Delta \alpha = 2,08^{\circ}$ и $\Lambda_1/\Lambda_2 = 1,56$. На рис. 2 показана также зависимость $\alpha_m(\theta_0)$ (кривая 13) для пучка диаметром $D_0 = D_m$, заполняющим всю длину M делительного зеркала, в этом случае $\alpha_1 = \alpha_2$. Эти



Рис. 2. Граничные значения угла α и ширина диапазона $\Delta \alpha$ его перестройки в зависимости от базового угла падения θ_0 .

перестроечные характеристики сильно зависят от показателя преломления. Так, если n = 2,2, то для КСП диаметром $D_0 = 1$ мм с $\theta_0 = 60^\circ$ ширина диапазона $\Delta \alpha = 23,75^\circ$, граничные значения $\alpha_1 = 6,63^\circ$ и $\alpha_2 = °30,38^\circ$, соответствующее отношение периодов ИК 4,38 — более двух октав; в итоге имеет место двукратное превышение предыдущего примера по $\Delta \alpha$.

Приведенные расчетные данные указывают на весьма малую кривизну зависимости $L(\theta)$ и соответственно на высокую эффективность концепции вращательной перестройки в МДИ с НФП. Такой интерферометр очень компактен: его габариты ограничиваются размерами СДК совместно с фотоприемником, кроме того, он практически не подвержен вибрациям.

- [1] C. Lu, R.H Lipson, Laser Photonics Rev. 4, 568–580 (2010)
- [2] В.В. Шелковников, Е.В. Васильев и др., Оптика и спектроскопия 99, 806-815 (2005)
- [3] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, Оптика и спектроскопия 111, 1019–1025 (2011)
- [4] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, Автометрия 48, № 4, 20–32 (2012)
- [5] S.L. Mikerin, V.D Ugozhaev. In: Interferometers: Fundamentals, Methods and Applications, Nova Science Publishers, 2015, 277 p. Ch. 7-9. P. 173–210.
- [6] В.Д. Угожаев, Автометрия 52, № 2, 57–65 (2012)
- [7] В.Д. Угожаев. Двухлучевой интерферометр. Патент РФ на изобретение № 2626062, Изобретения. Полезные модели № 21 (2017)

Двухканальная система для записи двумерных голографических решеток

С.Л. Микерин, <u>В.Д. Угожаев</u>*

Институт автоматики и электрометрии CO PAH ^{*}E-mail: vdu@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2018.130-131

Интерференционная фотолитография — эффективный метод изготовления периодических структур на большой площади с масштабом до ~ 10 нм [1] и исследования голографических материалов [2]. Доклад посвящен разработке неподвижного относительно источника излучения перестраиваемого двухлучевого интерферометра, в котором применяется механизм имитации вращательного движения. Разработка базируется на концепции вращательной перестройки периода интерференционной картины (ИК) при стабильном положения ИК относительно светоделительного элемента, предложенной и развитой в [3–7]. В этом случае возможно совмещение нескольких независимо варьируемых ИК на одной фоточувствительной среде (ФС).

Принципиальная оптическая схема такого интерферометра и обозначения представлены на рис. 1. Линейное W и угловое φ перемещения подвижного зеркала (ПЗ) 5, отражающего коллимированный световой пучок (КСП) 6 на входную



Рис. 1. Оптическая схема.



поверхность светоделительного кубика 1, должны воспроизводить взаимное согласование изменяющихся входных параметров θ и Q по закону, который должен выполняться при вращении интерферометра с неподвижной ИК (L = const):

$$Q = A(1 + \operatorname{tg}\psi) + \frac{\sqrt{2} \left[L\sin\alpha - (H\cos\xi - M\sin\xi)\cos(\alpha - \xi) \right]}{\sin(\alpha - 2\xi) + \cos(\alpha - 2\xi)}, \quad (1)$$

где $\alpha = \theta + 2\xi + 45^{\circ}$, $M = A\sqrt{2}$ — длина делительного зеркала 2, встроенного в светоделительный кубик (на рис. 1 не показана). ФС должна располагаться внутри области интерференции так, чтобы $L \cong L_0$. Зависимость $Q(\theta)$ согласно (1) очень близка к линейной. При малых углах падения в исследуемом интерферометре ($-5^{\circ} \le \theta \le 5^{\circ}$) закон движения ПЗ также оказывается близким к линейному: $\Delta W = A - D + T\Delta \alpha$, (2)

где $\Delta W = W_2 - W_1$ — дистанция перемещения ПЗ, W_1 и W_2 — координаты левого 10 и правого 12 граничных положений КСП диаметром D, $\Delta \alpha$ — диапазон изменения угла α в разрабатываемом интерферометре; учтено, что tg $\theta \approx \theta$.

Рис. 2 показывает рычажный механизм, реализующий линейную зависимость $W(\theta)$ согласно (2), в котором рычаг 15 (длина плеча R) с закрепленным на нем ПЗ при перемещении на расстояние W поворачивается на угол φ благодаря скольжению края этого рычага по наклонной направляющей 17. Учитывая малость углов φ и η , а также используя подстановку $\varphi = \theta/2$, можно вывести соотношение параметров R и η рычажного механизма:

$$R = 2\Delta W \eta / \Delta \alpha \,. \tag{3}$$

Был построен опытный образец интерферометра [8] с параметрами: A = 20 мм, $\xi = -15^{\circ}$, H = 29,1 мм $\alpha_0 = 15^{\circ}$, $L_0 = 80$ мм, D = 5 мм (рис. 1). Перемещение ПЗ в интервале $-10 \le W \le 10$ мм приводит к изменению угла α от 11° до 19°, а периода ИК — от 1,41 до 0,83 мкм соответственно (длина волны 540 нм). При этом смещение области интерференции от ФС ничтожно мало и не превышает 26 мкм, что практически не влияет на уровень контраста ИК.

На основе данной разработки была изготовлена интерферометрическая си-

стема (рис. 3), включающая в себя пару двухлучевых интерферометров и узел совмещения, построенный на основе поляризационного кубика, и стеклянный предметный столик; габариты системы — 29×20×12 см. На горизонтальную поверхность столика выводятся две совмещенные ИК с взаимно перпендикулярными полосами и независимо регулируемыми периодами, которые могут записываться одновременно на любых образцах, в том числе с жидкими или гелеобразными ФС. Си-



Рис. 3. Созданная интерферометрическая система: 1, 2 — двухлучевые интерферометры; 3 — узел совмещения с выходной призмой; 4 — столик для размещения образцов.

стема допускает использование как одного общего источника, так и двух независимых источников излучения. Результаты теста показали удовлетворительное согласие данных измерений с расчетом кинематики созданных интерферометров.

Практическая реализация интерферометра выполнена с использованием точного обрабатывающего оборудования Центра коллективного пользования «Спектроскопия и оптика» (http://ckp-rf.ru/ckp/3046/).

- [1] C. Lu, R.H Lipson, Laser Photonics Rev. 4, 568–580 (2010)
- [2] В.В. Шелковников, Е.В. Васильев и др., Оптика и спектроскопия 99, 806-815 (2005)
- [3] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, Оптика и спектроскопия 111, 1019–1025 (2011)
- [4] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев, Автометрия 48, № 4, 20–32 (2012)
- [5] S.L. Mikerin, V.D Ugozhaev. A simple two-ray interferometer tuned by rotation; Tuning of interference pattern period by rotation of interferometer itself; A rotational tuning of convergence angle in a two-ray interferometer with fixed mirrors. In: Interferometers: Fundamentals, Methods and Applications / K. Harmon Eds. Hauppauge, New York: Nova Science Publishers, 2015. ISBN 9781634836920, 9781634837163. 277 p. Ch. 7-9. P. 173–210.
- [6] В.Д. Угожаев, Автометрия 52, № 2, 57-65 (2012)
- [7] В.Д. Угожаев. Двухлучевой интерферометр. Патент РФ на изобретение № 2626062, Изобретения. Полезные модели № 21 (2017)
- [8] С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев. Двухлучевой интерферометр (варианты). Заявка на получение патента № 2017141671, 29.11.2017

Изготовление рассеивающей металлической структуры с заданными оптическими характеристиками для волоконного отражательного интерферометра

В.С. Терентьев, В.А. Симонов*, С.А. Бабин

Институт автоматики и электрометрии CO PAH ^{*}E-mail: <u>simonovva@iae.sbras.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.132-133

Волоконный отражательный интерферометр (ВОИ) [1, 2] – это двухзеркальный интерферометр типа Фабри-Перо (ИФП), но работающий в отраженном свете, т.е. создающий узкополосную фильтрацию с характеристиками, близкими к ИФП, не в пропускании, а в отражении, что дает большие преимущества в области селекции длин волн лазеров. Это достигается за счет использования в переднем зеркале ВОИ (на которое падает внешний свет) поглощательных/рассеивающих свет структур. Такое зеркало становится асимметричным по коэффициентам отражения в разные стороны (близкий к нулю во внешнюю сторону и близкий к единице со стороны резонатора). Наиболее технологически доступным является использование в качестве такой структуры тонкой (толщиной примерно 10 нм) металлической пленки. Для этого требуются только методы нанесения металло-диэлектрических структур на торец волокна.

Результаты, полученные в последних работах [3] по использованию ВОИ на для одночастотной селекции основе металлической пленки длины волны волоконных/волноводных лазеров, демонстрируют слабую лучевую стойкость элементов переднего зеркала ВОИ (до 1 мВт в бегущей световой волне). Это обстоятельство значительно затрудняет практическое применение ВОИ и сводит на нет другие преимущества (степень селекции, широкий спектральный лиапазон перестройки, высокий контраст). Стандартные методы селекции в отраженном свете (волоконные брэгговские решетки, многорезонаторные схемы на основе эффекта Вернье, кольцевые резонаторы) не имеют такого ограничения на лучевую стойкость.

Ранее было предложено сплошную тонкую металлическую пленку заменить на металло-дифракционную структуру из толстой пленки металла с отверстием [4]. При этом лучевая стойкость такой структуры должна повыситься в десятки раз (в 50 раз для алюминия и до 80 раз для серебра) за счет перевода части вносимых потерь из поглощения в рассеяние. Однако, технологические требования на изготовление отверстия определенного диаметра требуют применения сложных и дорогостоящих методов лазерной или электронно-лучевых литографий.

Данная экспериментальная работа направлена на разработку простой технологии изготовления отверстий диаметром до нескольких микрон в металлической пленке на торце одномодового волокна методом лазерного термического испарения. Метод позволяет прецизионно контролировать оптические свойства коэффициентов отражения, пропускания и поглощения получающейся дифракционной структуры для бегущей световой волны основной моды волокна.

Суть метода достаточно тривиальна. На торец одномодового волокна наносится металлическая пленка любой толщины (до 100 нм). На пленку из волокна направляется бегущая световая волна (до 100 мВт). При превышении критического уровня пленка начинает плавится и испарятся, начиная с положения максимума интенсивности основной моды. При этом, размеры образующегося отверстия и форма кратера

неважны. Модификация пленки осуществляется до тех пор, пока не достигается определенное соотношение между коэффициентами отражения и пропускания, необходимые для дальнейшего изготовления асимметричного зеркала [4]. В данном методе может использоваться как импульсное, так и непрерывное излучение, в том числе может быть реализован процесс лазерной абляции [5].

В наших экспериментах использовался непрерывный лазер на основе Er^{3+} на длине волны генерации 1570 нм. Пленка никеля наносилась на волокно типа SMF-28e. Толщина пленки – около 9 нм, отражение в волокно – 0,15, поглощение около 0,35. На рисунке (Рис. 1) приводится зависимость коэффициента пропускания от мощности падающей на пленку из волокна. Процесс может контролироваться достаточно прецизионно по коэффициенту пропускания и отражения для достижения необходимого соотношения коэффициентов отражения и пропускания (потерь), для изготовления асимметричного зеркала после нанесения диэлектрического покрытия поверх пленки с отверстием [2].



Рис.1 Зависимость коэффициента пропускания никелевой пленки от мощности падающего излучения (1570 нм). Крестики – повышение оптической мощности, треугольники – понижение оптической мощности.

Видно, что при мощности порядка 1 мВт пропускание пленки начинает увеличиваться (крестики). При понижении мощности источника (ромбики) пропускание остается на одном уровне, что говорит о необратимом изменении лучевой стойкости металлической пленки с отверстием.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИАиЭ СО РАН (№0319-2018-0004).

- [1] В.С.Терентьев. Автометрия, 45 (6), с. 89-98 (2009).
- [2] V.S. Terentyev, V.A. Simonov, and S.A. Babin, Optic Express, 24 (5), p. 4512-4518 (2016).
- [3] V.S. Terentyev, V.A. Simonov, S.A. Babin. Laser Physics Letters, 14 (2), p. 25103 (2017).
- [4] В.С.Терентьев, В.А.Симонов, Квантовая электроника, 46 (2), с.142-146 (2016).
- [5] А.В. Достовалов, В.С. Терентьев, В.П. Бессмельцев. Прикладная фотоника, 4 (1), с. 22-37 (2017).

Моделирование распространения сигналов в оптических волоконных линиях связи

С.А. Богданов

Новосибирский государственный университет *E-mail: s.bogdanov@g.nsu.ru

DOI:10.31868/RFL2018.134

Постоянный рост объемов передачи информации по оптическим каналам много лет обеспечивался ростом скорости передачи данных, путем повышения частоты модуляции. В настоящее время эта частота достигла терагерцового диапазона, где становятся существенными дисперсионные и нелинейные искажения сигнала в оптическом волокне [1]. Для устранения нелинейнодисперсионных искажений сигнала был предложен способ «back propagation», т.е. восстановление исходного сигнала путем численного решения «назад» по линии уравнения, описывающего эволюцию огибающей поля в оптическом волокне. Это уравнение (в скалярном случае) оказалось нелинейным уравнением Шредингера (НУШ) [1], для решения которого существует ряд численных методов, в частности, Split Step Fourier Method (SSFM). Однако SSFM и другие численные методы, основанные на разностной аппроксимации НУШ, оказались недостаточно эффективны для практических приложений. Более эффективный способ решения предлагает метод обратной задачи рассеяния (ОЗР). Для этого метода совсем недавно в институте Автоматики и Электрометрии СО РАН были разработаны быстрые алгоритмы решения прямой и обратной задач рассеяния, основанные на теплицевой симметрии алгебраизованной системы интегральных уравнений Гельфанда – Левитана – Марченко.

В данной работе впервые для задачи передачи информации по оптической линии проводится сравнение численных решений НУШ, полученных методом SSFM и методом, основанным на решении прямой и обратной задач рассеяния, для случая нормальной дисперсии. Исследуются пределы применимости и ограничения O3P-метода, возникающие из-за плохой обусловленности обратных задач.

Литература

[1] G.P. Agrawal, Fiber-Optic Communication Systems , 4th ed. Wiley-Blackwell (2010)

Пассивные оптические сети в сетях SmartGridPlus

<u>Рин.Ш. Мисбахов¹</u>, И.Н. Лизунов¹, Н.В. Васев¹, О.Г. Морозов², И.И. Нуреев², Рус.Ш. Мисбахов³

¹Казанский государственный энергетический университет ²Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ ³ ОАО «ТатАИСнефть» ^{*}E-mail: <u>zerdex@bk.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.135-136

Современные микропроцессорные реле – это не только устройства, которые защищают электрогенерирующее оборудование разного класса напряжения, но также имеют возможность выполнять функции SCADA-систем, систем мониторинга и управления релейной защитой и аварийной автоматизацией. Эти функции реализованы при сканировании микропроцессорных реле по выбранным каналам связи систем сбора и передачи информации (IATS). Перспектива развития концепции «Цифровая подстанция» определяет необходимость развертывания единого межпланетного IATS для систем релейной защиты и автоматизации, SCADA и других систем автоматизации в соответствии с IEC 61850 (рис. 1), а по концепции SmartGridPlus и по волоконно-оптическим сетям от волоконно-оптических датчиков.



Рис.1. Модель электрической подстанции в соответствии с рекомендациями МЭК61850 и концепции SmartGridPlus: 1 – реле; 2 – узел доступа; 3 – сеть; 4 – синхрошина; 5 – КРУ; РТ – трансформатор мощности; СТ – трансформатор тока; ОСТ/ОРТ – оптический трансформатор тока и мощности; сверху показана объектовая шина Ethernet

На фоне роста числа функций, выполняемых микропроцессорными реле, на оборудование и каналы связи возлагаются все более высокие требования к надежности, эффективности производства, избыточности, а также электромагнитной совместимости, включая создание сетей подстанций с нулевой потерей данных пакетов. Несмотря на очевидные преимущества, для организации сети, основанной на оптических каналах связи, необходимо иметь сложное активное коммуникационное оборудование – оптические коммутаторы, стоимость которых в несколько раз выше, чем у их обычных аналогов, и теперь этот факт ограничивает широкое использование оптических решений, повышая надежность электро-снабжения и управления энергообъектами в целом.

В настоящее время благодаря созданию и широкому распространению в телекоммуникационной сфере более дешевых решений, основанных на технологиях хРОN (ПОС), построение сетей со волоконно-оптическими линиями связи, становятся относительно доступными. В частности, одним из наиболее успешных в этой области является стандартный GPON (Gigabit PON). Ключевыми особенностями GPON являются использование только одного приемопередатчика (оптического линейного терминала) для приема и передачи информации во множество приемных устройств.

Более того, в отличие от традиционных сетей, основанных на оптическом волокне, нет необходимости устанавливать активные устройства в сетевых узлах;

вместо этого линии ответвлений производятся от основного кабеля, используя оптические разветвители, и поэтому сетевая топология является «деревом с пассивными узлами».

Ключевыми аспектами этой технологии, позволяющей ее реализовать на объектах электроэнергетики, являются:

- возможность установки модульных компактных приемопередатчиков в формате стандарта SFP (Small Form-factor Pluggable) в микропроцессорных реле или в контроллерах отсека SCADA для организации каналов связи IATS;

- компактность сплиттера позволяет размещать их в труднодоступных местах, в пределах модулей релейной защиты и автоматизации в ячейках среднего напряжения;

- независимый формат передаваемых единиц;

- маршрутизация пакетов реализована в устройствах приема, благодаря механизму управления данными GTC;

- стандарт GPON поддерживает следующие скорости: поток вниз (от OLT, downstream) передается со скоростью 1,25-2,5 Гбод, поток вверх (с ONT, upstream) передается со скоростью от 0,155 до 1,25 ГБ.

Рассмотрим результаты исследования качества сетевого сигнала GPON 2,5 ГБод. Для исследования использовалась имитационная модель программного обеспечения OptiSystem, включающая генератор случайных чисел, генератор импульсов NRZ, модулятор Maxa-Цендера, непрерывный источник лазерного излучения, фильтр нижних частот, BER-анализатор, оптический бесселевый фильтр, 3R регенератор (рис. 2).



Рис. 2. Модель сети GPON в OptiSystem

Согласно результатам моделирования сетей GPON, полученным в исследовании (с одним OLT и множеством ONT) на длине волны 1550 нм на длине участка оптического волокна 20 км, параметры BER были получены для ONT OLT 1,29·10¹² и 4·10⁻⁸ соответственно. Кроме того, в докладе обсуждаются глаздиаграммы, демонстрирующие низкий уровень шума и джиттера.

Применение технологии GPON для создания цифровой подстанции SmartGridPlus в централизованных системах управления, защиты и сигнализации на энергообъектах класса среднего напряжения могут обеспечить высокую надежность и высокоскоростную передачу данных.

Оптимизация алгоритма демодуляции сигналов с нелинейным фильтром Шрёдингера при наличии случайной поляризационной модовой дисперсии

<u>И.В. Григоров</u>^{*}, Д.В. Мишин

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, г. Самара *E-mail: igor_grigorov@mail.ru

DOI:10.31868/RFL2018.137-138

В настоящее время одной из главных проблем передачи сообщений по волоконно-оптическим линиям передачи (ВОЛП) является прием сигналов в условиях действия хроматической дисперсии (ХД), поляризационной модовой дисперсии (ПМД) и нелинейных искажений. В [1] для совместной компенсации ХД и нелинейных искажений был предложен алгоритм последетекторной обработки сигналов, использующий так называемый восстанавливающий нелинейный фильтр Шрёдингера (ВНФШ). Последний представляет собой последовательность нелинейных и линейных фазовых звеньев [2] и является электрическим аналогом ВОЛП, но с сопряженными характерисиками. Алгоритм демодуляции состоит в том, что смесь сигнала и шума на выходе ВОЛП сначала преобразуется ВНФШ, а затем поступает на классический корреляционный демодулятор [3]. Оператор ВНФШ можно обозначить \mathbf{F}^{-1} . Он является сопряженным оператору преобразования сигнала в ВОЛП без учета помех.

Рассмотрим модификацию описанного алгоритма приема с учетом ПМД и других случайных параметров ВОЛП. Известно [3], что при синтезе алгоритма приема сигналов в канале со случайно изменяющимися параметрами, оптимальным является байесовский подход, при котором вместо обычного отношения правдоподобия [3] рассматривается усредненное отношение правдоподобия с учетом распределений этих параметров. Строго говоря, все параметры ВОЛП являются случайными, но наиболее существенным здесь является случайный характер параметра В1111 для двух ортогонально поляризованных мод *m*-го спектрального канала [4]. Физически этот параметр является обратным групповой скорости соответствующей моды. Вследствие этого, смесь сигнала и шума на выходе ВОЛП, т.е. на входе ВНФШ, будет зависеть не только от времени, но и от указанного параметра.

Применяя байесовский подход для этого случая, можно записать выражение для усредненного отношения правдоподобия с учетом распределения $\beta_{1,m}$:

$$\overline{\Lambda(\mathbf{Z}/b_i)} = \int_{\mathbf{B}} w(\beta_{1m}) \exp\left\{\frac{2}{N_0} \left[\left(\mathbf{F}^{-1}(\mathbf{Z}(\beta_{1m})), \mathbf{S}_i\right) - \frac{E_i}{2} \right] \right\} d\beta_{1m}, \quad (1)$$

здесь $w(\beta_{1m})$ – плотность вероятности указанного параметра, В – его область определения, \mathbf{F}^{-1} – оператор ВНФШ, $\mathbf{Z}(\beta_{1m})$ – вектор смеси сигнала и шума на выходе ВОЛП, зависящий, в том числе, от β_{1m} , \mathbf{S}_i – опорные сигналы. Алгоритм демодуляции будет иметь вид:

$$b'_{j} = \arg\max_{i} \overline{\Lambda(\mathbf{Z}/b_{i})} = \arg\max_{i} \int_{B} w(\beta_{1m}) \exp\left\{\frac{2}{N_{0}}\left[\left(\mathbf{F}^{-1}(\mathbf{Z}(\beta_{1m})), \mathbf{S}_{i}\right) - \frac{E_{i}}{2}\right]\right\} d\beta_{1m}$$
(2)

здесь E_i – энергии сигналов **S**_i. Распределение $w(\beta_{1m})$ практически всегда можно считать гауссовским с известными математическим ожиданием и дисперсией. Описанным способом можно модифицировать алгоритм приема с учетом любого параметра, изменяющегося во времени случайным образом.

Аналитически вычислить интеграл, входящий в (2), сложно, в первую очередь, из-за сложности выражения обратного оператора \mathbf{F}^{-1} . Поэтому при цифровой реализации алгоритма (2) указанные интегралы необходимо вычислять приближенно, заменяя непрерывное распределение переменной β_{1m} дискретным.

- [1] Бурдин В.А., Григоров И.В. *Т-Сотт. Телекоммуникации и транспорт.* № 5. С. 18-24 (2013)
- [2] Григоров И.В., Широков С.М. Применение теории нелинейных волновых процессов в радиотехнике и телекоммуникациях. М.: Радио и связь, 2006. 351 с.
- [3] Прокис Дж. Цифровая связь. Пер. с англ. // Под ред. Д.Д. Кловского. М.: Радио связь, 2000. 800 с.
- [4] Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996.

Маломодовая волоконно-оптическая линия передачи с компенсацией дифференциальной модовой задержки и хроматической дисперсии на усилителях

В.А. Бурдин¹, А.В. Бурдин¹, К.А. Волков¹, М.В. Дашков¹, Е.Ю. Еремчук¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики *E-mail: eremchuk1989@yandex.ru

DOI:10.31868/RFL2018.139-140

С приближением пропускной способности современных транспортных сетей связи к так называемому «нелинейному пределу Шеннона» возрастает волокнам, которые интерес к маломодовым оптическим наряду с многосердцевинными волокнами рассматриваются в качестве альтернативы традиционным одномодовым оптическим волокнам на сетях связи. Разработаны конструкции маломодовых оптических волокон [1-3]. Известны примеры экспериментальной демонстрации возможностей технологии модового мультиплексирования с использованием таких волокон для линий дальней связи [4-6]. Технология модового мультиплексирования представляет существенный интерес для сетей связи следующего поколения, однако требует решения ряда проблем. В частности, проблемы влияния на качество передачи информации совместного действия факторов дифференциальной модовой задержки и связи мод, которые вместе с хроматической дисперсией, поляризационной модовой дисперсией и нелинейностью ограничивают пропускную способность и протяжность регенерационных участков волоконно-оптических линий передачи.

В данной работе методами математического моделирования на примере двумодовой волоконно-оптической линии передачи исследуются потенциальные возможности повышения качества передачи за счет компенсации дифференциальной модовой задержки и хроматической модовой дисперсии на линейных оптических усилителях. Для моделирования использовали модель и алгоритм [7], позволяющие учитывать связи мод, дифференциальную модовую задержку, хроматическую дисперсию и нелинейность оптических волокон. Рассматривалась линия связи протяженностью 6000 км с периодически установленными эрбиевыми оптическими усилителями при двух схемах компенсации дифференциальной модовой задержки: методом переключения мод и за счет включения линии задержки. Представлены результаты моделирования передачи сигналов с форматом модуляции DQPSK для канальной скорости 100 Гбит/с по маломодовому оптическиму волокну. Получены зависимости вероятности ошибок в оптическом канале на приеме в зависимости от способа и дифференциальной модовой глубины компенсации задержки, глубины компенсации хроматической дисперсии на линейных оптических усилителях.

Литература

[1] F. Ferreira, S. Jansen et al, IEEE Photonics Technology Letters 24(4), 240-242 (2012)

- [2] A. Li, X. Chen et al,// J. Lightwave Technology 30(24), 3953-3964 (2012)
- [3] L. Grüner-Nielsen, Y. Sun et al, J. Lightwave Technology 30(23), 3693-3698 (2012)
- [4] F. Yaman, N. Bai et al, Opt. Express 18(20), 21342-21349 (2010)
- [5] X. Chen, A. Li et al, Opt. Express 20(13), 14302-14307 (2012)
- [6] M. Salsi, C. Koebele et al, Opt. Express 19(17), 16593-16600 (2012)
- [7] В.А. Андреев, А.В. Бурдин и др., Вычислительные технологии 22(6), 4-11 (2017)

Секция З «Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные сверхкороткие импульсы»

Топологии резонаторов волоконных лазеров с синхронизацией мод излучения: возможности и перспективы

<u>Б.Н. Нюшков^{1-3,*}</u>, С.М. Кобцев¹, А.В. Иваненко¹

¹Новосибирский государственный университет ²Институт лазерной физики СО РАН ³Новосибирский государственный технический университет ^{*}E-mail: <u>nyushkov@laser.nsc.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.141

последние бурно В годы развиваются волоконные технологии. относительно просто конфигурировать различные схемы позволяющие резонаторов волоконных лазеров, в том числе те, которые ранее невозможно было реализовать с помощью не волоконных компонентов. В связи с этим актуальна разработка физических основ короткоимпульсных волоконных источников излучения с резонаторами на основе новых топологий, так как ранее эмпирически было выявлено, что топологические особенности резонаторов этих лазеров в существенной степени влияют на ключевые свойства лазерной генерации – характеристики генерируемых импульсов, стабильность генерации, чувствительность её параметров к воздействию внешних факторов.

В докладе представлен обзор современных базовых топологий резонаторов волоконных лазеров с синхронизацией мод излучения, включающий новейшие топологии, разработанные авторами данного доклада. Рассмотрены схемы резонаторов с нелинейными петлевыми зеркалами (так называемые "резонаторы в виде восьмёрки"), линейно-кольцевые схемы, гамма-, тета-схемы, каплеобразные схемы и другие. Показаны особенности управления нелинейными, дисперсионными, поляризационными спектральными свойствами И внутрирезонаторной среды. Дан анализ роли топологии резонатора в комбинированном влиянии на свойства лазерной генерации, как самой топологии резонатора, так и физических свойств компонентов, формирующих топологию резонатора. Детально рассмотрены топологии резонаторов волоконных лазеров, обеспечивающих рекордные параметры излучения.

Влияние топологии элементов резонатора волоконного F8 лазера на свойства импульсной генерации

<u>С.А. Хрипунов</u>, А.Ю. Кохановский^{*}, А.В. Иваненко, М.Д. Гервазиев, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев

Новосибирский государственный университет *E-mail: alexey.kokhanovskiy@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.142-143

Волоконные лазеры с использованием петлевых усиливающих зеркал и резонаторов в виде "восьмёрки" (F8 лазеры) широко применяются для получения стабильного режима синхронизации мод излучения и генерации импульсов с относительно высокой энергией, в том числе рекордно высокой [1] для задающих генераторов. Использование в F8 лазерах двух активных сред существенно расширяет их функциональные возможности [2, 3]. На данный момент существует два подхода к конфигурированию резонаторов F8 лазеров – расположение двух активных сред в одной петле резонатора [1-3] или расположение активных сред в разных петлях резонатора [4].

Данная работа посвящена исследованию влияния топологии элементов резонатора F8 лазера на свойства импульсной генерации в режиме синхронизации мод излучения.

Экспериментальная установка

Схемы лазерных резонаторов с разной топологией элементов представлены на Рис.1:



Рис. 1. Схемы лазерных резонаторов в виде восьмерки а) усиливающие волокна в двух петлях лазерного резонатора b) усиливающие волокна в одной петле лазерного резонатора

Схема а) состоит из двух волоконных петель соединенных волоконным ответвителем с коэффициентом деления 50/50. Правая петля представляет собой классическое нелинейное усиливающее петлевое зеркало с активным волокном, легированным иттербием. Левая петля содержит изолятор для обеспечения однонаправленности излучения, усиливающее волокно, легированное иттербием и ответвитель 30/70, выводящий 30% излучения из лазерного резонатора. Для корректного сравнения двух лазерных конфигурации вторая лазерная схема была получена из первой перемещением усиливающего участка из одной петли во вторую. Таким образом, обе схемы были реализованы на основе идентичных волоконных компонент. Сохранение длин волоконных петель лазерного обеспечивалось замещением активных резонатора волокон пассивными участками волокна той же длины. Частота повторения импульсов составляла 14.87 МГц для схемы а) и 15.17 МГц для схемы b).

Результаты

Для измерения параметров импульсных режимов использовалась система автоматического измерения длительности автокорреляционной функции, частоты повторения и средней мощности импульсного излучения. На основе этих данных была построена карта пиковой мощности выходного излучения в зависимости от токов диодов накачки активных волокон (Рис.2.):



Рис. 2. Пиковая мощность выходных импульсов в зависимости от токов лазерных диодов накачки

Согласно Рис.2. схема b) позволяет достичь больших пиковых мощностей выходных импульсов. Это подтверждает эффективность генерации второй гармоники, полученной с помощью автокоррелятора (Рис.3.). Отношение максимальных пиковых мощностей импульсного излучения схемы b) к схеме a) составило 2.2.



Рис. 3. Оптический спектр и автокорреляционная функция импульсов с максимальной пиковой мощностью двух схем лазерного резонатора

Заключение

В работе представлены карты режимов импульсной генерации в волоконных лазерных резонаторах в виде восьмерки с разной топологией элементов. Добавление второго усиливающего участка позволяет эффективно варьировать пиковую мощность импульсов. Схема с двумя усиливающими волокнами в одной петле резонатора позволяет добиться пиковой мощности в 2.2 раз больше по сравнению со схемой с двумя усиливающими волокнами в двух петлях резонатора.

Данная работа поддержана грантом РФФИ 18-32-00560

- [1] A. Ivanenko, S. Kobtsev, S. Smirnov, and A. Kemmer, Opt. Express 24, 6650 (2016)
- [2] S. Kobtsev, A. Ivanenko, and A. Kokhanovskiy, (2018)
- [3] S.Smirnov, et al, Optics Letters, v. 42, Issue 9, pp. 1732-1735 (2017)
- [4] M. Erkintalo, et al, Opt. Express 20, 22669 (2012)
Гибридные световоды для компенсации дисперсии в области 1 мкм

С.С. Алешкина^{1,*}, М.В. Яшков², М.Ю. Салганский², Д.С. Липатов², А.К. Сенаторов¹, Л.Д. Исхакова¹, М.М. Бубнов¹, А.Н. Гурьянов², М.Е. Лихачев¹

¹Научный центр волоконной оптики РАН ²Институт химии высокочистых веществ РАН ^{*}E-mail: <u>sv_alesh@fo.gpi.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.144-145

Созданию специальных волоконных световодов с аномальной в области 1 мкм дисперсией посвящено большое число работ. Однако с практической точки зрения большинство из них обладают недостатками (маломодовый режим работы, высокие потери, высокая нелинейность и т.п.). В связи с этим поиск новых конструкций волоконных световодов с аномальной в области 1 мкм дисперсией остается крайне важной задачей.

Одним из наиболее перспективных типов волоконных световодов с аномальной дисперсией на длине волны около 1 мкм является гибридный световод. Гибридные световоды – это волоконные структуры с показателем преломления сердцевины выше уровня кварцевого стекла, окруженные одним или двумя оптически более плотными кольцевыми слоями, за которыми следует слой с пониженным относительно уровня кварца показателем преломления [1,2]. Своему происхождению такие структуры обязаны конструкции брэгговского световода [3], где достижение аномальной дисперсии моды сердцевины осуществлялось на границе с запрещенной зоной, а сама мода имела достаточно высокие потери на распространение вследствие механизма формирования и удержания моды (когерентное отражение от оптически более плотных кольцевых слоев). Эти существенные для волноведущих структур недостатки были устранены в структуре гибридного световода. В данном случае рабочей является мода $LP_{0,i+1}$, где $i - \kappa_0$ личество кольцевых слоев с высоким показателем преломления, которую мы называем гибридной. Вследствие того, что механизмом удержания моды в случае гибридного световода является полное внутреннее отражение, уровень потерь на распространение гибридной моды ограничен фундаментальными потерями. Локализация гибридной моды в сердцевине обусловлена когерентным френелевским отражением от кольцевых слоев с высоким показателем преломления, окружающими сердцевину. По этой причине гибридная мода обладает рядом свойств, схожих со свойствами брэгговской моды. Так лишь гибридная мода локализована в сердцевине световода, а все остальные моды (включая фундаментальную) локализованы в кольцевых слоях. Более того, такая мода может иметь аномальную в области 1 мкм дисперсию. Величина и знак наклона дисперсии гибридной моды могут варьироваться в зависимости от параметров сердцевины и оптически более плотных кольцевых слоев [4]. Дисперсия в области 1,064 мкм может достигать величины более 100 псек/(нм км). Кроме того, возбуждение этой моды может быть осуществлено путем обычной сварки со световодом стандартного типа с согласующимся размером модового пятна. При этом величина диаметра поля моды гибридного световода, в отличие от большинства существующих конструкций световодов с аномальной в области 1 мкм дисперсией, может варьироваться в зависимости от поставленной задачи в диапазоне от нескольким микрон до 13 мкм и более [4].

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

Однако необходимо отметить, в силу того, что конструкция гибридного световода по сути является маломодовой, в данном случае может иметь место перекачка мощности между гибридной модой сердцевины и модами кольцевых слоев на резонансных длинах волн, что проявляется в появлении в спектре гибридного световода дополнительных интенсивных пиков поглощения [1]. Кроме того, возбуждение при сварке с обычным световодом небольшой доли мощности мод, локализованных в кольцевых слоях, препятствует установлению одноимпульсного режима генерации в лазерных схемах с синхронизацией мод. Вследствие этого, для подавления нежелательных мод световода и установления асимптотически одномодового режима распространения были предложены две методики. Первая основана на принципе поглощения нежелательных мод гибридного световода и состоит во внесении в положение минимума интенсивности рабочей моды сильно поглощающего слоя, который оказывает воздействие только на те моды, интенсивность которых отлична от нуля в области слоя [4]. Вторая методика состоит в селективном усилении рабочей моды световода. В этом случае центральная область сердцевины легируется активной добавкой (так как работа осуществляется в спектральном диапазоне около 1 мкм, в качестве активной добавки могут быть использованы ионы иттербия). Одномодовый режим распространения в этом случае достигается за счет различия перекрытия области легирования и распределения интенсивности полей мод световода.

Чтобы проверить применимость гибридного световода на практике, на основе конструкции гибридного световода с селективным подавлением мод была реализована схема задающего лазера, позволившая получить солитоны высшего порядка с длительностью импульса 700 фсек, энергией в импульсе 0,55 нДж и пиковой мощностью 800 Вт. Результаты по использованию гибридного световода с селективным усилением рабочей моды в схеме задающего источника будут доложены на конференции.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-19-00687

- [1] S. S. Aleshkina, M. E. Likhachev, et al., Opt. Express 21, 23838-23843 (2013)
- [2] S. S. Aleshkina, M.E. Likhachev, et al, Proc. SPIE 9344, 934405 (2015)
- [3] M.E. Likhachev, A.E.Levchenko, et al, in European Conference on Optical Communication 2007, Berlin, Germany, We7.1.2 (2007)
- [4] S. S. Aleshkina, M. V. Yashkov, et al., in IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 24, pp. 1-8 (2018)
- [5] С. С. Алешкина, и др., Квантовая электроника, 46:8, 738–742 (2016)

Управление дисперсией одномодового волоконного световода при передаче мощных фемтосекундных импульсов

<u>В. А. Бурдин</u>¹, А. В. Бурдин¹

¹Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики *E-mail: burdin@psati.ru

DOI:10.31868/RFL2018.146-147

С развитием техники и технологий лазеров ультракоротких импульсов и их приложений все более актуальной задачей становится анализ искажений оптических импульсов большой мощности при распространении в волоконных световодах. Как известно [1], в обычных кварцевых волокнах при энергии оптических импульсов менее 0,1 – 2 мкВт не следует ожидать необратимых изменений свойств материала. Соответственно, даже в таких оптических волокнах пиковая мощность фемтосекундных оптических импульсов единиц Мвт и более, не приводя к необратимым изменениям и, тем более, лазерному пробою. В работе [2] представлены результаты исследований профиля показателя преломления ступенчатого волоконного световода из плавленого кварцевого стекла с керровской нелинейностью при мощности оптического излучения в световоде до 0,2 МВт. Было показано, что даже при такой относительно небольшой мощности керровская нелинейность приводит к существенным изменениям дисперсионных характеристик. Очевидно, что с увеличением мощности, что возможно при передаче фемтосекундных импульсов, эти изменения будут более значительными. Здесь, на основе предложенного в [2] общего подхода были выполнены исследования дисперсионных характеристик кварцевого волоконного световода с керровской нелинейностью при пиковой мощности до 1,0 -10,0 МВт.

В [2], как и в большинстве работ при анализе передаточных характеристик световодов и процессов распространения в них оптических импульсов с учетом керровской нелинейности пренебрегали составляющей нелинейного показателя преломления второго порядка. В данной работе получены оценки обусловленных этим допущением погрешностей.

Изменения профиля показателя преломления кварцевых ступенчатых волоконных световодов за счет керровской нелинейности определяли, как было предложено в [2-4]. Для анализа дисперсионных характеристик воспользовались аналитическими выражениями, полученными в [4], где методом приближения Гаусса было найдено характеристическое уравнение относительно эквивалентного радиуса пятна фундаментальной моды и для этой моды выведены аналитические формулы для постоянной распространения и ее первой, второй и третьей производных, а также для времени задержки и хроматической дисперсии первого второго порядков (параметра хроматической дисперсии и наклона И дисперсионной характеристики). По указанным формулам были получены зависимости параметров хроматической дисперсии от пиковой мощности излучения в световоде, которые наглядно демонстрируют оптического возможности управления дисперсионными характеристиками за счет выбора мощности оптических импульсов. Также, были пиковой рассмотрены управления дисперсионными характеристиками волоконного возможности световода за счет выбора его профиля показателя преломления. Получены оценки погрешностей расчета параметров хроматической дисперсии за счет отбрасывания составляющей нелинейного показателя преломления второго порядка. В качестве

примера на рис.1 приведены зависимости параметра хроматической дисперсии моды LP_{01} от пиковой мощности оптического излучения в световоде для кварцевого ступенчатого оптического волокна с керровской нелинейностью с диаметром сердцевины 1,3 мкм и числовой апертурой 0,12 на длине волны 800 нм. На рис.2 для этого примера представлен график зависимости от пиковой мощности погрешности оценок параметра хроматической дисперсии, обусловленной отбрасыванием составляющей нелинейного показателя преломления второго порядка. Как следует из полученных результатов анализ дисперсионных характеристик требует учета всех составляющих нелинейного показателя преломления материалов световода. Это подтверждает и разница между результатами моделирования распространения оптических импульсов большой мощности в оптическом волокне, полученными с учетом всех составляющих и при исключении составляющей второго порядка.



Рис.1 Зависимость параметра хроматической дисперсии ступенчатого волоконного световода с керровской нелинейностью от мощности оптического излучения, 1 – с учетом всех составляющих нелинейного показателя преломления материала, 2 – учет только одной составляющей.



Рис.2 Зависимость от мощности оптического излучения относительной погрешности вычисления параметра хроматической дисперсии, обусловленной пренебрежением одной из составляющих нелинейного показателя преломления материала

Полученные в представленной работе результаты подтверждают возможности управления дисперсионными характеристиками волоконного световода за счет выбора пиковой мощности оптического излучения и выбора профиля показателя преломления световода. При этом показано, что анализ дисперсионных характеристик световода требует учета всех составляющих нелинейного показателя преломления материалов.

Литература

- [1] B. Poumellec, M. Lancry et al, Optical Materials Exspress 1(4), 766-782 (2011)
- [2] K. Okamoto, E.A.J. Marcatili, J. Lightwave Technology 1(12), 1988-1994 (1989)
- [3] V.A. Burdin, A.V. Burdin et al, Optics and Spectroscopy 123(2), 193-199 (2017)

[4] В.А. Бурдин, А.В. Бурдин и др., Физика волн. процессов и радиотехнические системы 20(3/2), 47-51 (2017)

Оптимизация режимов генерации волоконных лазеров на основе генетического алгоритма

<u>Д.А. Художиткова</u>^{1,*}, А.Е. Беднякова^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет ²Институт вычислительных технологий СО РАН ^{*}E-mail: ashulya-m@mail.ru

DOI:10.31868/RFL2018.148-149

Современная наука все чаще ставит оптимизационные задачи для сложных нелинейных многопараметрических систем. В данной работе такой системой является волоконный лазер. Исследуемый лазер представляет собой полностью волоконный кольцевой резонаор, состоящий из стандартного одномодового волокна, волокна, сохраняющего поляризацию, усиливающего волокна, фильтров и поляризационного светоделителя. Синхронизация мод достигается за счет эффекта нелинейного вращения поляризации [1].

В рамках работы было рассмотрено две математические модели: скалярная, в которой распространение сигнала по световоду рассчитывается с помощью обобщенного нелинейного уравнения Шредингера, и гибридная, в которой волокно, не сохраняющее поляризацию, моделировалась парой нелинейных уравнений Шредингера для двух компонент поляризации. Остальные устройства моделировались точечно.

Для решения оптимизационных задач хорошо зарекомендовал себя генетический алгоритм [2-3]. В скалярной модели оптимизация проводилась по трем параметрам: L_{DSF}, L_{PMF}, P_{SAT} – длины стандартного одномодового и сохраняющего поляризацию волокон, а также мощность насыщения. В гибридной модели были добавлены еще два параметра χ, ψ – углы поворотов четвертьволновой и полуволновой пластин соответственно. Целью работы является поиск оптимальных параметров лазера для получения устойчивого одноимульсного режима генерации с максимальной энергией импульса. В функции приспособленности качестве выбрана энергия, если режим одноимпульсный и стабильный.



Рис.1. Сходимость генетического алгоритма

Для численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера был применен метод расщепления по физическим процессам с использованием быстрого преобразования Фурье на линейном шаге в симметричной форме. Влияние на сигнал остальных устройств резонатора, таких как усилитель, фильтр, поляризатор, учитывается в расчетах точечно.

На рисунке 1 показана сходимость среднего и минимального значений целевой функции к найденному алгоритмом максимуму, что говорит о сходимости алгоритма.

На рисунке 2 представлена сходимость параметров оптимизации в течение работы алгоритма. Видно, что параметры локализованы в небольшой области пространства параметров в окрестности оптимума.



Рис.2. Сходимость оптимизационных параметров в процессе эволюции алгоритма

В рамках данной работы была написана программа на языке C++, решающая поставленную оптимизационную задачу. Для реализации генетического алгоритма была использована библиотека GALib. Получены оптимальные значения параметров, при которых достигается одноимульсный режим генерации с наибольшей энергией. Благодаря генетическому алгоритму и распараллеливанию удалось значительно сократить время расчетов по сравнению с перебором параметров.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-72-30006)

- [1] D. S. Kharenko, I. S. Zhdanov et al, Opt. Lett. 42, 3221-3224 (2017)
- [2] X. Fu, J. N. Kutz, Optics Express 21, 6526-6537 (2013)
- [3] U. Andral, R. Si Fodil et al, *Optica* **2**, 275-278 (2015)

Полностью волоконный эрбиевый лазер с синхронизацией мод с высокой энергией в импульсе

<u>И.С. Жданов^{1,2,*}</u>, Д.С. Харенко^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Институт Автоматики и Электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия ²Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия *E-mail: inn.zhdanov@rambler.ru

DOI:10.31868/RFL2018.150-151

В последнее время все больший интерес вызывают мощные фемтосекундные лазеры с несущей длиной волны 1550 нм, имеющие широкий круг применений: CARS [1], генерация импульсов предельно короткой длительности (порядка нескольких колебаний) [2], частотная метрология [3,4] и генерация терагерцового излучения [5]. Все эти применения устанавливают следующие требования: высокая мощность излучения, малая длительность импульса и высокая стабильность генерации.

Режим генерации сильночирпованных (с параметром чирпа > 10) диссипативных солитонов (СЧДС) позволяет создать схему, обладающую всеми обозначенными параметрами. Большой успех по увеличению энергии СЧДС в был достигнут с применением лазеров с составным области 1 мкм резонатором [6], состоящим из частей одномодового волокна с сохранением поляризации (polarization maintaining, PM) и стандартного одномодового волокна. Этот подход был впервые применен в спектральной области 1,5 мкм в работе [7]. получена генерация диссипативных результате была солитонов В С длительностью 165 фс после сжатия и энергией 0,93 нДж в кольцевом эрбиевом лазере с составным резонатором. Данная работа посвящена изучению возможности дальнейшего повышения энергии СЧДС, генерируемых напрямую из задающего генератора.



Рис. 1. Схема лазера в конфигурации с сонаправленной накачкой и накачкой в противоположном направлении. **PM SMF** – одномодовое волокно с сохранением поляризации, **SMF**- одномодовое волокно, **EDF** – активное волокно, **WDM** – спектрально-селективный ответвитель, **DCF** – волокно со смещенной дисперсией, **PBS** – поляризационный делитель пучка, **LD** – лазерный диод.

Увеличение энергии производилось за счет удлинения резонатора отрезком волокна с сохранением поляризации. Были испробованы несколько типов волокон (Fujikura DS-15, PM 1550 XP, OFS PM Raman), однако большая их часть обладала малой аномальной дисперсией в области 1,5 мкм, что оказывало

негативное воздействие на суммарную дисперсию резонатора. В результате было выбрано рамановское волокно с сохранением поляризации (PM Raman Fiber, OFS), обладающее большой нормальной дисперсией. Опробованы схемы с различными направлениями накачки (рис. 1). В конфигурации с сонаправленной накачкой получена генерация СЧДС с энергией 3,3-3,7 нДж, на рисунке 2а приведены спектры импульсов для конфигураций с шириной фильтра 35 нм.



Рис. 2. Оптические спектры генерируемых импульсов в различных конфигурациях, а – сонаправленная накачка, б – накачка в противоположном направлении.

При использовании накачки в противоположном направлении энергия импульса увеличилась до 5,1-5,9 нДж (рис. 2б) и наблюдаемый спектр значительно уширился и потерял характерную для СЧДС форму. Стоит отметить, что существенное увеличение энергии импульсов не привело к генерации ВКР. В докладе будут представлены результаты измерения оптического спектра, интерференционной АКФ и радиочастотного спектра генерации данных импульсов.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИАиЭ СО РАН (№0319-2018-0004).

- [1] C. W. Freudiger, et al, Nat. Photonics 8, 153–159 (2014).
- [2] G. Krauss, et al, Nat. Photonics 4, 33–36 (2010).
- [3] V. S. Pivtsov, et al, Quantum Electronics, 44, 06 (2014)
- [4] N. R. Newbury, et al, J. Opt. Soc. Am. B, 24(8):1756–1770, (2007).
- [5] A. Schneider, et al, Opt. Express 14, 5376 (2006).
- [6] D. S. Kharenko, et al, Opt. Lett. 37, 4104–4106 (2012).
- [7] D. S. Kharenko, et al, Opt. Letters 42(16), 3221-3224 (2017).

Нелинейно-оптические свойства углеродных нанотрубок с электрохимическим легированием для насыщающихся поглотителей в волоконных лазерах

Ю. Гладуш^{1,2,*}, А. Мкртчан¹, В. Яковлев¹, Д. Копылова¹, А. Хегай³, М. Мелькумов³, М. Бурданова⁴, А. Насибулин^{1,5}

¹Сколковский институт науки и технологий, Россия ²Институт спектроскопии РАН, Россия ³Национальный центр волоконной оптики, Россия ⁴Университет Варвик, Великобритания ⁵Университет Аалто, Финляндия *E-mail: y.gladush@skoltech.ru

DOI:10.31868/RFL2018.152-153

Известно, что углеродные нанотрубки могут быть использованы в качестве насыщающегося поглотителя для волоконных лазеров. Стандартный подход предполагает создание композитного материала на основе нанотрубок и полимера, который зажимается между двух коннекторов. Другой подход предполагает осаждение нанотрубок из жидкости напрямую на поверхность волокна – лицевую грань, полированное или тейпированное волокно – с помощью термодиффузии или других методов. Любой из этих подходов предполагает. кроме непосредственно роста углеродных нанотрубок. дополнительные шаги по приготовлению суспензии, ее очистке и осаждению нанотрубок. В данной работе для изготовления насыщающегося поглотителя мы используем углеродные нанотрубки, выращенные методом аэрозольного синтеза. Такие трубки собирается на целлюлозный фильтр непосредственно на выходе из реактора и могут быть перенесены на любую поверхность методом сухого переноса. Ранее были продемонстрированы насыщающиеся поглотители, изготовленные с применением данной техники, на внешних зеркалах и на коннекторах [1]. В этой работе мы используем метод сухого переноса для изготовления насыщающихся поглотителей на полированном волокне.

Данные пленки углеродных нанотрубок не содержат полимер или сурфактант, это делает электрохимические легирование нанотрубок с помощью ионной жидкости исключительно эффективным. Такой гейтинг позволяет сдвигать уровень ферми под действием небольшого напряжения и, таким образом, управлять поглощение углеродных нанотрубок. В работе мы используем технику возбуждения-зондирования для изучения поведения нелинейного поглощения в углеродных нанотрубках в зависимости от степени легирования. Мы показываем, что электрохимическое легирование приводит к уменьшению нелинейного просветления и увеличению скорости релаксации. Далее мы используем насыщающийся поглотитель на основе углеродных нанотрубок с ионной жидкостью в эрбиевом волоконном лазере. Мы демонстрируем, что, подавая напряжение на углеродные нанотрубки мы можем осуществлять переключение между различными видами импульсной генерации. В схеме с анормальной полной дисперсией мы демонстрируем переключение между импульсами 400 фс в режиме синхронизации мод и 2 мкс в режиме модуляции добротности. Чтобы в полной мере использовать высокую термическую стойкость насыщающегося поглотителя на полированном волокне мы также демонстрируем переключение импульсов в режиме с нормальной полной дисперсией, для которого реализуется односолитонный режим при существенно больших энергиях. Мы считаем, что основным механизмом, обеспечивающим переключение, является модуляция нелинейного просветления насыщающегося поглотителя. Такие управляемые насыщающие поглотители могут использоваться как гибкий инструмент для исследования различных типов импульсной генерации, так и в индустрии для создания переключаемых лазеров или подбора оптимальных параметров насыщающегося поглотителя.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (No. 17-19-01787)

Литература

S Kobtsev et. al., *Optics Express* 24, 28768 (2016)
E. J. Lee et. al., *Nature Communications* 6, 6851 (2015)

Разработки волоконных лазеров и лазерных систем в ООО «Авеста-Проект»

<u>Д.С. Черных</u>^{1,2,*}, Д.В. Шепелев¹, А.В. Таусенев^{1,2}, А.В. Конященко^{1,2}

¹ООО «Авеста-Проект» ²Физический институт имени Лебедева Российской академии наук ^{*}E-mail: dchernykh@avesta.ru

DOI:10.31868/RFL2018.154-155

Инженеры ООО «Авеста-Проект» находятся в постоянном и тесном контакте с научными сотрудниками ряда отечественных НИИ и принимают участие в совместных проектах в различных областях фундаментальных и прикладных исследований. Наиболее актуальные, результативные и перспективные проекты представлены в данном докладе.

К настоящему моменту в ООО «Авеста-Проект» успешно реализованы и выпускаются комб-генераторы на основе эрбиевых фемтосекундных волоконных лазеров. В частности, осуществляется производство не только комб-генераторов с классической схемой со стабилизацией как частоты повторения, так и частоты отстройки, но и, впервые в России, успешно прошла испытания система с центральной длиной волны 1560 нм на основе технологии генерации разностной частоты (т.н. DFG-comb) [1,2], которая позволяет исключить необходимость стабилизации частоты отстройки.

В процессе научно-исследовательской и опытно-конструкторской работы по тематике комб-генераторов достигнуты значительные результаты в технологии применения Рамановского спектрального сдвига и генерации суперконтинуума. В ООО «Авеста-Проект» отработана технология производства фемтосекундных волоконных лазеров с центральной длиной волны генерации до 1700 нм, что открывает новые возможности для применения подобных систем в перспективных областях лазерной когерентной томографии, а также двух-, трех-и многофотонной микроскопии [3-5].

результате глубокой модернизации и применения специальных В технологических решений, в штатно выпускаемой иттербиевой фемтосекундной волоконной системе ANTAUS удалось достигнуть энергии в импульсе более 20 мкДж при длительности импульса менее 200 фс. Кроме того, оптимизация и усовершенствование внутренней управляющей электроники позволило расширить функциональный диапазон применений данной системы. Ведутся изыскания возможных направлений применения системы ANTAUS не только в областях биофизики и физической медицины, таких как лазерная микрохирургия глаза, высокоточная нейрохирургия, микрообработка клеточных мембран и т.д., но и в технологиях моделирования различных экстремальных воздействий при анализе качества микроэлектроники [6], генерации суперконтинуума, генерации терагерцового излучения и т.д.

Совместно с сотрудниками лаборатории цитотехнологии Института теоретической и экспериментальной биофизики РАН (г. Пущино) осуществлена модернизация микроскопической флуоресцентной станции Nikon Eclipse Ti-E (Nikon Corporation) путем интеграции в ее оптический тракт одномодового лазерного источника с длиной волны генерации 1455 нм и мощностью 200 мВт. Данная модернизированная станция предназначена для исследования роста отростков нервных клеток под влиянием ультралокальных температурных градиентов in vitro [7, 8]. После серии калибровочных опытов произведены

первые успешные эксперименты по управляемому росту нейритов. Скорость роста, в среднем, составила 10 мкм/мин.

В перспективе на ближайшее время запланированы работы по следующим направлениям: расширение возможных применений выпускаемой продукции в областях биофизики и физической медицины; дальнейшее сокращение длительности импульсов и повышение их энергии при сохранении полностью волоконных схем лазерных систем; совместная работа с Физическим институтом им. Лебедева Российской академии наук по созданию макета бортового оптического репера частоты на основе выпускаемых ООО «Авеста-Проект» комб-генераторов и соответствующих электронных управляющих устройств.

- [1] S. Droste, G. Ycas et al, Nanophotonics 5(2) 196-213 (2016)
- [2] F.C. Cruz, D.L. Maser et al, Optics Express 23(20) 26814-26824 (2015)
- [3] P.Cadroas, L.Abdeladim et al, Journal of Optics 19(6) 065506 (2017)
- [4] P.J. Marchand, D. Szlag et al, Journal of Biomedical Optics 23(3) 036012 (2018)
- [5] M. Baumgartl, T. Gottschall et al, *Optics Express* **20**(19) 21010-21018 (2012)
- [6] J.M. Hales, D. McMorrow et al, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **61**(6) 2504-3511 (2014)
- [7] Zeeb, V; Suzuki, M; Ishiwata, S; Journal of Neuroscience Methods 139 69-77 (2004)
- [8] Oyama, K; Zeeb et al; Scientific Reports 5 16611 (2015)

Пассивная гармоническая синхронизация мод в эрбиевом волоконном лазере

<u>А.И. Трикшев^{1,*}</u>, В.А. Камынин¹, В.Б. Цветков^{1,2}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва ² Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", г. Москва ^{*}E-mail: trikshevgpi@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.156-157

В последние годы во многих областях науки и технологии находят применение лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) высокой частоты, благодаря таким качествам, как высокая оптическая эффективность, широкий диапазон рабочих параметров, масштабируемость. В оптической метрологии и молекулярной спектроскопии высокостабильные лазерные системы УКИ позволяют получать данные с улучшенным отношением сигнал-шум, таким образом уменьшая время измерения. Такие системы подходят и для систем навигации, где требуются высокоточные стандарты частоты, и для системы высокоскоростной передачи данных. Особое место такие источники занимают в радиофотонике. Данное направление является мощным стимулом для развития целых разделов фотоники: высокостабильных непрерывных и импульсных лазеров, в том числе фемтосекундных, фотоприемников, волоконных фильтров, фотонных аналого-цифровых преобразователей для частот более 10 ГГц.

Существует несколько способов создания таких лазерных систем: использование твердотельных или полупроводниковых лазеров с коротким резонатором [1], использование микрорезонаторов [2], использование лазерных систем с гармонической синхронизацией мод. Под гармонической синхронизацией мод понимается такой режим работы лазера, при котором в резонаторе одновременно существуют несколько импульсов с равными временными интервалами.

Синхронизация мод может быть получена несколькими способами:

- использование насыщающихся поглотителей (SESAM или углеродные нанотрубки) [3],

- использование эффекта нелинейного вращения поляризации (NPR) [4],

- использование нелинейных волоконных зеркал [5].

В нашей работе продемонстрирован импульсный кольцевой волоконный лазер, работающий в режиме пассивной гармонической синхронизации мод на основе эффекта нелинейного вращения плоскости поляризации. В качестве активной среды использовалось эрбиевое волокно длиной 1 метр. Накачка осуществлялась лазерным диодом с длиной волны 1461 нм. Мощность диода накачки варьировалась в диапазоне от 30 до 180 мВт. Общая длина резонатора, с учетом линии задержки на SM-волокне, составляла 2.4 метра, что обеспечивало частоту повторений импульсов на основной гармонике в 84 МГц. Гармоническая синхронизация достигалась путём тщательной настройки контроллеров поляризации и оптимизации мощности накачки.

На рисунках 1, 2 показаны осциллограммы выходных импульсов и соответствующие автокорреляционные функций. Максимальная рабочая частота составляла 5,62 ГГц, что соответствовало 67-й гармонике. На рис. 2 представлены спектры выходного излучения.



Рис. 2. Автокорреляционные функции выходного излучения на разных гармониках.

Эти режимы можно объединить в серии, которые характеризовались стабильной работой на одинаковых длинах волн. При этом была возможность перестройки лазера на разные гармоники в пределах одной серии. Длительность импульсов изменялась в диапазоне от 0.8 до 1.8 пс. Замечено, что при переходе на высокие гармоники длительность импульса увеличивалась, а ширина спектра генерации уменьшалась.

Работа выполнена при поддержке Президиума Российской Академии Наук в рамках программы фундаментальных исследований № І.7 «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

- [1] U. Bandelow, et al, Opt Quant Electron 38: 495 (2006)
- [2] T.J. Kippenberg, et al, Science: 332 (6029), pp. 555-559 (2011)
- [3] J. Sotor, et al, Laser Phys. Lett., 11,055102. (2014)
- [4] J. Peng, et al, J. Lightw. Technol., **31**, 3009–3014 (2013)
- [5] H.R. Chen, et al, Opt. Lett. 38, 845–847 (2013)

Сравнение режимов синхронизации мод в гольмиевом волоконном лазере

<u>С.А. Филатова</u>^{1,*}, В.А. Камынин¹, Н.Р. Арутюнян^{1,2}, А.С. Пожаров¹, Е.Д. Образцова^{1,3}, В.Б. Цветков^{1,2}

¹Институт общей физики имени А. М. Прохорова Российской академии наук, ИОФ РАН ²Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» ³Московский физико-технический институт (государственный университет), МФТИ ^{*}E-mail: <u>filsim2910@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.158-159

Много внимания уделяется исследованию и развитию волоконных лазеров, генерирующих ультракороткое излучение в спектральном диапазоне более 2 мкм. Интерес к этим источникам обусловлен широкой областью их возможных применений [1]. Для достижения больших длин волн в двухмикронном диапазоне в качестве активной среды используют волокна, легированные ионами гольмия [2]. Режим синхронизации мод в импульсных гольмиевых волоконных лазерах в основном реализован за счет медленных насыщающихся поглотителей, таких как: углеродные нанотрубки [3], графен [4], самопросветляющиеся зеркала (SESAM) [5]. Однако, исходя из работ, посвященных эрбиевым и тулиевым волоконным лазерам, для достижения самозапуска лазера и стабильной генерации коротких импульсов следует использовать гибридную синхронизацию мод, основанную на совместном использовании медленного насыщающегося поглотителя и быстрого поглотителя, основанного на нелинейном эффекте Керра [6].

В данной работе мы сравниваем режимы синхронизации мод в гольмиевом волоконном лазере, основанные на нелинейном вращении плоскости поляризации (НВПП) [7], и на совместном действии НВПП и насыщающегося поглотителя на основе одностенных углеродных нанотрубок.





На Рис. 1 представлена оптическая схема гольмиевого волоконного лазера с гибридной синхронизацией мод. Накачка гольмиевого лазера осуществлялась непрерывным излучением от иттербиевого волоконного лазера на длине волны 1125 нм через мультиплексор 1125/2100 нм. Кольцевой резонатор, длиной около 20 м состоял из гольмиевого волокна, длиной около 6 м, и одномодового волокна Corning SM-332. Волоконный поляризатор и пара контроллеров поляризации помещались между активным и одномодовым волокном для формирования НВПП. В качестве медленного насыщающегося поглотителя использовались

одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ), нанесенные на полимерную пленку, которая фиксировалась между двумя угловыми разъемами. Волоконный ответвитель 50/50 использовался в качестве вывода лазерного излучения. Схема гольмиевого лазера с синхронизацией мод за счет НВПП отличалась лишь отсутствием пленки с ОУНТ между оптическими разъемами.

На Рис. 2 представлены спектры излучения гольмиевых волоконных лазеров при разных режимах синхронизации мод. Спектры имеют типичную форму для солитонного режима работы лазеров, соответствующего аномальной внутрирезонаторной дисперсии. Из Рис. 2 видно, что центральные длины волн и ширина спектров на полувысоте отличаются.



Рис. 2 Спектры излучения гольмиевых волоконных лазеров: a) с синхронизацией мод на основе НВПП, б) с гибридной синхронизацией мод на основе НВПП и ОУНТ.

В работе проведено сравнение различных режимов синхронизации мод (на основе НВПП, а также на основе НВПП и ОУНТ) в гольмиевом волоконном лазере. Проведено сравнение спектральных и временных параметров лазерного излучения, а также изучен вопрос стабильности лазерной генерации.

Работа выполнена при поддержке Президиума Российской Академии Наук в рамках программы фундаментальных исследований № І.7 «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

- [1] K. Scholle, S. Lamrini et al., in *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics*, Bishnu Pal, ed., 471-500 (InTech, 2010);
- [2] A. Hemming, N. Simakov et al., Optical Fiber Technology 20(6), 621-630 (2014);
- [3] A.Y. Chamorovski, A.V. Marakulin et al., Laser Phys. Lett. 9(8), 602–606 (2012);
- [4] J. Sotor, M. Sobon et al., Optics letters 41.11, 2592-2595 (2016);
- [5] N. Tolstik, E. Sorokin et al., in *Mid-Infrared Coherent Sources* (pp. MM6C-4), Optical Society of America (2016);
- [6] M.A. Chernysheva, A.A. Krylov et al., *IEEE journal of selected topics in quantum electronics* **20(5)**, 425-432 (2014);
- [7] S.A. Filatova, V.A. Kamynin et al., Laser Physics Letters 13(11), 115103 (2016).

Волоконный фемтосекундный лазер с управлением фазой между несущей и огибающей

Н.Н.Головин¹, Н.И.Дмитриева¹, К.М. Сабакарь, <u>А.К.Дмитриев</u>^{1,2,*}

¹ Новосибирский государственный технический университет ² Институт лазерной физики СО РАН ^{*}alexander_dmitriev@ngs.ru

DOI:10.31868/RFL2018.160-161

При получении аттосекундных импульсов существенное влияние имеет сдвиг фазы между огибающей и несущей [1]. Использование лазера-гетеродина, частота которого совпадала с низкочастотной, а его вторая гармоника – с высокочастотной областью спектра излучения фемтосекундного лазера позволило устранить сдвиг его частотной гребенки [2]. Это же удалось достичь при использовании акустооптического модулятора [3]. Вместе с тем была продемонстрирована возможность измерения сдвига гребенки частот лазеров с самосинхронизацией мод с произвольной шириной спектра излучения по смещению полос пропускания интерферометра Фабри-Перо, однако достигнутая погрешность измерения составила величину 10⁻² от частоты повторения [4]. Во всех вышеописанных случаях сдвигфазы между огибающей и несущей имеет произвольную величину.

В настоящей работе предложен метод реализации фемтосекундного излучения без сдвига частотной гребенки в отсутствие лазера-гетеродина при генерации синтезированной последовательности импульсов с требуемой разностью фаз между несущей и огибающей.

При стабилизации частоты повторения и сдвига гребенки частот по стандарту частоты радиодиапазона спектр излучения лазера представляет собой набор эквидистантно расположенных частот, интервал между которыми равен частоте повторения импульсов f присдвиге частотной гребенки лазера Δ

$$\nu_m = mf + \Delta, \tag{1}$$

где целое положительное число *т*- номер моды.



Рис. 1. Последовательность фемтосекундных импульсов (а) и их спектр излучения (b).

На рис. 1а представлена временная последовательность фемтосекундных импульсов при сдвиге частотной гребенки $\Delta = f/3$. Длительность импульсов τ ограничена спектральной шириной фемтосекундного излучения ω , а число оптических колебаний в импульсе определяется отношением длительности импульсов τ к периоду световых колебаний $1/v_0$.

Можно показать, что при выполнении соотношения:

$$k/q=f/\Delta,$$
 (2)

где *k* и *q* – целые числа, при выделении из излучения фемтосекундного лазера каждого *k*-ого импульса при соблюдении соотношения (2) получается периодическая последовательность идентичных импульсов на частоте повторения.

$$F=f/k \tag{3}$$

При этом сдвиг синтезированной гребенки будет равен нулю, так что спектр излучения представляет набор частот

$$v_p = jF, \qquad (4)$$

где j - целое положительное число, а число составляющих спектра в k раз больше по сравнению с излучением на выходе фемтосекундного лазера при неизменной ширине спектра.

Минимальные значения временного, а также пространственного интервала между импульсами в синтезированной последовательности реализуется при k=3, когда $\delta=\pm 1/3$. На рис. 2а изображено распространение таких фемтосекундных импульсов.



Рис. 2. Периодическая последовательность синтезированных фемтосекундных импульсов (a) и их спектр излучения (b).

Отметим, что в этом случае будет иметь место произвольный сдвиг фазы несущей относительно огибающей.

Из всех возможных последовательностей импульсов сдвиг фазы несущей относительно огибающей может селектироваться с дискретностью $2\pi/k$ от минимального значения $\varphi_{\min} \leq 2\pi/k$ до 2π .

Эксперименты были выполнены с помощью волоконного фемтосекундного лазера MenloSystems FC1500-250WGc частотой повторения импульсов f = 250МГц. Эта частота синхронизировалась с частотой 10 МГц прецизионного генератора StanfordSG384. Этот же генератор мог задавать сдвиг гребенки на различных частотах F. Максимальное значение частоты F составляло 62.5 МГц. Сигнал на частоте F через фазовращатель поступал на импульсный генератор, модулятором интенсивности, который управлял на выходе которого синтезировалась последовательность идентичных фемтосекундных импульсов с частотой повторения F. Фазовращатель позволял выделять последовательность импульсов с заданной разностью фаз между несущей и огибающей.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части государственного задания №3.6835.2017/8.9 и гранта РФФИ № 18-02-00316.

- [1] BohanA.D., AntoineP., etal., Phys. Rev.Lett. 81, 1837 (1998)/
- [2] UdemTh., Reichert J. et al. Phys. Rev. Lett., 82, 3568 (1999).
- [3] David J. Jones, Scott A. Diddams, tt al., Science, 82 635 (2000).
- [4] Баснак Д.В., Бикмухаметов К.А., и др., Квантоваяэлектроника, т.42(1), 71, (2012)

Секция 4 «Лазерная оптика и компоненты: волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика»

Работоспособность волоконных световодов в тяжелых условиях эксплуатации

<u>С.Л. Семенов^{*}</u>, П.Ф. Кашайкин, А.Ф. Косолапов, А.Л. Томашук

Научный центр волоконной оптики Российской академии наук (НЦВО РАН) *E-mail: sls@fo.gpi.ru

DOI:10.31868/RFL2018.163

Во многих специальных применениях, а также в химической, нефтяной, газовой, атомной промышленности существует необходимость применения волоконно-оптических датчиков для мониторинга состояния технологических установок, скважин, ядерных реакторов и т д, используемых в условиях высокой температуры, повышенной радиации и водородосодержащей атмосферы. Кроме того, существует задача применения волоконных световодов для передачи телеметрической и иной информации между центрами управления, а также на борту подвижных объектов, в частности, летательных и космических аппаратов. Использование волоконно-оптической системы вместо медных проводов позволяет, во-первых, на порядки увеличить скорость передачи информации, а существенно сократить вес соответствующих кабелей во-вторых, и изделия. Для перечисленных выше применений соответственно вес всего необходимы волоконные световоды с повышенной температурной И радиационной стойкостью. Использование в таких условиях стандартных покрытий волоконных акрилатных полимерных защитных световодов (допустимая температура эксплуатации до 85° С) и стандартных составов стекла световедущей сердцевины (кварцевое стекло, легированное оксидом германия) приводит к быстрой деградации оптических и механических свойств световода.

В докладе будет представлена информация о разработках НЦВО РАН в области специальных волоконных световодов и волоконно-оптических элементов на их основе, обладающих, помимо устойчивости к воздействию радиации, устойчивостью к температуре водородной повышенной И атмосфере. Достижению стойкости к вышеперечисленным факторам способствуют как специальные составы сердцевины и отражающей оболочки световода, так и спецполимеры) защитно-упрочняющие нестандартные (углерод, металл, покрытия.

Работы по данному направлению поддерживаются Минобрнауки Российской Федерации (шифр проекта RFMEFI60417X0183).

Влияние УФ-излучения на усилительные свойства легированного эрбием кварцевого волокна, насыщенного молекулярным водородом

А.П. Базакуца^{*}, К.М. Голант, О.В. Бутов

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН ^{*}E-mail: <u>abazakutsa@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.164-165

Разработка волоконных лазеров с распределенной обратной связью (РОС) основе высоколегированных редкоземельными примесями кварцевых на оптических волокон является актуальной задачей [1,2]. Резонатором такого лазера является волоконная брэгговская решётка с фазовым-сдвигом [3]. Запись такой решетки, как правило, осуществляется с помощью излучения лазера УФобеспечения лиапазона [3]. Лля необходимой лля записи решетки фоточувствительности сердцевину волоконного световода легируют германием. Однако квантовая эффективность люминесценции эрбия при повышении его концентрации в сетке стекла сердцевины в присутствии германия может снижаться [4], при том, что именно высокая концентрация эрбия в сердцевине световода позволяет создавать волоконные РОС лазеры с коротким резонатором без солегирования ионами Уb. Альтернативным решением вопроса повышения фоточувствительности может являться насыщение активного волокна молекулярным водородом [5]. В работе [6] было описано влияние H₂ на люминесцентные свойства активных волокон. При этом, как показано в [7], воздействие облучения таких волокон УФ требует дополнительного изучения. В нашей работе было проведено исследование влияния ультрафиолетового облучения легированного Er волоконного световода, насыщенного H_2 , на его усилительные свойства.

В наших экспериментах исследовалось одномодовое активное оптоволокно плавленого кварца, легированное эрбием, вытянутое ИЗ заготовки, ИЗ применением технологии **SPCVD** изготовленной [8]. Концентрация с редкоземельных ионов Er³⁺ в сердцевине волокна, вычисленная из величины поглощения на характерной длине волны 1530 нм 180 dB/m составила 3.74 * 10²⁰ ст⁻³. Основным параметром, который исследовался в наших экспериментах, было усиление в активном волокие на длине волны 1550 нм. Измерение проводилось по классическому методу cut-back [3]. Схема эксперимента на рис. 1.



Рис. 1 Схема эксперимента.

На рис. 2 показано усиление малого сигнала (1 \square W) в активном волокне до и после насыщения молекулярным водородом, а также спустя различные

интервалы времени после УФ облучения эксимерным лазером на длине волны 193 нм. Доза, полученная каждым образцом, составила 0,75 кДж/ см². Как видно из графика, насыщение водородом, равно как и облучение УФ волокон без водорода приводит к небольшому ~ 10% уменьшению усиления, в то время как облучение волокна, предварительно насыщенного молекулярным водородом приводит к уменьшению усиления более чем вдвое при максимальной мощности накачки. С течением времени усиление частично восстанавливается после облучения, что объясняется выходом несвязанного H₂ из волокна.



Рис. 2. Изменение усиления с течением времени после облучения УФ насыщенного H₂ волокна.

Рис. 3. Изменение усиления в процессе облучения УФ насыщенного H₂ волокна.

Кроме того, было проведено измерение величины усиленного сигнала после образца активного волокна 'in situ' в процессе облучения УФ для насыщенных и не насыщенных молекулярным водородом образцов (рис. 3). Было показано, что в результате УФ облучения насыщенного водородом активного волокна в нём образуются дефекты двух типов. Дефекты первого типа, не связанные с присутствием водорода в сетке стекла, частично распадаются под воздействием излучения накачки на 980 нм, причём характерное время этого распада составляет ~3 с. Дефекты второго типа, ассоциированные с присутствием водорода за рассматриваемый промежуток времени не распадаются.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований (РФФИ) (проект А 17-07-01388)

- [1] M. Sejka, et al, *Electron. Lett.*, **31**, no. 17, 1445–1446, (1995).
- [2] S. A. Babin, et al, Laser Phys. 17, 1292–1295 (2007)
- [3] Oleg V. Butov, et al, Journal of the Optical Society of America B, 34, No.3, A43-A48, (2017)
- [4] A.V.Kholodkov, K.M.Golant, Semiconductor Device Research Symposium, 90 91, (2003)
- [5] O. V. Butov, et al, *Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS)*, St.Petersburg, Russia, 22 25, (2017)
- [6] A.P. Bazakutsa, K.M. Golant, Journal of Non-Crystalline Solids, 411, 68-75, (2015)
- [7] Wen Liua,b, John Canning et.al., *International Conference on Optical Fibre Sensors (OFS24)*, Proc. of SPIE, **9634**, 96344F-1 96344F-4, (2015)
- [8] E.M. Dianov, et al, *Journal of Lightwave Technology*, **13**, No. **7**, 1471 1474, (1995)

Активные фосфоро-алюмосиликатные волоконные световоды, изготовленные модифицированным методом спекания порошков оксидов

<u>В.В. Вельмискин</u>^{*}, О.Н. Егорова, Л.Д. Исхакова, С.Л. Семёнов

Научный центр волоконной оптики РАН, г. Москва ^{*}E-mail: vvv@fo.gpi.ru

DOI:10.31868/RFL2018.166-167

Одной из главных задач волоконной оптики является создание световодов с большим диаметром поля моды, одновременно обладающих низкой оптической нелинейностью и высоким качеством пучка, является в настоящее время одной из центральных задач волоконной оптики. Для этого требуется, чтобы разница показателя преломления (Δn) активного материала световедущей сердцевины и материала отражающей оболочки была порядка 1×10^{-3} (либо, чтобы оба материала имели одинаковый показатель преломления). При этом в материале сердцевины не должно быть оптических неоднородностей более 1×10^{-4} . К сожалению, вследствие получения принципиально неоднородного по сечению профиля показателя преломления, метод модифицированного химического осаждения из газовой фазы (MCVD), который является в настоящее время одним из самых распространенных методов получения активных световодов, перестает удовлетворять повышенным требованиям по однородности материала.

Это, наряду с необходимостью введения легирующих добавок во все возрастающих концентрациях, стимулировало ряд научных групп на поиск новых подходов для изготовления легированного стекла для волоконной оптики. Из них, благодаря совокупности уникальных характеристик, можно выделить метод получения спекания порошков оксидов. Показано, что данный метод позволяет получать заготовки активных волоконных световодов отличного качества со сравнительно низкими оптическими потерями и требуемой величиной неоднородностей, при этом оставаясь сравнительно простым в технологическом плане [1].

К настоящему времени основной проблемой метода спекания являются трудности при создании световодов с требуемой малой Δn между активной сердцевиной и оболочкой. Причиной этого служит тот факт, легирование кварцевого стекла редкоземельными элементами и примесями, способствующими их растворению (например, алюминием), приводит к значительному увеличению его показателя преломления. Использование традиционных для метода MCVD понижающих показатель преломления легирующих добавок, таких как бор и фтор, в условиях метода спекания порошков оксидов крайне затруднено из-за их летучести при высоких температурах [2].

Частичным решением проблемы может служить использование так называемого «пьедестала», в этом случае активную сердцевину световода окружает легированная алюминием кварцевая оболочка с повышенным показателем преломления, создающим малое значение Δn [3].

Нами предложено иное решение вышеуказанной проблемы, основанное на том, что совместное введение в кварцевое стекло фосфора и алюминия в определенной пропорции не только не повышает показатель преломления, но позволяет опустить его ниже значения нелегированного стекла [4]. Это позволяет

получать материал для активной сердцевины волоконного световода с хорошо согласованным с нелегированной оболочкой показателем преломления. Проблема введения легколетучего фосфора в нашем методе была решена выбором в качестве легирующей добавки достаточно тугоплавкого и стабильного при высоких температурах порошка фосфата алюминия AlPO₄ (T_{пл} = 1800 °C).

В работе применялась разработанная нами ранее технология спекания порошков исходных веществ без использования тиглей, а также технология незагрязняющего перемешивания спеченного неоднородного оптического материала для достижения оптической однородности на уровне 1x10⁻⁴ [5,6]. Были изготовлены легированные иттербием активные фосфоро-алюмосиликатные волоконные световоды в полимерном покрытии (Рис. 1).



Рис. 1. Электронная микрофотография сечения одного из изготовленных волоконных световодов

Анализ показал достаточно однородное распределение легирующих элементов и пониженный однородный профиль показателя преломления в активной сердцевине. Содержание алюминия, фосфора и иттербия составили 1,85, 1,8 и 0,18 ат.%, соответственно. Уровень оптических потерь составил приемлемые 400 дБ/км на длине волны 1200 нм. На 2 м куске одномодового световода при непрерывной накачке в оболочку на 915 нм была получена лазерная генерация на торцах с эффективностью 80%. Более подробные результаты исследования структурных, люминесцентных и генерационных свойств световодов будут доложены на конференции.

- [1] K. Schuster, S. Unger et al, Adv. Opt. Technol., 3(4), 447-468 (2014)
- [2] K. Schuster, S. Grimm et al, Opt. Mat. Express, Vol. 5, Issue 4, 887-897 (2015)
- [3] W. He et al, *Laser Phys. Lett.*, **12**(1), 015-103 (2015)
- [4] Д.С. Липатов, дисс., Ниж. Н.: ИХВВ РАН, с. 131 (2010)
- [5] V.V. Velmiskin, O.N. Egorova et al, Proc. SPIE, 8426, 84260I-1-8 (2012)
- [6] V. Velmiskin, O.N. Egorova et al, *International Conference on Sintering 2017*, SINT-112-2017, San Diego, USA (2017)

Продольное распределение температуры активного волокна в условиях генерации лазерного излучения

<u>В.Е. Сыпин</u>^{1,*}, Н.В. Воронков^{1,2}, О.А. Рябушкин^{1,2}

¹Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полюс» ²ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН *E-mail: vSypin@ntoire-polus.ru

DOI:10.31868/RFL2018.168-169

Выходная мощность современных волоконных лазеров достигает в непрерывном режиме генерации 10 кВт в случае одномодового излучения и 100 кВт в случае многомодового излучения. Увеличение мощности излучения волоконного лазера сопровождается усилением разогрева активной среды. Основной причиной нагрева активного световода является квантовый дефект – разность энергии квантов накачки и генерируемого лазерного излучения, которая преобразуется в тепловую энергию. Дополнительный разогрев волокна происходит также вследствие пассивных потерь излучения накачки и генерируемого излучения, неупругого рассеяния и различных безызлучательных процессов.

Разогрев активного волокна приводит к изменению сечений поглощения и люминесценции активных ионов, что влечет за собой изменение параметров работы лазера: уменьшение выходной мощности излучения, увеличение порога генерации [1]. Увеличение мощности лазерного излучения увеличивает разогрев активного волокна, а это приводит и к изменению волноведущих свойств волокна, что влечет за собой изменение модового состава излучения, а также к деградации защитной полимерной оболочки волокна. Таким образом, температурный контроль является важной задачей для создания источников мощного лазерного излучения, а также для проведения различных температурных исследований активных волокон.

На данный момент в мировой литературе предложено несколько различных способов измерения температуры активного волокна ([2],[3]). Оригинальная методика измерения температуры полимерного покрытия активного волокна недавно была предложена в работе [4].

В предлагаемой работе разрабатывается новый способ измерения температуры активного волокна в условиях генерации или усиления лазерного излучения. Упрощённая блок-схема экспериментальной установки представлена на рис 1.



Рис. 1. Схематический участок активного волокна с металлической проволокой.

В данной работе использовался известный тип активного волокна DSCCP (Distributed Side-Coupled Cladding-Pumped) более распространённое название - GTWave волокно [5]. Вокруг полимерной оболочки активного волокна в виде

отдельных отрезков намотана тонкая металлическая проволока. На рис. 1 схематично представлен участок активного волокна с проволокой, где 1а - волокно с жилой, легированной редкоземельными ионами, 1b - волокно для многомодовой накачки, 1c - полимерная оболочка, 2 - медная проволока, 3 – теплоизолирующий цилиндр для уменьшения воздействия внешней среды на участок активного волокна (на волокне намотано N отрезков проволоки), 4 - миллиометр.

Во время лазерной генерации происходит разогрев полимерной защитной вследствие чего оболочки активного волокна, происходит изменение электрического сопротивления металлической проволоки, находящейся в тепловом контакте с полимерной оболочкой. При измерении сопротивления (что легко осуществимо при помощи использования современных миллиомметров или мостовых схем) с высокой точностью определяется температура каждого отрезка проволоки. Эти данные использовались для теоретической оценки температуры жилы. На рис. 2 представлены расчетные значения продольного распределения температуры жилы при разных уровнях накачки эрбиевого лазера (в качестве активного волокна использовалось кварцевое волокно, легированное ионами иттербия и эрбия, резонатор образован двумя волоконными брэгговскими решетками, длина волны излучения накачки - 960 нм).



Рис. 2. Продольное распределение разогрева проволоки при разных уровнях мощности накачки эрбиевого волоконного лазера.

В будущем требуется дальнейшее уточнение теоретической модели.

- [1] N. Brilliant, K. Lagonik, Optics Letters 26, 1669-1671 (2001)
- [2] F. Beier et al., Advanced Solid State Lasers (OSA), ATh2A.23 (2015)
- [3] Y. Jeong et al., Optics express 16, 19865-19871 (2008)
- [4] O. Ryabushkin, R. Shaidulin, I. Zaytsev, Optics letters 40, 1972-1975 (2015)
- [5] A. Grudinin et al., US patent № 6826335 (2004)

Исследование влияния несимметричности геометрии маломодовых кварцевых световодов на дисперсионные характеристики модового состава

<u>А.В. Бурдин</u>^{1,*}, В.А. Бурдин¹, О.Р. Дельмухаметов²

¹ Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики ²Уфимский государственный авиационный технический университет ^{*}E-mail: <u>bourdine@yandex.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.170-171

В работе представлены результаты теоретического исследования влияния несимметричности геометрии ранее полученного [1] в результате моделирования образца 16-модового оптического волокна (OB) SiO₂-GeO₂ с диаметром сердцевины 42 мкм, модовой эффективной площадью сечения более 130 мкм² и оптимизированной формой градиентного профиля показателя преломления, обеспечивающей снижение дифференциальной модовой задержки (ДМЗ) до 30 пс/км и менее в области оптической несущей λ =1550 нм и менее 120 пс/км во всем «С»-диапазоне длин волн.

Для этой цели предварительно был проведен анализ данных протоколов измерения профилей показателя преломления промышленных образцов одномодовых и многомодовых OB разных поколений и рекомендаций ITU-T / категорий ISO/IEC, в том числе и градиентных OB 50/125 кат. OM2+/OM3, оптимизированных для совместной работы с лазерными источниками (LOMF) [2], отличающиеся более строгими требованиями к воспроизведению искомого градиентного профиля ОВ. Как и предполагалось, ключевыми факторами отклонения геометрии ОВ от оптимальной формы, которые возникают в силу особенностей реализации полного цикла технологического процесса промышленного изготовления кварцевых ОВ, включая синтез преформы и процедуру вытяжки строительной последующим наложением длины световода с первичного защитноупрочняющего покрытия, и, соответственно, могут негативно повлиять на дисперсионные параметры модового состава и в целом на деградацию пропускной способности ОВ, функционирующего в маломодовом режиме, являются локальные флуктуации показателя преломления, несимметричность самой формы профиля и непосредственно эллиптичность сердцевины OB.

Так, в результате статического анализа указанных выше протоколов измерений было выявлено, что флуктуации показателя преломления хорошо описываются с помощью нормального закона распределения: здесь локальное математическое ожидание соответствует непосредственно локальному значению показателя преломления, в то время как дисперсия не превышает 5·10⁻⁵. Поэтому далее такие флуктуации рассматривались как «нормальные». В свою очередь, для имитации аномально «сильных» искажений профиля дисперсия была увеличена в 3 раза – непосредственно до $15 \cdot 10^{-5}$. Далее с помощью разработанной оригинальной методики, подробно изложенной в [3], была проведена реконструкция 3Dструктуры исследуемого ОВ 42/25 для случая сильных локальных флуктуаций показателя преломления с учетом введенной эллиптичности сердцевины. Здесь вариации радиуса сердцевины относительно значений полярного угла выбирались также в соответствие с протоколами измерения профилей промышленных образцов LOMF, пропорционально масштабированные на усредненный радиус сердцевины 21 мкм, которые в данном случае достигали до 0.4 мкм. Затем для каждой условной «четверти» радиального сечения ОВ также проводился расчет дисперсионных параметров модового состава и далее – спектральных характеристик ДМЗ с помощью ранее разработанной модификации приближения Гаусса [4], обобщенной на случай анализа ОВ с увеличенным диаметром сердцевины и произвольной формой профиля показателя преломления.





Рисунок 1 – градиентный профиль 16-модового ОВ 42/125 с наложением сильных локальных флуктуаций показателя преломления

Рисунок 2 – Спектральные кривые ДМЗ в «С»диапазоне длин волн для оптимизированной и несимметричной формы профиля OB 42/125

На рис. 1 представлен образец профиля показателя преломления 16модового FMF 42/125 с «наложением» аномально сильных локальных флуктуаций показателя преломления. На рис. 2 – спектральные характеристики ДМЗ в «С»-диапазоне длин волн, построенные для модельного ОВ круглого сечения с оптимизированной формой профиля показателя преломления, аномально сильно «искаженной», а также полигон для 80 «четвертей» радиальных сечений несимметричного ОВ также с аномально сильно «искаженным» профилем и эквивалентна кривая среднегеометрического значения ДМЗ. Анализ полученных результатов показывает, что, в отличие от случая, соответствующего ОВ круглого сечения с аномально сильными локальными флуктуациями показателя преломления, деградация спектральной характеристики ДМЗ проявляется намного сильнее при наличии эллиптичности геометрии ОВ. Фактически разброс радиуса сердцевины от искомого значения 21 мкм даже на 0.4 мкм при одновременном наличии сильных локальных флуктуаций показателя преломления приводит к появлению новых модовых составляющих в области «коротких» длин волн «С»-диапазона, что неизбежно увеличивает ДМЗ до неприемлемо высоких значений – вплоть до 1.3 нс, и при этом может ухудшить спектральную характеристику ДМЗ в области «длинных» волн этого же диапазона на 50 пс/км относительно спектральной кривой, учитывающей только сильные искажения профиля без эллиптичности сердцевины

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-37-6001515 мол_а_дк

- [1] V.A. Andreev, A.V. Bourdine et al., *Proceedings of SPIE* 10342, 1034207-1 1034207-8 (2016)
- [2] А.В. Бурдин, К.А. Яблочкин, Инфокоммуникационные технологии 2, 22 27 (2010)
- [3] A.V. Bourdine, V.A. Burdin et al. Proceedings of SPIE 10774, 10774-08-01 10774-08-011 (2017)
- [4] A.V. Bourdine, Advances in Optical Technologies 2013, 469389-1 469389-18 (2013)

Вытекание излучения из волноводных микроструктур, обладающих определенным типом дискретной вращательной симметрии оболочки

А.Д. Прямиков*, Г.К. Алагашев, А.С. Бирюков

Научный центр волоконной оптики РАН ^{*}E-mail: <u>pryamikov@fo.gpi.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.172-173

В настоящее время полые микроструктурированные световоды (ПМС) находят применения в различных прикладных и фундаментальных областях исследований. Изначально, данное направление волоконной оптики базировалось на двух основных типах ПМС: полых брэгговских световодах и полых ПМС с фотонно – кристаллической оболочкой, представляющей собой двумерный фотонный кристалл со сложной периодической структуройрасположения микро – нано элементов В оболочке.Структура оболочки необходимая для распространения света с малыми потерями на данной длине волны в брэгговском ПМС подбирается таким образом, что в отражающих слоях с более высоким показателем преломления должно выполняться антирезонансное условие для поперечной составляющей волнового вектора $k, d = \pi(m+1/2)$. В данном случае, *d* – это толщина рассматриваемого слоя оболочки, а *m* – целое число. Так как границы слоев оболочки представляют собой простые окружности, то антирезонансное условие для поперечной компоненты волнового вектора одинаково вдоль всего периметра границы и проекция поперечной компоненты вектора Пойнтинга моды полой сердцевины на радиус вектор в рассматриваемой точке границы всегда положительно. Модель, описывающая локализацию света в таких ПМС, называется моделью ARROW [antiresonant optical waveguide] [1]. Процесс локализации света в полой сердцевине в фотонно - кристаллическом ПМС более сложен. В данном случаеколичество типов микро и нано элементов различной формы в микроструктурированной оболочке световода, от которых происходит отражение излучения, значительно больше, чем в случае брэгговского ПМС. Поэтому ширина зон пропускания излучения в полой сердцевине, определяемые собственными частотами этих резонаторов, может быть уже, чем в случае брэгговских световодов, в которых границы зон пропускания определяются только поперечными резонансами в отдельном слое оболочки. Это, в свою очередь, определяет уровень потерь в данном диапазоне пропускания и наклон дисперсионной кривой мод полой сердцевины. Но так как форма границы сердцевина – оболочка в таком ПМС также имеет форму окружности, то антирезонансное условие для поперечной компоненты волнового вектора также одинаково вдоль ее периметра.

ПМС нового типа, не имеющие структуры фотонного кристалла в оболочке, с оболочкой, состоящей из одного ряда капилляров, получили название ПМС с отрицательной кривизной границы сердцевина – оболочка (ПМС с ОКГСО) (negative curvature hollow core fibers) [2]. Как показали эксперименты, ПМС данного типа значительно лучше локализует свет в полой сердцевине по сравнению с рассмотренными выше ПМС.



Рис. 1. (левый) распределение проекции поперечной компоненты вектора Пойнтинга основной моды полой сердцевины треугольного ПМС на радиус вектор, проведенный в данную точку поперечного сечения, (вставка) распределение аксиальной компоненты вектора Пойнтинга основной моды; (правый) аналогичное распределение для полностью твердотельного волновода с оболочкой, состоящей из шести стержней.

Подобного рода поведение может говорить о том, что условия отражения излучения мод полой сердцевины на границе сердцевина - оболочка и его вытекание в оболочку ПМС с ОКГСО, отличаются от аналогичных условий в ПМС, рассмотренных выше, так как граница сердцевина – оболочка имеет в случае ПМС с ОКГСО определенную вращательную симметрию. В наших недавних работах [3,4] было показано, что проекция поперечной компоненты вектора Пойнтинга основной моды полой сердцевины на проведенный в данную точку границы сердцевина - оболочка радиус - вектор, имеет особенности, связанные с периодическим изменением знака вдоль границы. Эти особенности показаны на Рис. 1 (левый) для простого полого волновода треугольной формы (стенки границы состоят из кварцевого стекла, а ее толщина порядка длины волны, в данном случае 1 мкм). Как видно из Рис. 1, такая проекция поперечной компоненты вектора Пойнтинга меняет знак вдоль границы, причем число областей с переменным знаком явно согласуется с вращательной симметрий границы волноводной системы. Другой пример (Рис. 1(правый)) показывает, что подобного рода поведение поперечной компоненты вектора Пойнтинга присуще не только ПМС, но и обычным микроструктурированным световодам (МС). В данном случае рассмотрен простейший пример - полностью твердотельный МС с оболочкой из шести стержней с более высоким показателем преломления, чем окружающая их кварцевая матрица. При этом проекция поперечной компоненты потока также меняет знак в согласии с типом вращательной симметрии расположения элементов оболочки.

- [1] F. Prieto, et. al, J. Lightwave Technology, 18, 966 972 (2000)
- [2] A. D. Pryamikov, et. al, *Opt. Express*, **19**, 1441 1448 (2011)
- [3] A. D. Pryamikov and G. K. Alagashev, *Fibers*, 5, 43 (2017)
- [4] A. D. Pryamikov and G. K. Alagashev, Opt. Engineering, 57, 066106 (2018)

Фазовый переход в монокристалле YAG при фемтосекундной лазерной записи

А.Г. Охримчук^{1,2}, А.С. Липатьев¹, Е.В. Жариков^{3,4}, Г. Орлова⁵, <u>В.К. Мезенцев</u>^{6,*}, П.Г. Казанский^{1,7}

 ¹Международный центр лазерных технологий, Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева, ул. Героев Панфиловцев, 20, г. Москва 125480
²Научный центр волоконной оптики РАН, ул.Вавилова, 38, г.Москва 119333
³Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева, Миусская площадь, 9, г. Москва 125047
⁴ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул.Вавилова, 38, г.Москва 119333
⁵НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха, ул. Введенского, 3, к.1, г. Москва 117342
⁶Университет Астон, Бирмингем, В4 7ЕТ, Великобритания
⁷Исследовательский центр оптоэлектроники, Университет Саутгемптон, Caymremnmoh SO17 1BJ, Великобритания
^{*}E-mail: v.mezentsev@aston.ac.uk

DOI:10.31868/RFL2018.174-175

В докладе описано наблюдение фазового перехода в монокристалле YAG (Y₃Al₅O₁₂) в кристаллическую фазу перовскита YAP (YAlO₃) в процессе микромодификации монокристалла фемтосекундными (фс) лазерными импульсами. Микромодификация материалов фс лазерными импульсами (фс-запись) в настоящее время является перспективной технологией в современной фотонике после двух декад впечатляющего прогресса [1]. Обычно такую запись используют для формирования таких оптических структур как волноводы, решетки, разветвители и т.п. в аморфных и кристаллических диэлектрических и полупроводниковых материалах с широким спектром применений. Оптические структуры в кристаллах имеют ряд преимуществ, по сравнению со стеклообразными материалами, например значительно более высокую теплопроводность, а также возможности применения в качестве нелинейных или активных материалов. В настоящей работе использовалась стандартная схема фс-записи с фокусировкой фс лазерных импульсов под поверхностью кристалла, который перемещается механической системой для записи дорожек (треков). Результаты записи типичного трека показаны. на Рис. 1,



Рис. 1. Слева: примеры профилей показателя преломления в одном из треков, записанных при скорости перемещения образца 3.2 мм/сек. Справа: микрофотография поперечного сечения трека. Красная стрелка показывает направление лазерного пучка при записи, длина синего отрезка соответствует 20 мкм.

Контроль фс-записи осуществлялся оптимизацией ключевых операционных параметров: мощности импульсов и скорости перемещения кристалла относительно фокуса лазерного пучка. В процессе записи лазерные импульсы локально нагревают фокальную область вплоть до расплавления кристалла. Перегретый расплав существует в течение нескольких микросекунд и затем возвращается в твердую фазу с модифицированной микроструктурой. В настоящей работе особое внимание уделено структуре модифицированного материала.



Рис. 2. Поляризованные Рамановские спектры, полученные при облучении центральной области трека (а) и в немодифицированной области кристалла YAG (b) по сравнению со спектрами монокристалла YAP (c,d). Поляризации возбуждающего и рассеянного пучков показаны в скобках: а) и с) для параллельных поляризаций; b) и d) для кросс-поляризаций.

Подобные исследования, практически, отсутствуют в практике фс-записи. Обычно считается, что поглощение энергии фс-импульсов приводит к нарушению кристаллической структуры и, возможно, аморфизации материала в окрестности фокальной области. Мы впервые наблюдали фазовый переход монокристалла YAG в кристаллическую форму перовскита YAP. Это подтверждается результатами Рамановской спектроскопии, приведенными на Рис. 2. Обнаружены дополнительные, по сравнению с монокристаллом YAG, интенсивные линии, характерные для монокристалла ҮАР. Показано, что наиболее интенсивные ҮАРлинии (147 cm⁻¹, 341 cm⁻¹) появляются при скорости перемещения образца более 2 мм/сек и появление новой фазы YAP внутри монокристалла YAG носит пороговый характер. Проведенный нами моделирование распределения температуры при экспериментальных параметрах фс-записи показывает, что такой фазовый переход происходит при достижении пиковой температуры точки плавления и при типичных скоростях перемещения образца время существования перегретого расплава размером в несколько микрон составляет несколько микросекунд. При обратном переходе в твердую фазу возникает монокристаллическая структура YAP.

Литература

[1] R. Osellame, G. Cerullo, R. Ramponi (Eds.), Femtosecond Laser Micromachining, Springer (2012)

Генерация суперконтинуума в канальном волноводе, записанном пучком фемтосекундного лазера в теллуритном стекле

А.Г. Охримчук^{1,2,*}, М.П. Смаев¹, А.Д. Прямиков^{1,2}, Ю.П. Яценко², В.В. Лихов¹, С.Е. Моторин³, В.В. Дорофеев³

¹Российский химико-технологический университет, ²Научный Центр Волоконной Оптики РАН, ³Иститут химии высокочистых веществ РАН. ^{*}E-mail: a.okhrim@yandex.ru

DOI:10.31868/RFL2018.176-177

Востребованность ярких широкополосных источников света среднего ИК стимулирует работы по созданию генераторов суперконтинуума на основе мягких стёкол, прозрачных в этом диапазоне спектра. В последнее время этом направлении исследований значительный прогресс был достигнут в генераторах на основе волоконных световодов [1,2]. Однако в традиционной технологии изготовления волокон из мягких стёкол по методу штабик-трубка всегда присутствует опасность неконтролируемого загрязнения границы сердцевинаоболочка такими неконтролируемыми примесями, как гидроксильные группы, обладающие мощным поглощением в среднем ИК и препятствующие развитию суперконтинуума. Чтобы решить эти технологические проблемы, МЫ предлагаем альтернативную технологию изготовления волноводов на основе мягких стёкол, а именно, прямую лазерную запись в объёме стекла, которая полностью исключает любые загрязнения в области волновода в процессе его формирования. Кроме того, из-за хрупкости теллуритного стекла существует проблема механической прочности изготовленных из него волоконных световодов. Объёмный стеклянный элемент, содержащий волновод в своём объёме, более прочен и проще в эксплуатации по сравнению с волоконным световодом.

Волновод был записан пучком фемтосекундного лазера на длине волны 1030 нм при частоте повторения импульсов 180 kHz, длительности и энергии импульса 180 fs и 65 nJ соответственно в объёме пластинки высокочистого стекла 70TeO₂-22WO₃-8Bi₂O₃. Были записаны 32 трека пониженного показателя преломления (на 0,008), которые сформировали оболочку волновода, а сердцевина осталась немодифицированной областью стекла (Рис.1а). Измерена дисперсия групповой скорости света в исследуемом стекле в области длин волн 1,2-2,3 км. Нуль дисперсии оказался на длине волны 2120 нм.

Обнаружено, что размер фундаментальной моды увеличивается с увеличением длины волны с резким возрастанием в области 1900 нм, что мы связываем с увеличением утечки моды через оболочку с увеличением длины волны. Исследована генерация суперконтинуума в волноводе при заведении в него пучка фемтосекундного параметрического усилителя с частотой повторения и длительностью импульсов 9 kHz и 80-200 fs соответственно, и с центральной длиной волны в диапазоне 1600-2200 нм. Наиболее широкий спектр на выходе из волновода (1800-2600 нм по уровню в -20 dB) был получен при накачке на длине волны 1870 нм импульсами с энергией 400 nJ (Puc.16). Волноводные потери на этой длине волны составили 0,43 dB/cm. Мы полагаем, что оптимальная длина волны накачки на 1870 нм обусловлена компромиссом

между увеличением потерь на вытекание моды при увеличении длины волны и уменьшением дисперсионного расплывания импульса в области волн нулевой дисперсии.

Наблюдаемый спектр хорошо моделируется численным расчётом нелинейного распространения моды в помощью обобщенного нелинейного уравнения Шреденгера. Установлено, что сравнимый вклад в уширение спектра дают Керровская нелинейность и комбинационное рассеяние.

Таким образом, продемонстрирована перспективность волноводов, записанных фемтосекундым лазером в теллуритном стекле, для генерации суперконтинуума, но для продвижения суперконтинуума далее в сердний ИК необходимо совершенствовать архитектуру волновода с целью уменьшения потерь на вытекание моды.



Рис.1. а) Изображение торца волновода с оболочкой пониженного показателя преломления; б) спектры излучения на выходе волновода при накачке на длине волны 1870 нм чирпированными фемтосекундными импульсами различной длительности, указанными на рисунке, и энергией в 400 nJ.

Исследования поддержаны РНФ, грант #18-19-00733.

- [1] Yi Yu, et al, Opt. Mater. Express 3, 1075-1086 (2013).
- [2] R. A. Martinez, et al, Opt. Lett. 43, 296-299 (2018).
- [3] M.P. Smayev, et al, Journal of Non-crystalline Solids, 480, 100-106 (2018).

Интерференционные и дифракционные алмазные оптические элементы для управления мощными лазерными пучками ИК диапазона

<u>В.С. Павельев^{1,2*}</u>, М.С. Комленок^{3,4}, П.А. Пивоваров^{3,4}, Б.О. Володкин¹, К.Н. Тукмаков¹, В.И. Анисимов⁵, В.В. Бутузов⁵, В.Р.Сороченко³, С.М. Нефедов³, А.П.Минеев³, В.А. Сойфер^{1,2}, В.И. Конов^{3,4}

¹Самарский университет ² Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара ³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва ⁴ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва ⁵ АО "НИИ "Экран", г. Самара

*E-mail: pavelyev10@mail.ru

DOI:10.31868/RFL2018.178-179

Сочетание высокой прозрачности с рекордной теплопроводностью и слабой зависимостью показателя преломления от температуры делают алмаз исключительно перспективным материалом для создания силовых оптических элементов ИК-диапазона. Достижения в области синтеза поликристаллических алмазных пластин позволяют получать пластины с толщиной до 1 мм и диаметром до 100 мм. Это сделало возможным появление алмазных выходных окон, делителей пучка, дифракционных оптических элементов (ДОЭ) для управления излучением мощных лазеров ИК-диапазона. В [1,2] представлены результаты исследования дифракционных оптических элементов, изготовленных с помощью технологий лазерной абляции и плазмохимического травления. В [2] представлены результаты исследования алмазных фокусаторов излучения СО2-лазера в заданные фокальные области. Экспериментально было показано, лвумерные что применение лазерной абляции поверхности алмазной подложки позволяет создавать элементы с многоуровневым дифракционным микрорельефом, что позволяет создавать фокусирующие элементы с дифракционной эффективностью более 87% (после нанесения антиотражающего покрытия). Применение плазмохимического травления алмазных подложек позволяет создавать дифракционные оптические элементы со ступенчатым микрорельефом (в частности, дифракционные решетки) [2].

Недостатком алмазных оптических элементов является высокая оптическая плотность алмаза (показатель преломления *n*=2.4), которая приводит к значительным френелевским потерям, что объясняет актуальность разработки технологии нанесения антиотражающих покрытий на алмазные подложки.

В работе [3] приведены результаты исследования многослойного антиотражающего покрытия для алмазной подложки с максимальным пропусканием в диапазоне 8-12 мкм. Экспериментально показано, что алмазная плоскопараллельная пластина с двусторонним антиотражающим покрытием [3] обладает пропусканием не менее 94% в указанном диапазоне.

Настоящая работа посвящена исследованию формирования дифракционного микрорельефа на алмазной подложке с помощью эффективной технологии плазмохимического травления, основанной на применении Бош-

процесса, а также исследованию технологии создания и свойств многослойных интерференционных покрытий на поверхности алмазных подложек.

Литература

[1] V.V. Kononenko, V.I. Konov et al, Diamond diffraction optics for CO₂ lasers. *Quantum Electronics* **29(1)**, 9-10 (1999)

[2] V.S. Pavelyev, V.A. Soifer et al, Diffractive microoptics for technological IR-lasers. *book: "High-Power and Femtosecond Lasers: Properties, Materials and Applications", Editors: Paul-Henri Barret and Michael Palmer.–Nova Science Publishers, Inc,* 125-158 (2009)

[3] M.S. Komlenok, P.A. Pivovarov et al, High-damage-threshold antireflection coatings on diamond for CW and pulsed CO₂ lasers, *Laser Physics Letters* **15**, 036001 (2018)
Создание резонаторов для мод шепчущей галереи методом сильного изгиба оптического волокна

<u>Д.В. Бочек</u>^{1,*}, И.Д. Ватник¹, Д.В. Чуркин¹, М. Сумецкий²

¹Новосибирский государственный университет ²Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University ^{*}E-mail: dashabocheck@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.180-181

докладе B рассматриваются компактные устройства на основе наноразмерных поверхностных деформаций оптического волокна, которые образуют высокодобротные резонаторы для мод шепчущей галереи (МШГ). В отличие от обычных МШГ резонаторов, представленных микросферами, микродисками и микротороидами, в оптическом волокне с медленно распределенной вариацией эффективного радиуса (ВЭР) свет циркулирует вокруг его поверхности, претерпевая медленное распространение вдоль оси волокна. Аксиальное распространение МШГ полностью контролируется внесенной ВЭР, которая включает в себя вариацию показателя преломления и вариацию геометрических размеров оптического волокна. Такое аксиальное распределение МШГ внутри ВЭР описывается одномерным стационарным Шрёдингера [1]. Плавное наномаштабное распределение уравнением эффективного радиуса может быть изготовлено на поверхности оптического волокна с беспрецедентной субангстремной точностью [2] с помощью локального нагрева СО₂ лазером или методом фемтосекундной записи [3]. Высокая точность внесения ВЭР в сочетании с высокой добротностью получаемых микрорезонаторов позволяет создавать сложные и миниатюрные фотонные устройства с перспективными приложениями в коммуникациях, квантовых вычислениях и многих задачах детектирования.

В данной работе мы предлагаем новый метод внесения ВЭР на оптическом волокне. Наш подход существенно проще уже существующих методов и состоит в контролируемом изгибе оптического волокна. Мы показали численно и экспериментально, что в сильно изогнутом оптическом волокне возникает ВЭР порядка нанометра, вызванная деформацией и эластооптическим эффектом. Благодаря тому, что получающаяся ВЭР имеет положительный знак, локальный изгиб волокна создает резонатор для МШГ с ненулевой аксиальной компонентой волнового вектора. Характеристики такого резонатора можно перестраивать за счет изменения его формы дополнительным изгибом. Кроме того, предложенный метод может использоваться для изменения характеристик МШГ резонаторов, изготовленных другими методами.

С помощью моделирования в среде COMSOL мы определили величину ВЭР для изогнутого стандартного телекоммуникационного волокна с диаметром оболочки 125 мкм. Результаты численного счета показали, что изгиб волокна с радиусом кривизны 1 см вводит положительную ВЭР, равную 4 нм, что достаточно для создания резонатора для МШГ с ненулевыми продольными волновыми числами. Вообще говоря, зависимость ВЭР от профиля изгиба волокна не является локальной и может быть найдена из решения нелинейных уравнений теории упругости.

Для экспериментального определения ВЭР изогнутого волокна мы измеряли его спектры МШГ последовательно вдоль оси волокна. Два кончика небольшого отрезка стандартного телекоммуникационного оптического волокна были закреплены в тонкой трубочке, таким образом волокно приобретало форму петли. При такой конфигурации изгиба кривизна волокна имеет плавное

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

распределение с максимумом в центре петли. МШГ возбуждались с помощью растянутого биконического оптического микроволокна [4] с диаметром перетяжки ~ 2 мкм, которое подводилось перпендикулярно к поверхности образца. Спектр пропускания микроволокна при этом содержит провалы, соответствующие резонансным длинам волн МШГ в данной точке образца. Спектры пропускания микроволокна были измерены для разных точек вдоль всей петли с шагом в 250 мкм. На рисунке 1 представлены спектры МШГ резонатора, изготовленного с помощью изгиба волокна, построенные вдоль длины волокна. Из рисунка 1 видно, что ВЭР изогнутого волокна с хорошей точностью линейно зависит от его кривизны в данной точке, а её величина согласуется с оценками.



Рис.1. Спектры пропускания, измеренные в разных точках поверхности вдоль оси изогнутого волокна. Вариация эффективного радиуса (правая шкала) связана с изменением резонансной длины волны моды шепчущей галереи (левая шкала) как $\Delta r_{eff} = r_0 / \lambda_0 * \Delta \lambda$. Белая линия – зависимость локальной кривизны от координаты вдоль оси изогнутого волокна.

Таким образом, в данной работе мы продемонстрировали возможность изготавливать резонаторы для МШГ с ненулевой аксиальной компонентой волнового вектора методом сильного изгиба оптического волокна. Такие структуры на поверхности волокна могут иметь различные аксиальные распределения за счет создания изгибов сложной формы, а также перестраиваться благодаря точным механическим манипуляциям с концами резонатора. Простота разработанного нами метода и возможность контролируемо изменять параметры резонатора имеют большое значение для создания высокоточных И перестраиваемых фотонных устройств для различных применений в управлении оптическими сигналами и задачах детектирования.

Работа выполнена при поддержке РНФ (18-72-10053)

- [1] M. Sumetsky, Nanophotonics 2, 393 (2013).
- [2] N. A. Toropov, and M. Sumetsky, Opt. Lett. 41, 2278 (2016).
- [3] F. Shen, X. Shu, L. Zhang, and M. Sumetsky, Opt. Lett. 41, 2795 (2016).
- [4] J. C. Knight, G. Cheung, F. Jacques, and T. A. Birks, Opt. Lett. 22(15), 1129–1131 (1997)
- [5] O. Boyraz, J. Kim et al, J. Lightwave Technology 18, 2167-2175 (2000)

Создание оптических фильтров на основе резонаторов мод шепчущей галереи на поверхности волоконных световодов

С.С. Фаст¹, <u>И.Д. Ватник</u>^{1,2,*}, Д.В. Чуркин²

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>ilya.vatnik@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.182-183

Среди различных типов микрорезонаторов отдельное место занимают цилиндрические микрорезонаторы на основе волоконных световодов. Как оказалось, точность изготовления стандартных телекоммуникационных волоконных световодов и качество их поверхности достаточно высоко для возбуждения высокодобротных мод шепчущей галереи (МШГ) в их оболочке [1]. Микрорезонаторы такого типа выделяются дешевизной и надёжностью при достаточно высокой добротности (более 10⁷) Помимо этого, возможность распространением ΜШΓ вдоль управления оси световода внесением контролируемых вариаций радиуса позволяет создавать принципиально новые фотонные устройства на основе микрорезонаторов, такие как линии задержки [2], или устройства оптофлюидики [3]. В данной работе изучаются особенности распространения мод шепчущей галереи в микрорезонаторе на основе волоконного световода, позволяющие создавать оптические фильтры.

Нами была реализованы две оптические схемы фильтров, работающих в отражении и в пропускании. Фильтр, работающий в отражении, создан с помощью цилиндрического микрорезонатора, возбуждаемого одним вытянутым микроволокном. В микрорезонаторе за счет рэлеевского рассеяния возбуждаются МШГ, распространяющиеся не только в прямом, но и в обратном направлении. Нами были изучены спектры отражения для цилиндрического микрорезонатора на основе отрезка стандартного коммерчески доступного волоконного световода SMF-28 с постоянным радиусом оболочки порядка 125 мкм. Коэффициент отражения по мощности составил 0.1, а добротность - 2,5*10⁴.

Схема фильтра в пропускании, использованная нами, состояла из цилиндрического образца и двух микроволокон, приведенных в контакт с микрорезонатором и отнесенным на некоторое расстояние друг от друга. Одно микроволокно использовалось для подведения излучения к поверхности и возбуждения МШГ, а второе – для снятия излучения. Мы продемонстрировали, что моды, имеющие ненулевую аксиальную компоненту константы распространения, могут распространяться вдоль оси цилиндра на расстояние, не меньшее чем 2.5 мм. С использованием мод с ненулевой аксиальной компонентой константы распространения нами был создан прототип фильтра, работающего в формой пропускания, пропускании. Управление спектра В частности, количеством пиков, может быть проведено с помощью внесения контролируемых вариаций радиуса микрорезонатора. Так, например, линейное изменение радиуса оболочки волокна приведет к возможности перестройки фильтра путем изменения точки контакта снимающего микроволокна.



Рис.1. Слева - спектр МШГ и форма вытянутого микрорезонатора в зависимости от аксиальной координаты. В месте перетяжки существует только одна мода (справа в центре).

Мы показали, что использование цилиндрического микрорезонатора с перетяжкой в качестве фильтра позволяет получать спектр пропускания, состоящий из малого количества пиков (см. рис. 1, справа). Нами получен фильтр со спектром пропускания, состоящим из пиков, отстоящих друг от друга на расстояние 290 пм, с коэффициентом пропускания T=0.06, добротностью $Q\sim1*10^5$.

Отметим, что одним из преимуществ фильтров на основе микрорезонаторов на волоконном световоде является простота в изготовлении, которая позволяет получать высокодобротные резонансы. При этом, однако, необходимо помнить, что качество фильтра, в частности, суммарные потери, зависит от качества используемых подводящих микроволокон, потери в которых могут варьироваться в широких пределах от единиц до десятков децибел.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (№ 18-72-10053).

- [1] M. Sumetsky, and Y. Dulashko. Optics Letters, 35(23), 4006 (2010)
- [2] M. Sumetsky, Phys. Rev. Lett, 111 (16), 163901 (2013).
- [3] T. Hamidfar et.al., Opt. Lett. 42(16), 3060 (2017).

Полупроводниковые зеркала для синхронизации мод: новое в диагностике и конструкции

Г.М. Борисов^{1,2}, В.Г. Гольдорт¹, Д.В. Ледовских¹, А.А. Ковалёв¹, В.В. Преображенский, М.А. Путято, <u>Н.Н. Рубцова^{1,*}</u>, Б.Р. Семягин¹,

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН ²Новосибирский государственный университет 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2 ^{*}E-mail: <u>rubtsova@isp.nsc.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.184

полупроводниковые Предложенные 90-е В годы [1] зеркала с насыщающимся поглощением, известные в англоязычной литературе как SESAM (semiconductor saturable absorbtion mirror), остаются эффективным и сравнительно недорогим способом получения режима пассивной синхронизации мод для лазеров среднего уровня мощности. В разработке таких зеркал, которые должны иметь высокую отражательную способность в области усиления лазера, обеспечивать заданный уровень насыщаемых потерь при минимуме ненасыщаемых потерь и обладать высоком быстродействием, важно развивать методы диагностики.

Мы имеем примеры успешного дизайна и изготовления таких зеркал в ИФП СО РАН, а также их использования в фемтосекундных лазерах Yb^{3+} :КY(WO₄)₂ [2] и Yb:KGW ближнего инфракрасного диапазона [3] – совместно с БНТУ, Минск. Эти результаты вдохновляют на поиски путей расширения диапазона доступных плотностей мощности для таких зеркал. Это направление исследований актуально ещё и потому, что зеркала, разработанные для конкретного лазера, оказываются лучше коммерчески доступных.

В докладе представлены результаты исследования имеющихся зеркал с насыщающимся поглощением с высоким быстродействием в более широком диапазоне интенсивностей излучения накачки методом накачка-зондирование. Результаты интерпретированы в рамках модели, учитывающей вклады в отражение фото-генерированных экситонов и свободных носителей заряда [4]. Обсуждаются проблемы, связанные с дальнейшим ростом допустимой для нормального функционирования и целостности зеркал плотности сфокусированного излучения и способы их преодоления путем изменения конструкции.

Литература

- Keller U., Weingarten K. J., Kärtner F. X. et al., IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics, 2, 435-453 (1996)
- [2] A.A. Kovalyov, V.V. Preobrazhenskii, M.A. Putyato et al., *Laser Physics Letters*, 12, 075801 (2015)
- [3] V.E. Kisel', A.S. Rudenkov, A.A. Pavlyuk et al., Optics Letters, 40, 2707-2710, (2015)

[4] Борисов Г. М., Гольдорт В. Г., Ковалёв А. А., Ледовских Д. В., Рубцова Н. Н., *Сибирский физический журнал* **12**, 109 (2017)

Планарный электрооптический модулятор на основе теплостойких упорядоченных полимеров

<u>С.Л. Микерин</u>^{1,2,*}, [А.И. Плеханов]¹, А.Э. Симанчук^{1,2}, А.В. Якиманский³, В.В. Шелковников², Н.А. Валишева⁴

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский институт органической химии им. Н.Н. Ворожцова СО РАН ³ Институт высокомолекулярных соединений РАН ⁴ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН ^{*}E-mail: mikerinsl@iae.sbras.ru

DOI:10.31868/RFL2018.185-186

Рост объемов передачи информации по оптоволоконным линиям связи привел к необходимости развивать скоростные устройства модуляции несущего излучения. Одними из наиболее перспективных сред для ЭО модуляторов хромофорсодержащие полимеры, упорядоченные являются на стадии изготовления. Такие среды демонстрируют квадратичную оптическую нелинейность на один-два порядка выше, чем неорганические кристаллические среды [1, 2], и позволяют лучше согласовать оптическую и СВЧ волны, что особенно важно для расширения рабочей полосы. Дополнительным сред является их преимуществом таких композитность, позволяющая осуществлять направленный поиск компонентов с целью получить необходимые свойства. Нелинейно-оптический компонент в таких материалах представляет собой хромофор органический комплекс большой резонансной _ С гиперполяризуемостью [1]. Полимерная матрица играет роль фиксирующего остова и определяет основные оптические, физико-химические, электрические свойства и, что очень важно, термическую стабильность результирующей композиции. Синтез оригинальных хромофоров в первую очередь решает проблему доступности полимерных ЭО материалов для широкого применения. Использование термо- и теплостойких полимеров открывает новые возможности для ЭО материалов с высокой температурной и временной устойчивостью нелинейного отклика. В данной работе представлены результаты разработки и реализации технологии изготовления планарных ЭО модуляторов на основе синтезированных оригинальных теплостойких полиимидов, а также результаты применения оригинальных синтезированных оптически активных хромофоров.

В настоящей работе использовался один из этого ряда оригинальных полиимидов с высокой температурой стеклования, исследованных нами ранее [3-6] – полиимид на основе 3,3'-дигидрокси-4,4'-диаминодифенилметана и 4,4'-(фенилен-1,3-диокси)дифталевого ангидрида с ковалентным присоединением хромофора DR13. Оригинальный синтезированный пиразолиновый хромофор 5-PIP-NET¹ [7] для применения в модуляторе смешивался в соотношении 5/95 масс. % с аморфным поликарбонатом (Aldrich Chemistry). Тонкие пленки на подложках различного типа получались методом центрифугирования (около 600 об/мин) из растворов полимерных композиций. Для получения ЭО отклика пленочные структуры подвергались полингу методом, описанным в [8].

Для создания полностью полимерной волноводной структуры был выбран УФ-отверждаемый полимер (стандартный фоторезист SU-8), который наносился на кремниевую подложку с общим электродом в два слоя: базовый (толщина 2

¹ 2-(5-оксо-3-циано-1-этил-4-(4-(3-фенил-5-(2,3,5,6-тетрафтор-4-(пиперидин-1-ил)фенил)-4,5дигидро-1Н-пиразол-1ил)-стирил)-1Н-пиррол-2(5Н)-илиден)-малононитрил

мкм) и структурированный (1 мкм), обрабатываемый с помощью маски. В целом эти слои составляли нижнюю обкладку оптической волноводной структуры, в которой был сформирован массив разных вариантов волноводных каналов как фазовых модуляторов, так и амплитудных (интерферометр Маха-Цендера). ЭО полимер заполнял сформированные каналы, образуя световедущую жилу толщиной 1,5-2 мкм. Верхняя обкладка волноводной структуры (5 мкм) изготовлялась из коммерческого УФ-отверждаемого полимера NOA 61. Качество созданных структур оценивалось с помощью оптической и сканирующей электронной микроскопии. После отбраковки каналов на поверхности структуры над активными участками волноводов формировались управляющие электроды.

Модулирующие свойства волноводных структур изучались при частоте управляющего напряжения ~ 1 кГц. Излучение одномодового лазера (длина волны 1,3 мкм) заводилось через торец волноводной структуры на сколотой подложке с помощью волокна с сохранением поляризации и концевой линзы. Выходное излучение регистрировалось фотодатчиком через объектив 20х.

Общие потери излучения на ввод-вывод и распространение в созданных модуляторах не превысили 19 дБ. Амплитудные модуляторы в созданном массиве на основе полиимида с DR13 демонстрировала полуволновое напряжение от 24 до 38 В. Минимальное значение параметра $L \cdot V_{\pi} = 31 \text{ см} \cdot \text{В}$ при длине активной части L = 1,3 см. Фазовый модулятор на основе хромофора 5-PIP-NET в поликарбонате показал сравнительно низкий параметр $L \cdot V_{\pi} = 87 \text{ см} \cdot \text{В}$. Это указывает на близость данного хромофора и DR13 по ЭО отклику, учитывая различие в концентрации хромофоров в поликарбонате и полиимиде. При этом ЭО отклик в полиимиде сохраняется при температурах до 120 °C, а в поликарбонате – до 100 °C.

Таким образом, синтезированы оригинальные хромофорсодержащие теплостойкие полиимиды и хромофор, разработаны технологические подходы, подобраны материалы для создания фазовых и амплитудных планарных модуляторов на их основе. Созданы компактные волноводные модуляторы, демонстрирующие параметр L·V_π 31 см·В и низкие оптические потери.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Спектроскопия и оптика» (<u>http://ckp-rf.ru/ckp/3046/</u>) при финансовой поддержке РНФ (грант 16-13-10156).

- [1] L.R. Dalton, W.H. Steier, B.H. Robinson et al, J. Mater. Chem. 9, 1905-1920 (1999)
- [2] L.R. Dalton, P.A. Sullivan, and Bale D. H. Chem. Rev. 110, 25-55 (2010)
- [3] G.I. Nosova, I.G. Abramov, N.A. Solovskaya et al, Polym. Sci. Ser. B3 53, 73 (2011)
- [4] A.V. Yakimansky, G.I. Nosova, N.A. Solovskaya et al, Chem. Phys. Lett. 510, 237-241 (2011)
- [5] A.I. Gorkovenko, A.I. Plekhanov, A.E. Simanchuk et al, *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing.* **50**, No. 1, 96-101 (2014) DOI: 10.3103/S8756699014010129.
- [6] A.I. Gorkovenko, A.I. Plekhanov, A.E. Simanchuk et al, J. Appl. Phys. 116, 223104 (2014) DOI: 10.1063/1.4904194
- [7] К.Д. Ерин, И.Ю. Каргаполова, Н.А. Орлова и др. Сборник тезисов докладов (Ш:У-9): Объединённая международная конференция по органической химии «Байкальские чтения-2017» (Иркутск, 27 августа – 2 сентября), 129 (2017).
- [8] S.N. Atutov, S.L. Mikerin, A.I. Plekhanov et al, *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing.* 54, No. 1, 39-45 (2018) DOI: 10.3103/S8756699018010077

Генерация частотной гребёнки на основе многопроходного акусто-оптического модулятора с ультрастабильной частотой модуляции

С.Н. Атутов

ИАиЭ СО РАН, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>atutov@fe.infn.it</u>

DOI:10.31868/RFL2018.187

В докладе изложены результаты экспериментов по генерации частотного гребня (frequency comb) с управляемым резким краем (sharp edge). Частотный последовательных гребень генерируется посредством сдвигов частоты одночастотного лазера с помощью акустооптического модулятора (АОМ), встроенного в пассивный оптический резонатор. Конструкция устройства имеет очень высокую эффективность и обеспечивает идеальное управление, как Использовался частотой, так И положением резкого края. второй акустооптический модулятор для удвоения ширины частотного гребня. Частотная стабильность резкого края обеспечивается стабилизированным одночастотным лазером и стабильным АОМ питаемым кварцевым генератором или квантовым стандартом частоты. Обсуждается возможность компенсации потерь в пассивном резонаторе устройства с помощью включения в резонатор усиливающей среды волоконных лазеров, что позволит распространить частотную стабильность использованного лазера и АОМ со стабильностью квантового стандарта частоты в диапазоне по длине волны порядка 1000 - 1500 нм в инфракрасной области спектра. 1









Sketch of the cavity configuration. $M_{1-3} = mirrors;$ the arrow shows the direction of the acoustic wave.

Fig. 2. Fabry-Perot transmission of laser signal (a) cavity input; (b) cavity output; (c) output from the second AOM. The values are normalized to input intensity.

Секция 5-1 «Применения волоконных лазеров: обработка и фотомодификация материалов, биомедицина, сенсоры»

Применение волоконных лазеров для формирования покрытий из порошков переходных и редкоземельных металлов в постоянном магнитном поле

Ю.Н. Кульчин, А.И. Никитин*, Е.П. Субботин, А.А. Костянко, Д.С. Пивоваров, Д.С. Яцко Институт автоматики и произсоор управления ЛВО РАН

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН E-mail: <u>anikitin@iacp.dvo.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.189-190

Способы формирования покрытий из переходных и редкоземельных металлов, например, системы Sm-Co, представляют особый интерес, поскольку обладают высокой намагниченностью, высокой коэрцитивной силой, высокой температурой Кюри (800° C) и являются одним из основных магнитных материалов для высокотемпературных применений. В отличие от традиционных способов выращивания эпитаксиальных тонких пленок SmCo₅ [1, 2, 3], способ формирования ферромагнитных покрытий в системе Sm-Co методом лазерной наплавки, с использованием волоконных лазеров средней мощности, на не ориентированных металлических подложках представляет интерес как фундаментальной, так и с прикладной точек зрения.

Экспериментальные исследования процессов создания покрытий из порошкового материала Sm-Co проводились с использованием роботизированного лазерного комплекса [4] в постоянном магнитном поле в защитной среде из инертных технологических газов методом лазерного спекания (рисунок 1).



Рисунок 1 – Роботизированный лазерный комплекс для формирования покрытий из порошкового материала Sm-Co (а), система из постоянных магнитов для создания магнитного поля индукцией 0,5 Тл (б), внешний вид линий, наплавленных вдоль и поперек силовых линий магнитного поля (в).

Дуралюмин и нержавеющая сталь использовались в качестве подложек. Объектом исследования являлся процесс формирования слоев из порошка самария с составом rho–Sm (~ 49% at.), hex–Sm (~ 48% at.) и Sm₂C₃ (< 3 at. %) и порошка Co (~99.9 at. %), которые наплавлялись сфокусированным лазерным пучком на подготовленные поверхности подложек. Методом рентгено– флуоресцентного анализа было установлено, что в образце Sm в виде примесей содержатся элементы Si и C. Исходные порошки (Sm и Co), как показали магнитные низкотемпературные измерения, имеют ферромагнитные (Co) и парамагнитные (Sm) свойства [5,6].

В образце, сформированном в постоянном магнитном поле (Sm₃₇Co₆₃) (рисунок 2 а,б) и вырезанном перпендикулярно валику наплавки, наблюдается достаточно сильное изменение микроструктуры образца.



Рисунок 2 – Образец $Sm_{37}Co_{63}$ со срезом поперек наплавленного валика полученного при воздействии продольного магнитного поля (а), (б) – увеличенное изображение участка тамплета.

Анализируя микроструктуру полученного шлифа, можно обратить внимание на то, что плотность вытянутых зерен уменьшается и появляется светлая область с небольшими вкраплениями темных зерен, обедненных самарием. В центре светлой области (рисунок 2 б) заметно увеличивается концентрация кобальта и самария. Средний состав можно представить формулой: $Fe_{13.5}Co_{60.9}Sm_{9.4}Ni_{4.2}Cr_{1.5}O_{5.0}C_{5.9}$.

На срезе образца Sm₃₇Co₆₃, вырезанном вдоль валика наплавки наблюдается чередование областей сеточной структуры с тенденцией увеличения концентрации железа, хрома и никеля и уменьшение концентрации самария и кобальта: Fe_{32.3}Co_{41.4}Sm_{7.5}Ni_{5.5}Cr_{7.5} (рисунок 3 а, б).



Рисунок 3 - Образец Sm₃₇Co₆₃ со срезом вдоль наплавленного валика полученного при воздействии продольного магнитного поля (а), (б) – увеличенное изображение участка тамплета.

В процессе исследований изучено влияние различных факторов на формирование покрытий Sm-Co на немагнитных подложках методом аддитивных технологий при использовании высокоэнергетического лазерного излучения с длиной волны 1.07 мкм. Исследована технологическая база для развития методов создания локальных магнитных зон из порошков переходных и редкоземельных металлов в постоянном магнитном поле на немагнитных подложках.

Литература

[1] M. Benaissa, K. M. Krishnan, E.E. Fullerton et al, *IEEE Transactions on Magnetics*, **34**, 1204–1206 (1998).

[2] J.P. Liu, D.J. Sellmyer et al, Journal of Applied Physics 45, 4812–4814 (1999).

[3] M. Seifert, V. Neu, L. Schultz, Applied Physics Letters, 94, 022501-1-022501-3 (2009).

[4] Kulchin Y.N., Galkin N.G., Subbotin E.P., et al, SSP, 245, 230-237 (2015).

[5] Galkin, N. G., Kulchin, Y. N., Nikitin, A. I., et al, *Proceeding. of SPIE* Vol. **10176**, art.nmb. 1017622-1, doi: 10.1117/12.2268259 (2016).

[6] Galkin, N. G., Kulchin, Y. N., Stebliy, et al, *Proceeding. of SPIE* Vol. **10176**, art.nmb. 1017623-1, doi: 10.1117/12.2268261 (2016).

Оптический анализ дыхания: индивидуальные острова стабильности

К. Майти¹, Э. Филл², М. Левтон¹, <u>А. Аполонский</u>^{1,2,*}

¹Max-Planck-Institut fuer Quantenoptik, D-85748 Garching, Germany, ²Department für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, D-85748 Garching, Germany ^{*}E-mail: <u>Alexander.Apolonskiy@physik.uni-muenchen.de</u>

DOI:10.31868/RFL2018.191

1. Несмотря на большие усилия многочисленных исследовательских групп разных профилей, в настоящее время отсутствуют эффективные дружественные ранние медицинские диагностики. Из-за фундаментальных трудностей массспектрометрии, основного инструмента исследователей, не удается достичь желаемых чувствительности и специфичности при исследовании когорт больных с помощью исследования биологических жидкостей (в жидкой или газовой фазах). Спектроскопия среднего ИК диапазона свободна от принципиальных недостатков, но сталкивается с проблемой высокой концентрации водяных паров в выдыхаемом человеком воздухе. Например, широкие зоны поглощения воды не позволяют исследовать асетон, метан, альдегиды и др. В докладе будет представлена концепция и ее реализация для FTIR спектрометра по подавлению влияния паров воды на три порядка, с результирующей детекционной чувствительностью 50 ppbv.

2. Помимо ограничений детекционной чувствительности, молекулярной селективности и точности измерений, существует еще одна причина неудовлетворительного состояния дел. Она связана с процедурами получения и анализа данных. В качестве демонстрации возможного решения будут результаты двухлетнего исследования дыхания представлены здоровых волонтеров. Во-первых, мы показали, что все процедурные шаги нуждаются в улучшении, а затем, после широкого тестирования, в принятии научным сообществом. Во-вторых, мы показали, что общепринятый слепой анализ данных с помощью principal component analysis (PCA, метод главных компонент) не является надежным. В многопараметрическом же пространстве концентраций выдыхаемых органических молекул каждый волонтер может быть представлен его уникальным набором данных («индивидуальным островом стабильности»). Этот набор остается стабильным по крайней мере 8 месяцев существует большое количество факторов, приводящих к уходу из островного состояния, и болезнь можно рассматривать как один из них. При наличии биопаспорта с зафиксированным положением острова стабильности в многопараметрическом пространстве, изменение состояния человека, отслеживаемое с помощью сдвига его данных относительно положения его острова, может служить универсальным биомаркером, работающим на ранней стадии заболевания.

Тулиевый волоконный лазер для медицины

<u>А.А. Колегов</u>^{*}, Г.С. Софиенко, А.В. Черникова, Е.А. Белов, А.О. Лешков, Ю.В. Ивченко

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина, Снежинск, Россия

**E-mail: <u>albatrosing@yandex.ru</u>*

DOI:10.31868/RFL2018.192-193

С момента создания первых лазеров начались активные исследования воздействия лазерного излучения на биологические ткани и разработка методик лечения разного рода заболеваний с помощью лазерного излучения. В зависимости от мощности лазерного излучения последнее может приводить к нагреву, коагулированию, испарению или разрезанию биоткани. Отсюда можно перечислить ряд преимуществ лазерных медицинских инструментов по сравнению с традиционными:

-высокая температура обеспечивает минимально инвазивный рез благодаря коагуляции;

- высокая температура стерилизует раны и снижает риск заражения;

- минимальный отек ран, уменьшаются послеоперационные последствия;

- сокращается послеоперационный период и сроки лечения.

В настоящее время разработано множество методик лечения заболеваний с помощью лазерного излучения, которые нашли применение в оториноларингологии, дерматокосметологии, лечении сосудистых заболеваний, кардиохирургии, ортопедии и травмоталогии, нейрохирургии, гинекологии и проктологии, хирургии, стоматологии и др.

Характер воздействия излучения на биоткани также зависит от длины волны. Поглощение излучения в биотканях определяет глубину проникновения. Основными веществами, поглощающими излучение в биотканях являются гемоглобин и вода. Так излучение в области 0.94-0.98 мкм гораздо сильнее поглощается в крови чем в воде и обеспечивает оптимальное сочетание режущих и коагулирующих свойств для хирургических целей. Излучение с длиной волны 1.06 мкм часто используется при объемном прогреве тканей.

Излучение в области 1.4-1.8 мкм существенно поглощается в воде. Здесь происходят биофизические процессы, отличные при воздействии излучения с длиной волны 0.94-0.98 мкм. Основную роль при манипуляции излучением с длиной волны 1.4-1.8 мкм играет нагрев воды до 100 0 С и последующее испарение.

Еще один пик поглощения в биотканях лежит в области 1.8-2.1 мкм, который схож с поглощением излучения СО2-лазеров. Излучение указанной области спектра обладает хорошими режущими свойствами, малой зоной теплового повреждения и хорошей коагуляцией.

Волоконные лазеры, легированные тулием, могут генерировать излучение с длиной волны от 1900 до 2000 нм, что как раз соответствует пику поглощения в биотканях. Лазеры мощностью до 10 Вт достаточно давно используются в косметологии, ЛОР-хирургии и стоматологии. Лазеры мощностью до 40 Вт успешно используются для остеоперфорации, в геникологии, проктологии и сосудистой патологии. В последнее время стали использоваться лазеры с мощностью 50-120 Вт в урологии для трансуретальной вапоризации простаты.

В настоящей работе представлены результаты разработки тулиевого волоконного лазера в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина» мощностью 40 Вт.

Во многих работах, посвященных тулиевым лазерам, используются волокна с высокой концентрацией ионов тулия, что позволяет максимизировать эффект кроссрелаксации, когда один поглощенный фотон может поднять два иона тулия на верхний лазерный уровень. Таким образом, кроссрелаксация существенно повышает квантовую эффективность тулиевого лазера и использовать накачку с длиной волны в области 790 нм.

Для создания эффективного тулиевого лазера в ФГУП «РФЯЦ_ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина» было изготовлено активное тулиевое волокно, обеспечивающее эффективность преобразования «свет в свет» около 60%, что соответствует параметрам мировых производителей.

Лазер выполнен на волокне с диаметром сердцевины 10 мкм и числовой апертурой NA = 0.15. Диаметр оболочки составляет 125 мкм с числовой апертурой NA = 0.46. Поглощение по оболочке на длине волны 793 нм составляет 3 дБ/м. Накачка активного волокна выполнена с двух сторон резонатора с помощью объединителей накачки (каплер) типа 2x1 и (6+1)x1. Активное волокно согласовано с сигнальным волокном каплера. В качестве источников накачки используется 4 лазерных модуля накачки с волоконным выходом и максимальной мощностью 30 Вт. Резонатор образован двумя брэгговскими решетками с центральной длиной волны 1940 нм и шириной спектра отражения 0.5 нм.

Лазер состоит из нескольких блоков, объединённых в едином корпусе. Габаритные размеры лазера: 369,5х257х152 мм. Масса лазера 10 кг. Вывод лазерного излучения осуществляется через разъём SMA на задней панели прибора, который может обеспечивать бесстыковое соединение с подключаемым оптоволконным инструментом.

На передней панели лазера расположены: экран, клавиатура и энкодер для ввода параметров, кнопка пуск, кнопка аварийной остановки, ключ включения питания и сигнальный диод включения питания. На задней панели закреплены вентиляторы, гнездо питания, розетка педали включения. Забор воздуха для охлаждения внутреннего объёма осуществляется через прорези в нижней крышке корпуса.

Спектр излучения лазера может быть любым из диапазона 1900-2000 нм благодаря широкому спектру люминесценции активного волокна. Мощность лазера составила 40 Вт. Созданный лазер поддерживает импульснопериодический и непрерывный режим работы. Минимальная длительность импульса и паузы составляет 10 мс.

Таким образом, в ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина» был создан тулиевый волоконный лазер для медицины, мощностью 40 Вт и длиной волны 1940 нм. В 2018 г. началось проведение предклинических испытаний лазера. В 2019 г. планируется провести клинические испытания лазера и выполнить разработку тулиевого лазера мощностью 120 Вт с дополнительными длинами волн 1560 нм и 976 нм.

Импульсно-периодический волоконный лазер для систем дальнометрии космических аппаратов

А.А. Колегов, <u>А.В. Исаев</u>^{*}, Е.А. Белов, Е.Г. Акулинин, Ю.В. Осеев

Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики имени академика Е.И. Забабахина

*E-mail:<u>avisaev@bk.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.194

В настоящее время оптоволоконные лазеры широко применяются для решения различных задач науки и техники. На сегодняшний день наиболее востребованными областями применения импульсно-периодических иттербиевых волоконных лазеров являются обработка материалов, медицина, системы 3d видения и дальнометрия. Особый интерес в использовании волоконных лазеров возник в космической технике. В первую очередь это связано с их компактностью, надежностью и высоким КПД "от розетки". При минимально возможных габаритах такой лазер должен быть работоспособен при воздействии широкого диапазона температур окружающей среды, значительных механических нагрузок, факторов космического пространства.

Как правило, импульсно-периодические волоконные лазеры собираются по схеме «задающий генератор (ЗГ) – усилитель» (МОРА) [1,2]. В роли задающего генератора используется полупроводниковый лазерный диод. Излучение задающего генератора усиливается в многокаскадном волоконном усилителе. Оптическая схема лазера проработана с учётом возникновения возможных негативных эффектов (оптический пробой, ВКР).

Анализ результатов работ [3,4] и собственных исследований показал, что наиболее чувствительным компонентом оптоволоконного лазера с диодной накачкой к факторам космического пространства является активное волокно. Его облучение приводит к существенному росту неселективных потерь (уменьшение удельного пропускания излучения до 50% при дозе облучения 100 кР [3]), воздействие радиационного излучения на глухую брэгговскую решётку приводит к уменьшению светопропускания на 30% (при дозе облучения 100 кР). Элементы накачки не значительно меняют свои характеристики при облучении. Проведенные исследования [4] указывают, что наиболее радиационно-стойкими волокнами являются алюмосиликатные и фосфороалюмосиликатные световоды с избытком алюминия. Также показано, что накопленная доза облучения волокна воздействием оптического излучения И оптические снижается под характеристики волокна возвращаются к исходным.

В ходе теоретических и экспериментальных исследований проработана конструкция лазера, проведен тепловой анализ конструкции и теплонагруженных элементов.

В результате создан компактный (масса 2,5 кг), сохраняющий работоспособность в широком диапазоне температур иттербиевый импульснопериодический волоконный лазер с длительностью импульса 3 нс, частотой следования импульсов 11 кГц и энергией в импульсе ~ 180 мкДж.

- [1] V. Khitrov, B. Samson, Proc. of SPIE Vol. 6873 (2008)
- [2] Bertand Morasse, Stephane Chatigny, Proc. of SPIE Vol,17539-17544 (2012).
- [3] S. Girard, Y. Ouerdane, et al, *IEEE transactions on nuclear science* 56 (6), 3293, (2009)
- [4] К.В. Зотов, ИОФ РАН (2010)

Эффекты согласования мод при стабилизации верхней границы сканирования в волоконном лазере с самосканированием частоты

<u>А.Ю. Ткаченко^{1,*}</u>, И.А. Лобач^{1,2}, Е.В. Подивилов^{1,2}, С.И. Каблуков^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН ² Новосибирский государственный университет *E-mail: alinka.tkacenko@yandex.ru

DOI:10.31868/RFL2018.195-196

Перестраиваемые лазеры находят свое применение во многих областях науки и техники. Волоконные лазеры, в которых перестройка лазерной частоты происходит без добавления специальных перестраиваемых элементов, называют самосканирующими. Эффект самоиндуцированного сканирования частоты основан на формировании динамической обратной связи в активной середе [1]. Достаточно простая схема подобных лазеров позволяет им конкурировать с другими перестраиваемыми источниками в ряде приложений (например, см. [2]). Одной из важных характеристик самосканирующих лазеров является диапазон сканирования определяемый как разность между максимальным и минимальным значением длины волны в процессе одного сканирования. Для практических применений лазеров важны как значение диапазона сканирования, так и стабильность границ перестройки. В работе [3] было показано, что добавление в схему самосканирующего лазера отражателя Майкельсона на основе волоконной брэгговской решетки (ВБР) позволяет существенно уменьшить флуктуации как начальной, так и конечной границы сканирования в зависимости от длины волны ВБР. Коротковолновая ВБР позволяет определить начальное значение длины волны сканирования. Длинноволновая ВБР вынуждает начинать процесс сканирования заново. Однако вопрос механизма этого воздействия пока остается открытым. Данная работа посвящена комплексному изучению влияния параметров отражателя Майкельсона на стабильность конечной длины волны.



Рис.1. (а) Схема волоконного самосканирующего лазера с отражателем Майкельсона и (б) его характерная динамика спектра.

В работе исследовался волоконный самосканирующий иттербиевый лазер на основе компонент с сохранением поляризации. Активная среда на основе иттербиевого волокна с двойной оболочкой длиной 3 метра накачивалась лазерным диодом с длиной волны ~970 нм. Резонатор лазера был образован широкополосным высокоотражающим кольцевым зеркалом и выходным отражателем на основе интерферометра Майкельсона. Отражатель Майкельсона образован 20/80 разветвителем и зеркалами M₁ в виде прямого скола волокна и M₂ в виде термостабилизированной высокоотражающей ВБР с резонансной длиной волны 1080 нм. Также зеркало M₂ содержало в себе изолятор для существенного уменьшения уровня отражения от ВБР. В отсутствии ВБР лазер перестраивается в диапазоне от 1058 до 1081 нм с флуктуацией верхней границы порядка 100 пм [3]. Разность плеч интерферометра L_{MI} варьировалась с помощью дополнительного куска одномодового волокна от 2 до 38 метров. В экспериментах измерялась долговременная динамика спектра генерации (см, например, Рис.1б) при различных разностях длин плеч интерферометра. Набор наблюдавшихся в эксперименте значений верхней границы сканирования в зависимости от разности плеч отражателя L_{MI} представлены на Рис.2а. Также на Рис.2б представлен спектр отражения используемой ВБР. На Рис.2а можно выделить три характерные зоны – A, B и C. В зонах A происходит стабилизация длинноволновой границы сканирования по коротковолновому краю спектра отражения ВБР. В зонах B наблюдается проскок сканирования через полосу отражения ВБР. В зоне C в отличие от зоны A привязка осуществляется на коротковолновых боковых резонансах ВБР.



Рис.2. (а) Зависимость значений верхней границы сканирования от разности плеч интерферометра. (б) Спектр отражения используемой ВБР.

Было замечено, что зоны *В* наблюдаются в узких (2-3 метра) областях разности плеч L_{MI} , что свидетельствует о резонансном механизме процесса. В частности, в некоторых зонах *В* проскок сканирования происходит при разности плеч кратной полной длине резонатора 17.6 м (красные сплошные линии на Рис. 2а). Аналогичный результат был указан в работе [3]. Однако можно заметить, что аналогичные линии есть и на длинах кратных ~14.5 м (красные сплошные линии на Рис. 2а), что может свидетельствовать о наличии в лазере более короткого резонатора. Можно предположить, что этот резонанс связан с резонатором сформированный плотным зеркалом и динамической решеткой. Зоны *С* (синие пунктирные линии на Рис. 2а) наблюдаются на длинах кратных половинам указанных резонаторов.

Более детальное описание экспериментов по изучению стабильности верхней границы сканирования при варьировании параметров интерферометра, а также моделирования резонансных эффектов будет представлено в докладе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант 18-12-00243).

- [1] I.A. Lobach et al, Laser Phys. Lett. 11,045103 (2014)
- [2] A.Yu. Tkachenko et al, Opt. Express 25, 17600 (2017)
- [3] A.Yu. Tkachenko et al, Opt. Lett. 43, 1558-1561, (2018)

Особенности определения метрологических характеристик распределенных волоконно-оптических датчиков

И.С. Шелемба*, Д.А. Коваленко, З.Н. Алексеенко, И.С. Брезгин

OOO «Инверсия-Сенсор», Пермь ^{*}E-mail: <u>shelemba@i-sensor.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.197

Фемтосекундная лазерная запись астигматическим гауссовым пучком периодических структур на пленке хрома

<u>А.В. Достовалов</u>^{1,2,*}, В.С. Терентьев², К.А. Бронников², К.А. Окотруб², Д.А. Белоусов², В.П. Корольков^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск ² Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>dostovalov@iae.nsk.su</u>

DOI:10.31868/RFL2018.198-199

Образование упорядоченных периодических оксидных структур в области фокусировки лазерного излучения при обработке поверхности титановых металлических пленок исследовалось при нс [1] и фс [2, 3] длительности импульсов. Было установлено, что период данных структур $\Lambda < \lambda$, где λ - длина волны падающего лазерного излучения, при этом ориентация структур параллельна направлению поляризации падающего лазерного излучения. Поскольку основную роль в образовании данных структур играет термически стимулированная химическая реакция окисления, то данный тип структур лазерно-индуцированными принято называть «термохимическими периодическими поверхностными структурами» (ТЛИППС). Помимо Ti исследовалось образование данных структур на поверхности пленок Cr, Ni и NiCr под действием фс лазерных импульсов [4]. Зависимость периода ТЛИППС от химического состава оксида была продемонстрирована в [5].

В представленных выше работах при создании ТЛИППС использовался радиально симметричный гауссов пучок с диаметром менее 20 мкм. При этом скорость сканирования пучка для формирования упорядоченных структур была небольшой (от 1 до 10 мкм/с), что ограничивает практическое применение данного метода создания структур. Для увеличения производительности записи требуется использовать гауссов пучок с большим диаметром перетяжки. Однако при использовании фс лазеров с низкой максимальной энергией в импульсе данный подход не реализуем, поскольку двойное увеличение диаметра пучка требует увеличения энергии импульса в 4 раза для обеспечения постоянства уровня интенсивности излучения при записи. Альтернативный путь увеличения производительности - это использование астигматического гауссова пучка, у которого поперечное сечение перетяжки представляет собой эллипс с отношение полуосей отличным от 1. В данном случае при увеличении размера большей полуоси пучка в 2 раза энергия также увеличивается в 2 раза.

В работе представлены результаты по созданию ТЛИППС на поверхности Сг пленки толщиной 30 нм с использованием астигматического гауссова пучка ИК фс лазера с длиной волны 1026 нм при различных экспериментальных параметрах: скорость сканирования (100-3000 мкм/с), частоте следования импульсов (2, 20, 200 кГц) и мощности излучения (150-350 мВт). Фокальное пятно в форме эллипса с соотношением сторон 1:10 (Рис. 1) было сформировано с помощью цилиндрической линзы и сферической фокусирующей линзы с f = 50мм. При этом максимальный размер области модификации (вдоль большой оси эллипса) при воздействии 2×10^5 импульсов составил 110 мкм и период структур 680 нм. На рис. 2 представлены результаты по формированию ТЛИППС в зависимости от скорости сканирования в диапазоне 100 мкм/с – 2000 мкм/с при фиксированной мощности излучения 240 мВт.

Для количественного анализа однородности структуры в зависимости от скорости сканирования использовался параметр DLOA (dispersion in the LIPSS orientation angle) $\Delta \theta$ [6], который характеризует угловое размытие при двумерном преобразовании Фурье СЭМ изображений структур. Из представленных результатов следует, что при минимальной скорости сканирования $\Delta \theta = 2^{\circ}$, что свидетельствует о высокой степени упорядоченности структур. Далее при увеличении скорости сканирования до 300 мкм/с этот параметр растет до 5.5° и существенно не изменяется при последующем росте скорости сканирования (рис. 2 образом, увеличение скорости сканирования в процессе д). Таким формирования ТЛИППС приводит ухудшению прямолинейности к (однородности) полученных структур.



Рис. 1. Форма модификации при воздействии астигматического гауссова пучка (Р = 270 мВт).



Рис. 2. СЭМ изображение ТЛИПСС, сформированные при P=240 мВт и различной скорости сканирования: 100 мкм/с (а), 300мкм/с (б), 1500 мкм/с (в), 2000 мкм/с (г). Зависимость DLOA от скорости сканирования (д).

Продемонстрирован способ создания ТЛИППС астигматическим гауссовым пучком, который позволяет повысить скорость сканирования при записи структур до 100-2000 мкм/с при поперечном размере области модификации ≈100 мкм. Анализ упорядоченности структур свидетельствует об ухудшении упорядоченности с ростом скорости сканирования при формирования ТЛИППС. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-32-60096).

- [1] S. Camacho-López et al, Appl. Surf. Sci. 255, 3028–3032 (2008)
- [2] B. Öktem et al, Nat. Photonics 7, 897–901 (2013)
- [3] A.V. Dostovalov et al, Appl. Phys. B, 123:30, 1-9 (2017)
- [4] A.V. Dostovalov et al, Quantum Electron., 7, 631-637 (2017)
- [5] A.V. Dostovalov et al, *Opt. Express* **26**, 7712–7723 (2018)
- [6] I. Gnilitskyi et al, Scientific Reports. 7, 8485 (2017)

Фемтосекундная запись структур показателя преломления в многомодовых и многосердцевинных волоконных световодах

<u>А.А. Вольф</u>^{1,2,*}, А.В. Достовалов^{1,2}, С. Вабниц^{1,3}, С.А. Бабин^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск ²Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ³Университет Брешии, Италия ^{*}E-mail: <u>alexey.a.wolf@gmail.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.200-201

Применение многомодовых и многосердцевинных волоконных световодов являются темой бурных исследований в таких областях как оптические линии связи с высокой пропускной способностью, радиофотоника, нелинейное взаимодействие проходящего через световод лазерного излучения, новые схемы мощных волоконных лазеров, датчики физических величин с расширенными функциональными характеристиками. Путем модификации показателя преломления (ПП) внутри таких световодов, может быть создан ряд важных элементов волоконной оптики – волоконные брэгговские решетки (ВБР), волноводные ответвители, интерферометры. В настоящее время, для записи структур ПП широко применяется технология экспозиции фоточувствительной сердцевины УФ лазерным излучением. При этом область модификации ПП строго ограничена областью фоточувствительного материала, а её локализация в объеме не может быть достигнута. Данное ограничение может быть преодолено за счет использования технологии модификации прозрачных материалов мощными (~0.1-1 мкДж) фемтосекундными лазерными импульсами видимой или ИК области [1]. Отличительная особенность технологии состоит в том, что поглощение фемтосекундных импульсов носит нелинейных характер и происходит при достижении определенной пороговой интенсивности пучка (~10 TBt/cm² для кварцевого стекла). Таким образом, при фокусировке фемтосекундного излучения в объемный материал, поглощение будет происходить исключительно вблизи фокальной области пучка, а локальность индуцированной модификации может достигать значений ~1 мкм³. Точное позиционирование модификации в продольном и поперечном сечении волокна позволяет создавать сложные структуры ПП в волоконных световодах со сложной геометрией. Данное преимущество может быть использовано для широкого круга задач: пространственной селекции поперечных мод [2], создания многопараметрических датчиков физических величин и устройств радиофотоники.

В докладе будут представлены результаты по фемтосекундной поточечной записи ВБР в многомодовых волокнах с градиентным профилем ПП и разным диаметром сердцевины (62.5-100 мкм). Запись осуществляется методом протяжки волоконного световода через прозрачную феррулу [3]. В докладе будут обсуждаться пути оптимизации режимов записи ВБР для эффективной селекции фундаментальной моды LP₀₁, а также использование записанных решеток в ВКР-лазере с прямой диодной накачкой.

Для создания датчиков изгибных деформаций запись ВБР производилась в отдельных сердцевинах 7-сердцевинного оптического волокна Fibercore SM-7C1500(6.1/125), имеющего расстояние между сердцевинами 35 мкм. Принцип записи ВБР и фокусировки фемтосекундных лазерных импульсов представлен на Рис. 1а-б. Спектры отражения ВБР, записанных в разных сердцевинах одного

среза волокна, представлены на Рис. 1в. Важной особенностью метода записи является возможность выбора резонансной длины волны и геометрии ВБР для каждой отдельной сердцевины волоконного световода.



Рис.1..Запись ВБР методом протяжки волокна через прозрачную феррулу (а), фокусировка фемтосекундных лазерных импульсов в выбранную сердцевину 7-сердцевинного волоконного световода (б), спектры отражения ВБР измеренные для разных сердцевин 7-сердцевинного волоконного световода (в).

Таким образом, в работе демонстрируются возможности технологии фемтосекундной записи для создания ВБР в волоконных световодах со сложной геометрией, а также обсуждаются возможные практические применения созданных структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, грант 14. Y26.31.0017 (в части разработки технологии записи ВБР) и грантом РНФ 14-22-00118 (в части исследования характеристик ВКРлазера с прямой диодной накачкой).

- [1] R.R. Gattass and E. Mazur, Nature Photonics 2, 219–225 (2008).
- [2] E.A. Zlobina et al, *Optics Letters* 42, 9–12 (2017).
- [3] A.V. Dostovalov et al, Optics Express 24, 16232–16237 (2016).

Лазерное гетеродинное микрозондирование как метод отображения внутренних неоднородностей оптических материалов

И.Ш. Штейнберг*, П.Е. Твердохлеб, А.Ю. Беликов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, 630090, г. Новосибирск, просп. Академика Коптюга, 1 E-mail: steinberg@iae.nsk.su

DOI:10.31868/RFL2018.202-203 В данной работе представлен разработанный нами метод гетеродинного микрозондирования, предназначенный для исследования распределения фазовых неоднородностей внутри прозрачных оптических материалов. Метод основан на проведении поточечного 3D сканирования образца оптическим микрозондом и последующего синтеза изображения. Микрозондом является световое распределение в виде бегущей микрорешетки, которая формируется в области пересечения двух сфокусированных пучков в исследуемом образце (см. рис. 1): один из которых опорный – l, а другой гетеродинный 2. Частота пучка 2 сдвинута относительно частоты опорного пучка на величину $\Delta F = 88$ МГц.



Рис. 1. Схема, поясняющая принцип гетеродинного микрозондирования

Эта интерференционная микрорешетка затем совмещается с микронеодобъеме нородностью 4 лазерной в керамики 3. Часть излучения гетеродинного пучка 2, рассеянного на этой микронеоднородности, будет распространяться в направлении фотодетектора 6. В этом же направлении будет распространяться и часть излучения пучка 1, прошедшая без рассеяния. Взаимодействие этих двух пучков света с разными частотами приводит к возникновению фототока с разностной частотой ΔF на выходе фотодетектора 6. Было показано,

что величина относительной доли мощности излучения гетеродинной волны, рассеянной на микронеоднородностях пропорциональна квадрату величины гетеродинного фототока. Следует отметить, что детектируется только то рассеянное на микронеоднородности световое поле гетеродинного пучка 5, которое совпадает по направлению (угловому спектру пространственных гармоник) с прошедшей без рассеяния частью опорного пучка 1. Кроме того, из рис. 1 видно, что детектирование происходит только в области пересечения пучков 1 и 2, вследствие чего гетеродинный микрозонд обладает высокой пространственной селективностью.

Пространственное разрешение метода определяется размерами микрорешетки сформированной в исследуемом материале в результате пересечения сфокусированных пучков *1* и *2*. При использовании излучения с длиной волны 660 нм, среды с показателем преломления n = 1,5 и фокусирующего объектива с числовой апертурой 0,6 наименьшие размеры, полученные нами экспериментально, составляли $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.8 \times 1.2 \times 5.2$ мкм³ и

были близкими к дифракционному пределу. Влияние сферической аберрации приводит к ухудшению разрешающей способности. Показано, что в диапазоне микрозондирования по глубины от 10 до 500 мкм поперечный размер (ХҮ) микрозонда увеличивается в 1,5 раза, а продольный (по оси Z) – в 2,13 раза. Такие изменения существенны, и должны учитываться при обработке результатов микрозондирования.

Объектом исследования была выбрана лазерная керамика. Все исследованные образцы имели вид дисков диаметром 10 – 12 мм и толщиной 1 – 2 мм. Изучение фазовых неоднородностей образцов проводилось путем их микрозондирования. Рассматривались три стратегии исследования:

а) линейное зондирование образца по глубине из произвольных точек поверхности;

б) формирование 2D сечения (слоя) путем зондирования из m последовательно расположенных по оси Y (или X) точек поверхности с шагом d_y (или d_x), соизмеримым с размером микрозонда;

в) формирование массива из n 2D сечений, полученных при зондировании из $m \times n$ точек, составляющих площадку размером $md_y \times nd_x$ на поверхности диска.

Максимальную информацию о пространственном распределении неоднородностей дает сканирование по стратегии (в), в соответствие с которой было проведено исследование ряда образцов. Каждый цикл сканирования состоял из 41 скана по глубине, образующих слой. Расстояние между сканами составляло 1 мкм. Далее с интервалом 2 мкм проводилось формирование 21 слоя. Таким образом, размер области микрозондирования составил 40 × 40 × 240 мкм³. На рис. 2 приведены топограмма одного из слоев (2-го), а также 3D изображение исследуемой области. Сканирование в области от 0 до 30 мкм происходит в воздухе, а далее – в керамике.



Рис. 2. Распределений фазовых неоднородностей в образце лазерной керамики: а) топограмма 2-го слоя; б) 3D изображение области сканирования

Для проведения количественной оценки качества образцов керамики мы выбрали следующую характеристику – степень неоднородности. Она равна отношению общей площади неоднородностей в анализируемом слое (в процентах) с амплитудой выше некоторой заданной величины (уровень «отсечки») к площади всего слоя. Такая характеристика дает возможность провести сравнение качества разных образцов керамики. Мы полагаем также, что введенная количественная характеристика может коррелировать с порогом генерации лазера, созданного на основе соответствующего образца керамики.

Интеллектуальные тормозные колодки с встроенными адресными волоконными брэгговскими решетками

О.Г. Морозов, А.Ж. Сахабутдинов, И.И. Нуреев, А.А. Кузнецов, В.И. Артемьев*

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ *E-mail: <u>vadimartemev93@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.204-205

Распространение «интеллектуальной» концепции во многих областях транспортного машиностроения приводит к увеличению спроса на компоненты с более высокой надежностью. Для удовлетворения постоянно растущего спроса на новые и более надежные компоненты все чаще требуется контролировать их характеристики в режиме реального времени с использованием для сравнения как модельно, так и физически полученных априори экспериментальных данных об их «правильной» работе. Последнее помогает идентифицировать потенциальные режимы отказа и, таким образом, обеспечивает надежность указанных компонент и транспортных средств в целом, как того требуют производители или конечные пользователи.

К таким компонентам относятся антиблокировочная система (АБС) тормозов автомобиля и тормозные колодки (ТК), как их составная часть. Учитывая, что тормозная система – это основа безопасной эксплуатации автомобиля, исследования по данной тематике являются актуальными [1-3]. Основные существующие методы контроля тормозных систем – визуальный и анализа поведения автомобиля при торможении. К основным дефектам визуально можно отнести металлизацию, замасливание и загрязнение колодок; изменения цвета, вызванное перегревом; наличие трещин, сколов, разрушений; формирование клинообразного профиля или отсутствие износа при эксплуатации при дефектной работе суппорта. Эффективная работа антиблокировочной системы тормозов автомобиля повышает вероятность сохранения управляемости автомобиля в условиях резкого торможения. Своевременное диагностирование и профилактика неисправностей АБС обеспечивает активную безопасность транспортного средства. При этом анализ функционирования системы должен проводиться в первую очередь с помощью бортовой диагностики [4].

Если для многоточечных, многопараметрических измерений в целях диагностики АБС и ТК, использовать существующие электронные средства измерений, это приведет к резкому увеличению, дополнительно к функциональным, измерительных каналов, что уменьшит общую надежность транспортных средств. Кроме того, следует учитывать ограниченность пространства и необходимость подавать кабели к вращающемуся узлу – колесу, а также проблемы, которые могут быть вызваны электромагнитными помехами и короткими замыканиями. Изза относительно большого размера традиционных датчиков результирующая сенсорная система может потенциально занять пространство больше, чем сам тормозной привод.

Таким образом, необходимы новые решения вышеупомянутых проблем путем замены традиционных методов контроля и датчиков на волоконнооптические, использующие интегрированные, квазираспределенные, адресные технологии для мониторинга АБС и ТК в режиме реального времени. Такой подход в полной мере использует малые размеры оптических датчиков, их иммунитет к электромагнитным помехам, что критически важно для данной задачи.

Эта работа основывается на предыдущих работах авторов [5-8], выполненных с целью создания многопараметрической сенсорной системы, которая позволяет в реальном масштабе времени контролировать износ и температуру угольных щеток электрических машин, дополнительно получая информацию о скорости вращения и состоянии ее ротора. Решение было найдено без использования массива специально расположенных датчиков на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР). Для измерений использовалась одна адресная для каждой щетки ВБР, экономически эффективно устраняя необходимость в индивидуальном датчике для каждого параметра и, следовательно, значительно уменьшая сложность мониторинга состояния электрической машины без потерь по функциональности. Адресная ВБР – решетка, в структуру которой введены два симметричных фазовых π -сдвига, частотный разнос между которыми определяет адрес ВБР, обработка информации с которой ведется на упомянутой индивидуальной разностной частоте, лежащей в радиодиапазоне [9-10]. Износ щетки, параметры вращения ротора, его качественное состояние определялись по амплитудным и частотным параметрам огибающей биений между составляющими, определяемыми положением окон прозрачности ВБР, в различных областях радиочастотного спектра; температура – по положению средней частоты решетки относительно склона трапецеидального прямоугольного фильтра, также определяемой по коэффициенту модуляции огибающей биений, для которого определен динамический диапазон измерений.

Разработанная, подобным образом сенсорная система «все-в-одном», была протестирована для контроля состояния ТК автомобиля: их перегрева или недогрева при проскальзывании, износа и его неравномерностей, контроля давления суппорта, которые особенно важны для обеспечения безопасности движения. Таким образом, многопараметрический выход по одному волокну из встроенной в ТК одной или нескольких параллельных адресных ВБР, позволяет создать сенсорную систему, которая может использоваться для эффективного мониторинга и сигнализации начального отказа. Ключевая особенность системы состоит в том, что ее можно использовать, когда двигатель работает из-за оптической природы считываемого датчика, таким образом, что не мешает работе двигателя.

Принципы работы и дизайн макета датчика обсуждаются в докладе, затем приводятся результаты серии испытаний датчиков, встроенных в ТК, после чего делаются выводы о производительности и возможностях новой системы интеллектуальных тормозных колодок с встроенными адресными ВБР с учетом возможности контроля АБС в целом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках государственного задания КНИТУ-КАИ №8.6872.2017/8.9.

- [1] М.М. Зайцева, А.В. Напханюк, Инженерный вестник Дона, №1 (2018)
- [2] М.М. Зайцева, А.Д. Кирчев, Инженерный вестник Дона, №1 (2018)
- [3] М.М. Зайцева, А.К. Новикова и др., Инженерный вестник Дона, №2 (2018)
- [4] Д.З. Евсеев, М.М. Зайцева и др., Инженерный вестник Дона, №2 (2018)
- [5] А.А. Кузнецов, В.И. Артемьев и др., Инженерный вестник Дона, №1 (2016)
- [6] Р.Ш. Мисбахов, В.А. Иваненко и др., *Фотон-экспресс*, №6 (2017)
- [7] О.Г. Морозов, И.И. Нуреев и др., Фотон-экспресс, №6 (2015)
- [8] Рус.Ш. Мисбахов, Рин.Ш. Мисбахов и др., Инженерный вестник Дона, №3 (2017)
- [9] К.В. Маскевич, Р.Ш. Мисбахов и др., Фотон-экспресс, №4 (2018)

Адресные волоконные брэгговские решетки

И.И. Нуреев¹, О.Г. Морозов¹, <u>А.Ж. Сахабутдинов</u>^{1,*}, Р.Ш. Мисбахов²

¹ Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ ² Казанский государственный энергетический университет *E-mail: kazanboy@yandex.ru

DOI:10.31868/RFL2018.206-207

Приведены результаты моделирования, записи и исследования спектральных характеристик волоконных брэгговских решеток (ВБР) с двумя симметричными фазовыми π -сдвигами. Показана возможность создания на их основе точечных и квази-распределенных волоконно-оптических сенсорных сетей с малой стоимостью одного измерительного канала. При этом решетки имеют единую длину волны Брэгга, а адрес каждой из них определяется различной шириной спектрального разноса между фазовыми сдвигами. Для извлечения измерительной информации необходимо простое оптико-электронное преобразование без использования сложных спектральных или интерференционных интеррогаторов.

Одной из основных задач волоконно-оптических сенсорных сетей (ВОСС) является мультиплексирование большого количества волоконно-оптических датчиков в структуре одной сети с целью уменьшения вклада дорогого интеррогационного оборудования в ее стоимость и разработка системы, способной проводить измерения во множестве точек, расположенных, в общем случае, в произвольном порядке. Сенсорная сеть на основе ВБР по определению является квазираспределенной. Стоимость сети зависит от многих факторов, а подсистема, имеющая доминирующую стоимость, как правило, определяется практическим назначением ВОСС. В некоторых применениях, стоимость волокна может быть доминирующей, а схема мультиплексирования, которая обеспечивает высокую плотность каналов на одно волокно, имеет самую низкую совокупную стоимость. Все же, как правило, стоимость интеррогатора доминирует в большинстве систем. В докладе будут рассмотрены основные принципы построения и характеристики ВОСС с точки зрения методов мультиплексирования и типа используемых адресных датчиков, влияющих на структуру интеррогатора при работе на пропускание и отражение.

ВБР являются мощным инструментом для построения сенсоров различного назначения. Однако при объединении их в многоточечные или квазираспределенные сети возникает проблема дорогого канала измерений или сверхсложного, в основном, лабораторного построения устройств сбора информации с решеток – интеррогаторов. Интеррогаторы строятся на основе спектрометрических схем при использовании решеток с различными брэгговскими длинами волн, или интерферометрических – при одинаковой брэгговской длине волны.

Первой целью работы является теоретическое и экспериментальное исследование спектральных характеристик ВБР с двумя симметричными фазовыми πсдвигами и их изменений под воздействием различных физических полей. Второй целью работы является анализ возможности формирования адреса для различных решеток, имеющих одинаковую брэгговскую длину волны, в виде варьируемой ширины разноса между окнами прозрачности решетки, определяемой положением фазовых сдвигов по длине ВБР. Кроме того, проведено моделирование спектральных характеристик сигналов, поступающих на вход фотоприемника для двух вариантов исполнения адресных ВБР-датчиков: в виде щупа и в виде петли. Известно, что при подаче двух близких по длине волны (частоте) сигналов на выходе фотодетектора формируется сигнал биений, определяемый как:

$$I_{RF}(t) \sim 2A\cos[(\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)],$$

где A – амплитуда, определяемая глубиной узкополосных провалов и коэффициентом усиления фотодетектора, ω_1 и ω_2 – оптические частоты, соответствующие центральным длинам волн окон прозрачности ВБР.

Для проведения моделирования были аналитически описаны спектры ВБРдатчика, опорной ВБР-фильтра и ВБР-зеркала.

В спектре, попадающем на фотоприемник, существует несколько линий, способных сформировать сигналы биений: два узкополосных провала, пары узкополосный провал – минимумы высокого порядка. Однако стоит отметить, что для узкополосных провалов частота биений будет иметь минимальную величину из всех, соответственно подбирая требуемую полосу пропускания фотоприемника можно избежать детектирования побочных сигналов биений.

Таким образом, для извлечения измерительной информации необходимо простое оптоэлектронное преобразование без использования сложных спектральных или интерференционных интеррогаторов. Возможно использование радиофотонного двухчастотного сканирования адресных ВБР [1-5].

Пространственное разрешение для квази-распределенных систем будет определяться технологией крепления адресных ВБР датчиков и может достигать единиц миллиметров при температурных измерениях.

Отдельный интерес представляет собой точечный сдвоенный сенсор на адресных ВБР, как совмещенный датчик, скажем, температуры и давления в концевом отсеке нефтяной скважины. В сдвоенном сенсоре одна из адресных ВБР является датчиком температуры, а вторая – давления (или деформации). Применение совмещенных датчиков оправдано, поскольку на датчик давления (или деформации) помимо механических деформационных нагрузок оказывает влияние и температура окружающей среды, учет компенсации которой необходимо вести по показаниям датчика температуры.

Интересна разработка системы измерения скорости выстрела на выходе из ствола орудия, выполненных в то время, когда снаряд еще находится в проходном отверстии, с использованием поверхностно установленного сдвоенного сенсора на адресных ВБР. Возможность контролировать в полевых условиях, в реальном времени скорость снаряда на выходе для орудий среднего и большого калибра необходима для улучшения дальности прицельной стрельбы, определения состояния ствола, и возможности автоматического программирования взрывателя. В работе рассмотрены сдвоенный сенсор на адресных ВБР, как частный случай массива точечных адресных сенсоров.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках соглашения о предоставлении гранта КГЭУ в форме субсидии № 14.574.21.0188 и государственного задания КНИТУ-КАИ №8.6872.2017/8.9 при софинансировании АО «НПО «Каскад».

- [1] А.А. Кузнецов, В.И. Артемьев и др., Инженерный вестник Дона, №1 (2016)
- [2] Р.Ш. Мисбахов, Р.Ш. Мисбахов и др., Инженерный вестник Дона, №3 (2017)
- [3] А.Ж. Сахабутдинов, Инженерный вестник Дона, №2 (2018)
- [4] О.Г. Морозов, Д.И. Касимова и др., Научно-технический вестник Поволжья, №4 (2012)
- [5] А.Ж. Сахабутдинов, Д.Ф. Салахов и др., Нелинейный мир, №8 (2015)

Влияние эффекта вынужденного комбинационного рассеяния на дальность работы и чувствительность когерентного рефлектометра

Д.Р. Харасов^{1,2}, И.А. Чурилин^{1,3}, С.П. Никитин¹, О.Е. Наний^{1,4}, В.Н Трещиков^{1,5}

¹ Группа компаний Т8

² Московский физико-технический институт (государственный университет)
 ³ Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»
 ⁴ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
 ⁵ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
 *E-mail: kharasov@phystech.edu

DOI:10.31868/RFL2018.208-210

Оптические рефлектометры разных типов широко используются как для диагностики волоконно-оптических линий связи, так и в качестве распределенных датчиков температуры, механических и акустических воздействий. В импульсных рефлектометрах OTDR (optical time-domain reflectometer) в волокно посылается зондирующий импульс, а полезную информацию получают из рассеянного назад излучения (рассеяние Релея).

Дальность работы различных типов OTDR ограничивается расстояниями порядка 50 км и ее увеличение без существенного усложнения измерительной системы представляет собой трудную задачу. Увеличение дальности действия OTDR путем увеличения мощности светового импульса ограничено искажениями, возникающими из-за воздействия нелинейных эффектов. Исследования влияния нелинейных эффектов на работу когерентных ОТDR (Ф-ОТDR) проводилось ранее в работах [1,2]. В стандартных оптических волокнах огранивающими факторами на мощность импульса в Ф-OTDR является модуляционная неустойчивость (MH) [1-3] и фазовая самомодуляция (ФСМ) [4], которые изменяют спектр излучения, но не меняют форму импульса. В импульсах с формой близкой к прямоугольной ФСМ не вносит существенного вклада. Согласно [5] порог эффектов вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) 1,18 Вт, а порог вынужденного рассеяния Мандельштама - Бриллюэна (ВРМБ) для 100 нс импульса 4,5 Вт, что гораздо выше уровня мощности, при котором начинает проявляется МН в волокнах с положительной дисперсией: 200-250 мВт[3]. Также в [3] показано, что в волокнах с обратным знаком дисперсии (RDF) МН не развивается. Поэтому ВКР является основным нелинейным эффектом в RDF волокнах, ограничивающим входную мощность импульсов длительностью до 0,4 мкс (для импульсов длительностью более 0,4 мкс порог ВРМБ уже ниже порога ВКР).

В данной работе мы исследовали изменение формы зондирующего импульса и его спектра в волокнах с нормальной и аномальным дисперсией при ВКР, а также влияние ВКР на сигнал рефлектограммы Ф-ОТDR. Блок-схема экспериментальной установки показана на Рис. 1. Входная в линию мощность импульса длительностью 200 нс регулировалась эрбиевым волоконным усилителем до 2,7 Вт (см. Рис. 2). Усиленная спонтанная люминесценция (ASE) отсекалась с помощью узкополосного фильтра (полоса пропускания меньше 0,1 нм). Второй фильтр (полоса пропускания меньше 0,8 нм) устанавливался после прохождения тестируемых волокон перед фотодетектором для измерения формы импульса на длине волны излучения лазера 1,55 мкм. Сигнал обратного Релеевского рассеяния через циркулятор и эрбиевый волоконный предусилитель попадает на оптический приёмник, где преобразуется в электрический сигнал. После аналогоцифрового преобразователя (АЦП) электрический сигнал анализируется в блоке обработки сигналов.

На Рис. 3 показаны формы импульсов после прохождения различных волокон: стандартного одномодового волокна G.652 (SMF) с дисперсией +18 пс/нм/км, волокна G.655 (NZDSF) с ненулевой смещенной дисперсией +6 пс/нм/км и RDF-волокна Corning Metrocor[®] с дисперсией -8

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

пс/нм/км. При ВКР во всех волокнах форма импульса сигнала значительно изменяется: центральная часть импульса «проседает».

На Рис. 4 показаны рефлектораммы, измеренные в RDF-волокне до и после развития ВКР. При мощности импульса более 1,8 Вт размах рефлектограммы падает. Соответствующие им оптические спектры показаны на Рис. 5. В спектре в районе 1,55 мкм дополнительных компонент не обнаружено, что говорит об отсутствии ВРМБ и МН. Спектральные компоненты в полосе 1610-1680 нм соответствуют ВКР. При входной мощности импульса 1,8 Вт разница между пиком импульса и ВКР более 25 дБ, а при 2,79 Вт – порядка 1 дБ.

Нами показано, что максимальная входная мощность импульса в RDF-волокнах ограничена ВКР и составляет 1,8 Вт. Экспериментально выявлено, что п ри ВКР средний уровень рефлектограммы падает, а также уменьшается её изрезанность. Это обуславливается искривлением формы зондирующего импульса. Так как порог ВКР в RDF на 8,6 и 9,5 дБ больше, чем порог МН в SMF и NZDSF, то при одинаковом затухании среднего уровня рефлектораммы 0,4 дБ/км это эквивалентно дополнительному выигрышу по длине – 21,4 и 23,9 км соответственно.







Рис. 2. Форма импульса при разных токах накачки эрбиевого усилителя.



Рис. 3. Форма импульса излучения на длине волны 1,55 мкм после прохождения разных волокон при разных входных мощностях.



Рис. 4. Рефлектограммы при разных уровнях входной мощности импульса в RDFволокне.



Рис. 5. Спектры после прохождения RDF-волокна при разных уровнях входной мощности: в областях 1550 нм (слева) и 1520-1710 нм (справа).

- [1] S. A. Babin, et al, *Laser Phys.* **20.**2, 334-340 (2010)
- [2] A. E. Ismagulov, et al, *Quantum Electron.* **39**, 765 (2009)
- [3] S. P. Nikitin, et al, Laser Phys. 26.10, 105106 (2016)
- [4] A. E. Alekseev, et al, Laser Phys. 26.3, 035101 (2016)
- [5] H. Izumita, et al, J. Lightwave technology 12.7, 1230-1238 (1994)

Секция 5-2 «Применения волоконных лазеров: связь, информационно-оптические технологии»

Нелинейный режим работы ВОЛС с распределенными рамановскими усилителями

<u>Л.Д. Старых^{1,2,*}</u>, В.А. Конышев^{1,5}, О.Е. Наний,^{1,2,3}, В.Н Трещиков^{1,4}, И.И. Шихалиев^{1,2}

¹Группа компаний Т8

² Московский физико-технический институт (государственный университет)
 ³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
 ⁴ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН
 ⁵ Институт истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН

^{*}E-mail: <u>starykh@phystech.edu</u>

DOI:10.31868/RFL2018.212-213

Наиболее распространенным и энергоэффективным средством передачи данных на дальние расстояния с высокой скоростью является когерентная оптическая связь [1], [2]. Максимальная дальность передачи и длина отдельного пролета в когерентных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) ограничена двумя основными факторами: линейными шумами спонтанной люминесценции эрбиевого усилителя (EDFA) и нелинейными эффектами в волокне. Оба явления уменьшают оптическое соотношение сигнал/шум (OSNR) на входе в приемник транспондера, что приводит к ухудшению качества оптического сигнала и, как следствие, к ошибкам при его демодуляции. OSNR в конце линии можно повысить за счет увеличения мощности сигнала, однако увеличение мощности оптического излучения в волоконном тракте приводит к появлению нелинейных эффектов, таких как фазовая самомодуляция, фазовая кросс-модуляция, четырехволновое смешение и других. Поскольку в случае когерентной системы передачи дисперсия компенсируется транспондером при цифровой обработке сигнала [3], элементы физической компенсации дисперсии можно не использовать в когерентных ВОЛС. Вследствие этого из-за большой накопленной дисперсии перечисленные выше нелинейные эффекты проявляют себя как аддитивный гауссов шум [4], [5]. Таким образом нелинейные эффекты в когерентных ВОЛС можно характеризовать мощностью нелинейного шума, которая суммируется с мощностями шумов спонтанной люминесценции эрбиевых усилителей.

Наилучшая производительность ВОЛС достигается при максимально высокой мощности на выходе линии, при которой слабо развиваются нелинейные эффекты. Этого можно добиться используя распределенные рамановские усилители. В процессе вынужденного комбинационного (ВКР) или рамановского рассеяния [6] телекоммуникационное волокно выступает в роли усиливающей среды. Таким образом увеличивается сигнальная мощность в конце пролета линии и отношение мощности сигнала к мощности шумов спонтанной люминесценции (OSNR_L) на выходе линии. Но при этом усложняется задача учета нелинейных искажений. Для учета подобных искажений создана феноменологическая расчетная модель нелинейного шума в многоканальных 100G DP-QPSK ВОЛС с распределенными рамановскими усилителями с попутной накачкой.

В схеме Рис. 1 были проведены эксперименты для выявления зависимостей полной мощности нелинейного шума от различных параметров продольного профиля канальной мощности Рис. 2, таких как максимум мощности исследуемого канала в линии (P_{peak}^{main}) и воздействующих каналов $(P_{peak}^{n_{ch}})$,

удаленности точки, в которой достигается P_{peak}^{main} , от места ввода накачки (Z_{peak}), дисперсии на входе в линию (D^{in}), а также количества (N_{ch}) и спектрального расположения воздействующих каналов (Δf). Сформированная феноменологическая модель (1) – (3) позволяет рассчитывать полную мощность нелинейного шума (P_{NL}^{full}) в когерентных 100G DP-QPSK ВОЛС с распределенными рамановскими усилителями с попутной накачкой мощностью до 1 Вт на длинах волн от 1425 нм до 1480 нм. Сравнение расчетного запаса по OSNR с экспериментальным показало расходимость не более 1 дБ.

$$P_{NL}^{full} = \left(P_{NL}^{self\,100} + P_{NL}^{cross100}\right) \times e^{\alpha \left(100[km] - L_{span}[km]\right)} \quad (1)$$

$$P_{NL}^{self\,100} = \eta_0^{self} \left(1 - e^{-0.3 - \left|\frac{D^m + 295 - 6.3 \times Z_{peak} + 0.51 \times Z_{peak}^{2}}{3.5 \times (-295 + 6.3 \times Z_{peak}^{-0.51 \times Z_{peak}^{2}})}\right|^{1.5}}\right) \times (0.23 Z_{peak} + 1) \times \left(P_{peak}^{main}\right)^3 \quad (2)$$

$$P_{NL}^{cross100} = 1.8 \times \eta_0^{cross} \left(\frac{50[GHz]}{\Delta f}\right)^2 \times \sum_{n_{ch}=1\dots\frac{N_{ch}}{2}} \left\{\frac{P_{peak}^{main} \times \left(P_{peak}^{n_{ch}}\right)^2}{\left(n_{ch}\right)^2}\right\},\tag{3}$$





Рис. 1 Схема экспериментальной установки





Рис. З Зависимость запаса по OSNR 31-го ITU-канала от выходной мощности в ВОЛС с попутной рамановской накачкой мощностью 29 дБм и с 8-ю симметрично расположенными воздействующими каналами с частотным интервалом 50 ГГц

- [1] V. Gainov et al., Opt. Express, vol. 22, no. 19, p. 22308 (2014)
- [2] D. Chang et al., J. Lightwave Technology, vol. 33, no. 3, pp. 631–638 (2015)
- [3] S. J. Savory, *Quantum Electron.*, vol. 16, no. 5, pp. 1164–1179 (2010)
- [4] P. Poggiolini, J. Lightwave Technology, vol. 30, no. 24. pp. 3857–3879 (2012)
- [5] Н. В. Гуркин *et al.*, *Quantum Electron.*, pp. 550–553 (2013)
- [6] G. Agrawal, Elsevier, New York, p. 467 (2001)

Подавление нелинейного шума в высокоскоростных линиях связи с компенсацией дисперсии

Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро*

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск ²Новосибирский государственный университет, Новосибирск *E-mail: <u>shapiro@iae.nsk.su</u>

DOI:10.31868/RFL2018.214-215

Волоконная оптика развивается уже несколько десятилетий. Для увеличения пропускной способности линий связи используется многоканальная передача информации, высокая скорость в отдельном канале, форматы кодирования высокого порядка и др. Одними из основных факторов искажения сигнала являются шумы усиления и нелинейные эффекты, сопровождающие распространение сигнала.

Рассмотрены два способа подавления керровской нелинейности в высокоскоростной линии связи с компенсацией дисперсии, передающей сигнал с четырьмя уровнями амплитудной модуляции: большое положительное чирпирование входных импульсов и большая отрицательная дисперсия. Показано, что одновременное использование этих способов существенно улучшает качество сигнала.

Выполнен численный расчет распространения сигнала в рамках нелинейного уравнения Шредингера для одного канала. Линия связи состояла из 20 секций вида

$$SMF(100 \text{ km}) + EDFA + DCF + EDFA.$$

Эрбиевые усилители полностью компенсировали затухание сигнала на участке волокна. Длина участка DCF выбиралась такой, чтобы обеспечить заданный уровень средней дисперсии $\langle D \rangle$. Входной сигнал задавался формулой

$$S(t) = \sum_{n} a_n(t - nT), \quad a_n(\tau) = B_n \exp\left(-\frac{\tau^2 - ic_n \tau^2}{2T_0^2}\right),$$

где $B_n = B\xi_n, \xi_n$ — значение случайной величины, которое с вероятностью 1/4 равно одному числу из множества {1, 2, 3, 4}. На приемном устройстве мощность сигнала усреднялась по битовому интервалу длительностью 25 пс. При $\xi_n = 1$, мощность импульса составляла 1.3 мВт, ширина — 6.7 пс. Параметр положительного чирпа c_n выбирался для каждого значения мощности импульса отдельно. Возможные значения параметра чирпа можно рассматривать как вектор $c = (c_1, c_2, c_3, c_4)$, здесь c_1 соответствует импульсам с минимальной мощностью, а c_4 — с максимальной.

На рисунках приведены гистограммы битовых значений на приемнике. На рис. 1(а) изображен график для нулевой дисперсии и нулевого начального чирпа: $\langle D \rangle = 0, c = (0, 0, 0, 0)$. На рис. 1(b) приведен график для нулевой дисперсии и ненулевых параметров начального чирпа: $\langle D \rangle = 0, c = (15, 13, 19, 7)$. На рис. 1(c) приведен график для ненулевой дисперсии и начального чирпа: $\langle D \rangle = -1.2$ пс/(нм км), c = (15, 13, 19, 7).

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

При большой отрицательной дисперсии линии связи усиление сигнала и компенсация дисперсии происходят в разных точках [1]. Поэтому усиливаются импульсы, которые шире начальных, а форма восстанавливается у импульсов с меньшей мощностью в силу затухания. Это уменьшает керровскую нелинейность. Положительное чирпирование вызывает быстрое уширение импульсов [2], что также уменьшает нелинейное взаимодействие сигнала.



Рис. 1. Гистограммы распределений по амплитуде сигнала.

- [1] E.G. Shapiro, M.P. Fedoruk et al, Opt. Comm. 250(1-3) 202-206 (2005).
- [2] G. P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, Amsterdam: Elsevier, 2007, 529 pp.
Механизм возникновения ошибок в оптическом грозотросе при ударе молнии

В.А. Конышев^{1,2,*}, О.Е. Наний^{1,3}, А.Г. Новиков¹, В.Н. Трещиков^{1,4}, Р.Р. Убайдуллаев¹

¹ ООО «Т8 НТЦ»

² Институт истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН
 ³ МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет
 ⁴ Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

*E-mail: <u>konyshev@t8.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.216-217

Гигантский рост трафика в современную эпоху заставляет переходить при строительстве протяженных волоконно-оптических линий связи на плотное волновое мультиплексирование (DWDM) с межканальным расстоянием 50 ГГц, а при формировании самих каналов использовать когерентную передачу. Так когерентные транспондеры DP-QPSK 100G (скорость передачи данных в канале 100 Гбит/с) масштабно используются в современных проектах. В последние два года также стали предлагаться решения с использованием когерентных транспондеров на большие канальные скорости (200 Гбит/с и более).

Однако, такие когерентные системы, как оказалось могут иметь в процессе эксплуатации недостатки. При определенных условия, когда воздушная ВОЛС с использованием оптического грозотроса оказывается в зоне грозового фронта, в канале связи могут возникать ошибки в моменты попадания молний в оптический грозозащитный трос [1,2]. Разряд молнии, которая попадает в оптический грозотрос, приводит к ошибкам на линии. Более ранние стандарты передачи, базирующиеся в частности на формате модуляции ООК, не подвержены такому воздействию молний.

На сегодняшний день главным эффектом, приводящим к ошибкам во время гроз в когерентной линии связи, содержащей в качестве кабельной инфраструктуры воздушные ВОЛС, является эффект Фарадея, заключающийся во вращении плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, проходящего через прозрачную изотропную среду (в нашем случае через волокно) под воздействием индуцированного сильного магнитного поля. Угол вращения состояния поляризации на выходе θ определяется по формуле [3]:

$$\theta = VBL, \tag{1}$$

где V – постоянная Верде, для волокна V = 0,53 rad/T/m; B – индукция магнитного поля (T, тесла); L – длин участка волокна, м.

Продольное магнитное поле формируется вследствие винтового тока молнии, идущего по скрученным алюминиевым жилам грозотроса. Имеется фаза быстрого роста поля (~10 мкс) затем медленная фазы спадания поля. Оценка величины такого поля при известном значении шага скрутки жил не составляет труда. В тоже время вопрос количественной оценки влияния этого поля на передаваемый по волокну в грозотросе сигнал на сегодня до конца не изучен.

Для количественной оценки эффекта Фарадея в волокне была собрана установка (см. рисунок 1). Непрерывный оптический сигнал на длине волны $\lambda = 1550$ нм от лазера поступал через поляризатор на катушку с одномодовым стандартным волокном, длиной 50 км, затем пройдя по катушке, поступал в поляриметр. Внутри катушки с волокном можно было изменять продольное магнитное путем, изменяя ток, проходящий через соленоид, намотанный вокруг

катушки (число витков N = 30), от нуля до максимального значения $I_{\text{max}} = 40$ A.



Рис.1. Экспериментальная установка.

После катушки с волокном был установлен поляриметр, определяющий угол вращения состояния поляризации PSP. В отсутствии поля PSP плавно изменяется и со временем. Задача эксперимента определять, как изменяется угол между выходным состоянием поляризации в отсутствие магнитного поля и сразу же после его включения от величины поля.

В процессе проведенных экспериментов обнаружено сильное подавление эффекта Фарадея, не выполнялась формула (1). Для объяснения этого была построена теория, основанная на случайном изменении главных состояний поляризации в волокне по мере распространения сигнала. С помощью этой теории и моделирования случайных процессов получена модификация формулы (1):

$$\left\langle \theta \right\rangle = \frac{1}{5} VBL_B \sqrt{\frac{L}{L_c}}, \ (L \gg L_B, L_C),$$
 (2)

здесь $\langle \theta \rangle$ – усредненный угол вращения состояния поляризации на выходе, (rad); L_{B} – длин биений в волокне, м; L_{C} – корреляционная длин в волокне, м. Формула (2) показала значительно лучше согласие с экспериментом, и объяснила подавление эффекта Фарадея в протяженном участке волокна.

Сделан вывод о том, что шибки на линии возникают именно в следствие локального (через грозотрос) воздействия молнии на участок волокна и создание на этом участке магнитного поля, характерная протяженность участка 100–200 м. Модель, предложенная в работе [4], допускающая удаленное влияние молний (не обязательно прямое попадание в оптический грозотрос) на ошибки в линии оказалась несостоятельной.

- [1] D.S. Waddy et al., *IEEE Photonics Technology Letters*. **13**(9): p. 1035-1037 (2001)
- [2] S.M. Pietralunga et al., IEEE photonics technology letters. 16(11): p. 2583-2585 (2004)
- [3] Mansuripur, M., Field, Force, Energy and Momentum in Classical Electrodynamics (Revised Edition). 2017: Bentham Science Publishers
- [4] P.M. Krummrich, D. Ronnenberg et al., *Optics express*, **24**(11) : p. 12442-12457 (2016)

Проектирование широкополосных скоростных когерентных DWDM-линий связи

<u>Р.3. Ибрагимов</u>^{1,2}, В.А. Конышев¹, О.Е. Наний^{1,3}, В.Н. Трещиков^{1,4}, Р.Р. Убайдуллаев¹

¹ООО «Т8 НТЦ» ²Сибирский государственный университет телекоммуникации и информатики ³МГУ им. М. В. Ломоносова ⁴Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал ^{*}E-mail: ibragimov.nsk@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.218-219

Актуальной задачей на сегодня является задача увеличения пропускной способности оптической линии для обеспечения потребностей рынка в объемах передаваемой информации. Наиболее привлекательными методами увеличения пропускной способности оптических линий связи при сохранении существующей кабельной инфраструктуры являются использование многоуровневых форматов модуляции и когерентные системы передачи данных совместно со спектральным уплотнением DWDM-каналов [1,2].

Когерентные системы связи с дополнительной цифровой обработкой сигналов на сегодняшний день имеют доминирующее положение в оптических системах связи высокой емкости, так как позволяют обеспечить максимальную спектральную эффективность [1 – 6].

В работах [3, 7, 8] была продемонстрирована возможность увеличения пропускной способности при использовании усилителей С и L диапазона. Возможность использования сверхширокополосных висмут-эрбиевых усилителей с полосой усиления более 200 нм описана в работе [9].

В настоящей статье исследован вопрос максимальной пропускной способности многопролетной DWDM-линий при использовании такой большой полосы усиления волоконными усилителями на промежуточных узлах. С помощью феноменологической модели, оценивающей работоспособность оптической DWDM-линии, произведен расчет суммарного влияния шумов в протяженной линии. Для многоканальной системы проведена оптимизация мощности оптического сигнала по критерию максимизации $OSNR_M$ и $OSNR_{BER}$ с учетом энергетического запаса, требуемого для коммерческих DWDM-линий. На основе полученных результатов построены зависимости для оптической полосы 40 нм (сегодняшние DWDM-линии) и 200 нм (DWDM-линии будущего), рисунок 1.

Расчет показывает, что при увеличении полосы усиления группового сигнала емкость такой системы увеличивается практически в пять раз. При этом, максимальная дальность системы составляет 7900 км для полосы в 200 нм. Таким образом, переход от полосы усиления 40 нм к полосе 200 нм резко увеличивает емкость всей системы в целом – особенно сильно это о происходит в случае DWDM-линий с малым числом пролетов.



Рис.1 Зависимость максимального количества каналов от протяженности оптической линии

Литература

- [1] Леонов А., и др. Прикладная фотоника. Т. 3. №2. С. 123-145. (2016)
- [2] Трещиков В. Фотон-экспресс №3. С. 31-35. (2013)
- [3] Гуркин Н., Наний О., Новиков А., Трещиков В. Вестник связи. №8. С. 25-27 (2012).
- [4] Гуркин Н. В. [и др.] Квантовая электроника. Т. **43.** №6. С. 550-553 (2013).

[5] Xia C., van den Borne D. Optical Fiber Communication Conference and Exposition (OFC/NFOEC), 2011 and the National Fiber Optic Engineers Conference 2011: IEEE. - pp. 1-3.

- [6] Xie C. IEEE Photonics Technology Letters. T. 21. №5. C. 274-276 (2009)
- [7] Konyshev V. А. и др. Quantum Electronics. Т. 47. №8. С. 767 (2017).
- [8] Gainov V. и др. Laser Physics Letters. Т. 10. №7. С. 075107 (2013).

[9] Firstov S. V. и др. Optical Fiber Communication Conference 2017: Optical Society of America. - pp. W2A. 22.

Комплексная обработка оптического сигнала для магистральных волоконно-оптических линий связи

О.С. Сидельников^{*}, А.С. Скидин, М.П. Федорук

Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск Институт вычислительных технологий СО РАН, г. Новосибирск *E-mail: o.s.sidelnikov@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.220-221

В настоящее время в волоконно-оптических линиях связи проблема преодоления ограничений, обусловленных нелинейными воздействиями, попрежнему является одним из ключевых вопросов, которые необходимо разрешить для дальнейшего повышения эффективности использования полосы пропускания канала. Для достижения данной цели в настоящий момент активно применяются технологии обработки оптического сигнала; в частности, активно исследуются нейронные сети в качестве вспомогательного метода, с помощью которого можно улучшить детектирование сигнала [1]. В данной работе исследуется потенциал использования нейронных сетей совместно с другими методами обработки сигнала.

Исследовалась схема передачи сигнала, показанная на рисунке 1. Передатчик создаёт 16-QAM-сигнал и обрабатывает его (при необходимости) специальным методом модуляции, позволяющим регулировать в сигнале вероятности вхождения в него символов разной мощности [2]. Линия состоит из 10 пролётов, каждый пролёт включает в себя 100 км волокна, а также усилитель с уровнем шума 4.5 дБ. На приёмнике компенсируется хроматическая дисперсия, фазовый сдвиг, а также с помощью статической нейронной сети компенсируются нелинейные воздействия. Структура нейронной сети показана на рисунке 2. Входные символы разделяются на действительную и мнимую части, сеть состоит из входного слоя, двух скрытых слоёв по 16 нейронов и выходного слоя.



Рис. 1. Схема исследуемой линии



Рис. 2. Структура нейронной сети.

При математическом моделировании распространения сигнала по оптическому волокну использовалось нелинейное уравнение Шрёдингера (NLSE) [3], которое описывает эволюцию медленно меняющейся огибающей оптического сигнала A(z,t):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A.$$

Данное уравнение решалось численно с помощью симметричного метода Фурье расщепления по физическим процессам со следующими параметрами: α =0.2 дБ/км, нелинейность волокна γ =1.4 1/(Вт·км), хроматическая дисперсия β_2 =-25 пс²/км, длина волны λ =1550 нм, количество отсчётов на период q=16.



Ha рисунке 3 показана полученная зависимость между частотой битовых ошибок конфигурациями различными И схем обработки сигнала. Mepa вводимых ограничений оценивается через величину R, которая определяется как величина уменьшения номинальной скорости передачи относительно скорости передачи данных формата 16-QAM без использования специальной модуляции. Ключевой особенностью данных результатов является то, что в отсутствие специальных методов модуляции статическая нейронная сеть работает с таким же качеством, с которым работают традиционные детекторы. При этом,

когда используется регулирование вероятностей появления символов, которые на сигнальном созвездии соответствуют высокой мощности, статическая нейронная сеть начинает давать дополнительное улучшение, не связанное само по себе с улучшением, вызванным специальной модуляцией [2].

Данное обстоятельство можно объяснить как с позиции нейронных сетей, так и с позиций физических эффектов. С позиции нейронных сетей улучшение работы статической сети в канале с памятью возможно тогда, когда память канала «уменьшается», что и происходит при применении специальной модуляции, поскольку она направлена на компенсацию нелинейных эффектов, обуславливающих наличие памяти у канала. Для описания улучшения с физической точки зрения стоит отметить, что из уравнения Шрёдингера можно получить отдельные два уравнения эволюции фазы $\rho(z,t)$ и амплитуды сигнала a(z,t) [4]:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}a + \frac{\beta_2}{2} \left(2\frac{\partial a}{\partial t}\frac{\partial \rho}{\partial t} + a\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} \right)$$
$$a\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\frac{\beta_2}{2} \left(\frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + a\left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)^2 \right) + \gamma a^3.$$

Применение специальной модуляции в сигнале уменьшает дисперсию мгновенных значений производных амплитуды, что с точки зрения уравнения одновременно делает более «регулярным» эволюцию фазы, а также уменьшает влияние эволюции фазы на эволюцию амплитуды.

Работа Скидина А.С. (теоретический анализ результатов) выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №17-71-10118). Работа М.П. Федорука и О.С. Сидельникова выполнена при поддержке гранта 14. У 26.31.0017 Министерства образования и науки РФ.

- [1] O.S. Sidelnikov et al. *Quantum Electron.* **47**, 1147-1149 (2017).
- [2] A.S. Skidin et al. Opt.Express 24, 30296-30308 (2016).
- [3] G.P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, 4th ed. Academic press, 2007, 539 c.
- [4] M. Du et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, 31, 177-182 (1995).

Нелинейные искажения OFDM-сигнала в оптоэлектронных компонентах волоконнооптических сетей доступа

В.А. Варданян

ФГБОУ ВО «СибГУТИ» ^{*}E-mail: <u>vardgesvardanyan@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.222-223

В последнее время вырос интерес к передаче ортогональных частотномультиплексированных (OFDM Orthogonal **Frequency-Division** Multiplexing) сигналов по оптическому тракту, так как метод имеет хорошо разработанную аппаратно-программную реализацию сигнала и высокую спектральную эффективность [1-2]. Особенности формирования OFDMсигнала приводят к большим выбросам сигнала, и как следствие, выходу амплитуд сигнала из линейного участка передаточных характеристик оптоэлектронных компонент оптического тракта и к переходу этих устройств в нелинейный режим работы. Следовательно, возникают нелинейные искажения, попадающие в частотную полосу пропускания поднесущих каналов OFDM-сигнала И ухудшающие отношение сигнал/шум.

Целью данной работы является исследование влияния на поднесущие каналы нелинейных искажений, возникающих во время электрооптического или оптоэлектронного преобразования OFDM-сигнала при оптической модуляции и/или при фотодетектировании. Рассматриваются такие компоненты оптического тракта, как лазерный диод (ЛД) [3], оптический модулятор на основе интерферометра Маха-Цандера с двумя электродами (MZI – Mach-Zehnder Interferometer) и фотодиод (ФД) [4]. Для достижения поставленных целей разработаны моделирующие программы, имитирующие процессы модуляции и фотодетектирования OFDM-сигнала.

На рис.1 показан относительный спектр излучения ЛД при модуляции ОFDM-сигналом в полосе частот от 4096 МГц до 8192 МГц (частотный интервал составляет 64 МГц, количество поднесущих - 64). Как видно из рис.1 происходит искажение OFDM-сигнала из-за помех, попадающих в полосы пропускания поднесущих каналов. Источником таких помех являются клиппированные импульсы, возникающие при превышении уровнем OFDM-сигнала порогового значения тока модуляции. Кроме этого, на рис.1 видны комбинационные частотные составляющие второго порядка, имеющие низкочастотный (НЧ) спектр (от 0 до 4096 МГц). Избежать этих помех и улучшить энергетический бюджет сетей доступа возможно, используя внешнюю модуляцию оптической несущей OFDM-сигналом. Еще большего увеличения спектральной эффективности можно достичь, применяя однополосные внешние модуляторы, например на основе MZI. Моделирование процесса модуляции OFDM-сигналом такого модулятора приводит к тому, что в выходном спектре будут отсутствовать комбинационные частотные составляющие, занимающие НЧ-область спектра.

Исследовалось также влияние квадратурной нелинейности ФД (относительно поля) при преобразовании оптического сигнала в

электрический [5]. По аналогии с рис.1 при фотодетектировании OFDMсигнала в спектре фототока в НЧ-области также появляются шумы, эти шумы обусловлены биениями между поднесущими.



Таким образом, при передаче OFDM-сигналов в оптоэлектронных компонентах возникают нелинейные искажения, которые могут попадать в полосы поднесущих и ухудшать показатели качества сигнала. Для предотвращения попадания в полосы каналов мощных нелинейных частотных составляющих второго порядка как при модуляции, так и при фотодетектировании, необходимо предусмотреть защитную полосу между несущей и OFDM-сигналом, равную или превышающую частотную полосу ОFDM-сигнала. Применение внешней модуляции предпочтительнее, т.к. можно сформировать однополосный оптический OFDM-сигнал с лучшими энергетическими характеристиками. Следовательно, основным фактором, ограничивающим полосу частот в сетях доступа является использование по технико-экономическими показателям прямого фотодетектирования. Отметим, что увеличение частотной полосы OFDM-сигнала возможно за счет устранения помех в НЧ-спектре фототока с помощью схемных решений в приемной части оборудования [5]. Кроме этого можно применять методы корректирующего кодирования В поднесущих каналах, позволяющие преодолеть сильную зашумленность в каналах. Однако эти и другие технические решения могут увеличить стоимость оборудования, требуют обоснования экономической целесообразности при поэтому внедрении в сетях доступа.

- [1] В.А. Варданян Т-сотт: Телекоммуникации и транспорт 11, 18-24 (2017)
- [2] В.А. Варданян Материалы Российской научно-технической конференции "Современные проблемы телекоммуникаций" – Новосибирск: СибГУТИ, 1, 148-152 (2018)
- [3] В.А. Варданян Автометрия, 51 (6), 12-16 (2015)
- [4] В.А. Варданян Квантовая электроника, **48** (4), 395–400 (2018)
- [5] В.А. Варданян *Автометрия* **54** (3), 94–103 (2018)

Принципы конструирования магистрали DWDM на основе активной строительной длины оптического кабеля

К.Е. Заславский

Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Новосибирск ^{*}E-mail: <u>zaslavskyke@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.224-225

Волоконно-оптические магистрали с системами спектрального уплотнения (DWDM),содержащие усилители на OB с примесью эрбия (EDFA) широко применяются на сетях связи РФ. Однако, этим магистралям присущи следующие недостатки:

- так как пролёты длинные (более 100км), то и коэффициенты усиления усилителей велики, что приводит к значительным мощностям помех из-за спонтанного излучения,

- для достижения необходимой величины OSNR приходится выставлять значительный уровень передачи на выходе передатчика, что неизбежно увеличивает мощность нелинейных помех, возникающих в OB,

- с увеличением скорости передачи дистанция связи сокращается. В данной работе предлагается другой подход к конструированию магистрали, основанный на описании процесса распространения импульсов по ОВ уравнением Шредингера [1]:

$$idA/dz = -(i/2)\alpha A + (1/2)\beta_2(d^2A/dt^2) - \gamma/A/^2A$$
(1)

где А-медленно меняющаяся амплитуда огибающей электрического поля вдоль оси z , β_2 -дисперсия групповых скоростей, α -потери, γ - коэффициент нелинейности.

Уравнение (1) решается численными методами, например, Фурье-методом расщепления по физическим факторам (SSFM). При этом методе вся заданная дистанция связи разбивается на достаточно малые участки длиной h, и на каждом участке рассчитывается изменение формы импульса, вызванное потерями, дисперсией и нелинейными явлениями в OB.

Предлагается рассматривать строительную длину ОК как физическую реализацию участка длиной h. Обычно она достаточно мала. Например, при дистанции связи l=600км, h=6км. Для такой строительной длины уравнение (1) можно записать в виде:

$$-(dA/dz) = (M + T + G + N(h)),$$
(2)

где М-оператор, характеризующий действие дисперсии (β2), и потерь (α), T,Gоператоры, характеризующий действие компенсатора дисперсии и усилителя, соответственно, N(h) –оператор, характеризующий нелинейность строительной длины OB.

Таким образом, в отличие от уравнения (1). уравнение (2) предполагает, что в строительной длине осуществляется компенсация дисперсии и потерь. Назовём такую строительную длину активной (ACT).

Практически реализовать компенсатор дисперсии (КД) и оптический усилитель (ОУ), компенсирующий потери, можно в муфте, стыкующей АСТ. В качестве КД логично использовать волокно DCF (с отрицательной дисперсией), в качестве ОУ можно использовать либо EDFA, либо усилитель Рамана [2] (этот случай в данной работе не рассматривается). Предложена структурная схема соединений блоков в муфте, которая предусматривает разделение сигнала и накачки по длинам волн, независимые регулировки мощностей сигнала и дистанционной накачки, работу усилителя в линейном режиме, восстановление мощности сигнала на выходе муфты. Предложена конструкция магистрали, содержащая муфты оконечного усилителя, предусилителя и линейных усилителей. Для ввода-вывода сигнала и накачки в схемах передатчика и применяются стандартные мультиплексоры/демультиплексоры. приёмника Растёт OSNR показывает, что в предложенной конструкции нормативную вероятность ошибки в спектральном канале можно получить при более низких уровнях передачи сигнала, чем в существующих магистралях, что позволяет резко уменьшить влияние нелинейных помех на качество передачи информации.

- [1] Г.П. Агравал, Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 324(1996)
- [2] G.P. Agrawal, Application of Nonlinear Fiber Optics, Academic, 508

Объединенная сессия семинара и молодежной конференции «Оптические и информационные технологии»

Тенденции развития методов и устройств лазерной литографии для синтеза элементов дифракционной оптики

В.П. Корольков^{*}, А.Г. Седухин, В.Н. Хомутов, Р.В. Шиманский, А.Е. Качкин

Институт автоматики и электрометрии CO PAH ^{*}E-mail: <u>victork@iae.nsk.su</u>

DOI:10.31868/RFL2018.227-229

За последнее время компьютерно-синтезированные дифракционные оптические элементы (КСДОЭ) стали находить все большее практическое применение в оптических системах, дополняя традиционные рефракционные и отражательные оптические элементы. Активно разрабатываются и исследуются КСДОЭ с тонкой субволновой рельефно-фазовой структурой, в которых изменение фазы волны осуществляется не за счет изменения оптической толщины выступов и впадин структуры, а за счет изменения так называемой геометрической фазы (фазы Панчаратнама-Берри) при локальном (субволновом) изменении состояния поперечной поляризации оптической волны. Такие структуры часто относят не к КСДОЭ, а к новым тонким метаструктурам управляемым лазерно-индуцированным с двулучепреломлением в их субволновых зонах. В данной статье мы будем называть последние элементы КСДОЭ с изменением геометрической фазы волны или кратко ДОЭИГФ. К их достоинствам можно отнести то, что они имеют световую эффективность близкую к 100% и способность работы в широком интервале длин волн (в белом свете). Потенциально, ДОЭИГФ могут заменить традиционные толстые оптические элементы. Вместе с тем, следует отметить, что сама рельефно-фазовая структура ДОЭИГФ, является существенно более сложной, чем у традиционных КСДОЭ и требует применения новых тонкопленочных оптических материалов и новых высокоразрешающих технологий записи самих структур, с продвижением в область все меньших и меньших размерных масштабов. Более конкретно, - ДОЭИГФ изготавливаются, в настоящее время, в основном по достаточно дорогой технологии высокоразрешаюшей электронно-лучевой нанолитографии. Соответственно. относительно большие время и стоимость технологии изготовления данных элементов являются сдерживающими факторами для их дальнейшего исследования и более широкого практического применения.

Помимо указанных субволновых ДОЭИГФ, в настоящее время востребованными на практике являются также субволновые элементы, выполняющие функции антиотражательных и поляризационно-конвертирующих элементов, а также элементов, преобразующих форму лазерного пучка (заметим, что все эти функции способны выполнять и новые указанные элементы). Такие элементы, как правило, должны иметь глубокий фазовый профиль их структуры, что требует применения особых оптических материалов и технологии их изготовления. Кроме того, к традиционным КСДОЭ, в последнее время предъявляются требования по их более высокой топологической (абсолютной) точности, что также обычно сопряжено с требованием уменьшения размера сфокусированного лазерного пучка.

Резюмируя, можно сказать, что для изготовления современных КСДОЭ, актуальным является дальнейшее повышение разрешающей способности и точности технологий их изготовления, наряду с использованием новых материалов для записи. В настоящее время существует две основные группы компьютерных технологий изготовления КСДОЭ – электронно-лучевая и лазерная. Потенциально

разрешающая способность электронно-лучевой технологии выше чем для лазерной записи на один – полтора порядка (5–20 нм против 400–800 нм). Но в случае необходимости использования толстого слоя резиста, эта разница почти нивелируется из-за рассеяния электронов в резисте. Технологии прямой лазерной записи более консервативны в силу существенно меньшего, на сегодня, рынка сбыта. Поэтому потенциал технических возможностей современных технологий и установок прямой лазерной записи Для записи КСДОЭ далеко не реализован и здесь можно ожидать существенного прогресса в случае приближения их разрешающей способности к показателям электронно-лучевой нанолитографии для тонкопленочных процессов.

В данной работе сделан акцент на развитие методов и устройств лазерной нанолитографии оптического диапазона длин волн. Речь идет о возможности реализации лазерной записи с разрешением не хуже 100 нм, что вполне достаточно для многих задач синтеза субволновых структур для оптического диапазона. С учетом вышеуказанных современных требований к субволновым КСДОЭ и применительно к использованию и дальнейшему развитию термохимической технологии прямой лазерной записи КСДОЭ, в работе обсуждаются способы решения следующих задачи:

- исследование тонких металлических пленок, в качестве материала записи, для получения высокого контраста записи при малой толщине пленок (в частности, пленок титана, циркония и хрома),
- использование новых нелинейных сверхразрешающих механизмов записи, включая режим сквозного окисления и, соответственно, просветления облучаемых пленок,
- уменьшение рабочей длины волны технологического лазера (в частности до ГУФ длины волны 266 нм), а также увеличение показателя преломления в зоне фокусировки (до 1,4), при записи в твердых и жидких средах
- преодоление дифракционного предела по размеру сфокусированного лазерного пятна при дальнепольной (на расстоянии 0,2 1 мм) фокусировке.

Для преодоления дифракционного предела по размеру сфокусированного лазерного пятна предполагается использование следующих методов:

- применение фокусирующей оптики с кольцевой формой апертуры, а также поиск и применение методов дополнительного «обострения» фокусировки, за счет специального перераспределения интенсивности света на апертуре фокусирующей оптики и аппаратного обострения так называемой функции аподизации,
- поиск и применение новых и уже традиционных видов лазерных пучков с неоднородным распределением поляризации по апертуре фокусирующей оптики,
- поиск и применение методов пространственно-частотной фильтрации лазерного пучка (фильтрации Торальдо).

Как показывают проведенные теоретические исследования [], применение совокупности указанных методов по преодолению дифракционного предела, а также решение задачи по возможности работы на длине волны 266 нм, позволяет получить размеры лазерного пятна в дальней зоне (с рабочим отрезком объектива порядка 1 мм) и по половинному уровню интенсивности (от максимальной в центральной точке сфокусированного пятна) 105 и 70 нм, соответственно, при записи в воздушной среде и в средах с показателем преломления 1,5. Вместе с тем, форма распределения интенсивности света в фокальной области (функция рассеяния точки) оказывается близка к возведенной в квадрат функции Бесселя первого рода и нулевого порядка. То есть сфокусированный пучок близок к идеальному пучку Бесселя с относительно высоким уровнем побочных максимумов и относительно низкой эффективностью в полезном центральном лепестке. Это обстоятельство необходимо согласовать далее с вышеуказанным выбором материалов, режимов, а также соответствующих тепловых расчетов при термохимической записи.

Приведенные методы фокусировки лазерного пучка требуют их адекватной аппаратной реализации. В этой связи в докладе также обсуждаются направления и промежуточные результаты разработки установок лазерной записи.

Литература

[1] Sedukhin A.G et al, Opt. Commun. Vol. 407, pp. 217–226 (2018)

Инфракрасная термография как ведущая информационная технология сегодняшнего дня

Б.Г. Вайнер

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирский государственный университет *E-mail: <u>boris-kvant@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.230-231

Ход развития современной экспериментальной науки отличается тем, что в уже, казалось бы, до пределов заполненный эшелон всевозможных применяемых здесь технических средств и принципов измерений продолжают непрерывно вливаться всё новые и новые инструменты физических исследований. Такая "парадоксальная" тенденция имеет простое объяснение: исключительно быстрый технический прогресс, происходящий в области автоматизации эксперимента и его программно-компьютерного обеспечения, служит, по сути, неисчерпаемым источником, порождающим новые высокопроизводительные приборы и системы, а также свежие методы и подходы в экспериментальной физике.

Инфракрасная (ИК) термография, традиционно называемая "тепловидением", принадлежит К числу вышеупомянутых современных измерительных средств физического эксперимента. Если раньше этот метод позволял лишь визуализировать тепловое излучение тел, что само по себе уже не мало, то в настоящее время он превратился в мощный высокоточный (чувствительность порядка сотой доли градуса) быстродействующий (частота кадров порядка 100 и более в секунду) количественный инструмент исследований [1], информативность которого в своей нише не достижима никакими другими методами измерений в силу ее уникальности.

В обоснование сказанного можно привести примеры термограмм (поверхностных температурных полей), представленных на рис. 1. Ясно, что лишь с помощью тепловидения возможно обнаружить особенности температурных карт изображенных поверхностей.

Современные матричные тепловизионные системы и их программное обеспечение превратили обсуждаемый метод из качественного в количественный (за рубежом это принято называть quantitative infrared thermography – QIRT). При этом в последние годы повышенный интерес стали проявлять к динамическим (скоростным) тепловизионным исследованиям природных процессов [2, 3].



Рис.1. а) Термограмма тыльной стороны кисти человека; б) экспериментальное животное (крыса), задняя лапка которого нагревается модулем Пельтье; в) тепловая волна в слое цеолита.



Рис.2. Вариация температуры поверхности сорбционного индикатора, описанного в [2], вызванная дыханием человека и измеренная с частотой 100 кадров в секунду с применением тепловизионной камеры нового поколения.

Иллюстрация динамического подхода в тепловидении представлена на рис. 2. Из приведенного графика видно, что ИК термография дает, к примеру, возможность регистрировать тончайшие нюансы в динамике дыхания людей и животных. В частности, из рис. 2 следует, что в определенный момент времени (около 525 секунд от начала отсчета) частота дыхания испытуемого существенно изменяется (увеличивается), причем в показанном случае это обусловлено сокращением паузы как в фазе вдоха, так и выдоха.

В настоящем докладе разносторонне представлены наиболее важные направления современной ИК термографии при ее использовании в научнотехнических, биомедицинских и народно-хозяйственных областях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области, грант № 18-44-540040.

- [1] B.G. Vainer., J. Phys. D: Appl. Phys. 41, 065102 (12 pp) (2008)
- [2] B.G. Vainer., Ann. Biomed. Eng. 46, 960-971 (2018)
- [3] B.G. Vainer, S.S. Fast, P.A. Pyrjaev, B.L. Moroz. // In: XXI Int. Conf. on Chem. Thermodyn. in Russia (RCCT-2017) (June 26-30, 2017, Novosibirsk, Russia): Abstracts // Novosibirsk: NIIC SB RAS, 318 (2017)

Волоконно-оптическая парадигма развития умной энергетики

<u>И.И. Нуреев^{1,*}</u>, О.Г. Морозов¹, А.Ж. Сахабутдинов¹, Р.Ш. Мисбахов²

¹Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева-КАИ ²Казанский государственный энергетический университет

^{*}E-mail: <u>n2i2@mail.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.232-233

Современный уровень информационных технологий и средств вычислительной техники, а также активно развивающаяся «цифровизация» электрических сетей, позволяют пересмотреть подходы к развитию и усовершенствованию функций автоматики и систем контроля и управления электроустановок различных классов напряжения, прежде всего среднего напряжения, как наиболее распространенных и, в связи с этим, наиболее значимых для конечных потребителей.

Согласно дорожной карте EnergyNet и в энергетической стратегии России на период до 2035 года указано, что приоритетной технологией для повышения надежности энергосистем и сокращения потерь энергии должны быть интеллектуальные технологии и средства мониторинга и диагностики состояния оборудования. В энергетической Стратегии-2020, которая существовала до принятия Стратегии-2030 и Стратегии -2035, также были обозначены главные векторы перспективного развития отраслей ТЭК, переход на путь инновационного и энергоэффективного развития, которые до сих пор остаются актуальными:

1. Создание интеллектуальных распределительных электрических сетей нового поколения в Единой энергетической системе России (интеллектуальные сети – SmartGrids);

2. Создание высоконадежных каналов связи между различными уровнями диспетчерского управления и дублированных цифровых каналов обмена информацией между объектами и центрами управления;

3. Создание систем дистанционной диагностики состояния оборудования электросетевого комплекса.

Электроэнергетическая система работает в режиме реального времени – поэтому существуют высокие требования по обеспечению надежности, бесперебойности и качеству функционирования, в том числе, к системам релейной защиты и противоаварийной автоматики. Контроль и управление работой оборудования энергосетей является чрезвычайно важной задачей. Одним из лучших способов точно контролировать работу электротехнического оборудования является применение эффективной системы диагностического мониторинга.

Основные цели применения систем мониторинга:

–оперативность в принятии решений, исключающих неконтролируемое развитие аварийного дефекта оборудования;

-снижение человеческого фактора в процессе жизненного цикла объекта (электробезопасность профильного персонала);

-контроль характера и локации дефекта оборудования под рабочим напряжением;

-моделирование ресурса и нагрузочной способности электрооборудования;

-ведение и накопление архивной диагностической информации;

-автоматизированный учет результатов диагностирования, влияющих на принятие решения о последующей эксплуатации, техническом обслуживании и ремонте электрооборудования;

-контроль и прогнозирование состояния магистральных сетей электрической и информационной инфраструктуры.

В докладе приводятся примеры реализованных, а также находящихся в стадиях лабораторных исследований и разработки систем диагностического мониторинга цифровых энергетических сетей на основе волоконно-оптических технологий [1-7]. Их создание и применение основано на положениях предложенной авторами концепции «SmartGrids Plus» [8].

Парадигмой для диагностического мониторинга цифровых энергетических сетей является применение пассивных волоконно-оптических технологий связи и сенсорных сетей (BOCC).

Вопросы мультиплексирования большого множества датчиков (многосенсорной системы для нескольких комплектных распределительных устройств КРУ) являются одной из актуальных задач проектирования ВОСС. В качестве универсальных ВОД предложено использование адресных АВБР с двумя симметричными фазовыми неоднородностями с целью применения эффективного аппарата мультиплексирования датчиков одного типа по частоте огибающей биений между центральными частотами излучений, прошедших через окна прозрачности, сформированные наличием указанных неоднородностей. Приведен механизм мультиплексирования различного количества АВБР. В качестве компромиссного варианта и обеспечения высокого соотношения «цена-качество» одного канала измерений в ВОСС выбрана технология TCWDM с гибридным временным и неплотным волновым уплотнением. Показано, что такая ПОС кроме измерений, обеспечит структурированную, безопасную и надежную организацию информационных сетей приема/передачи и обработки данных для систем релейной защиты и аварийной сигнализации.

Указанные выше положения явились основой для создания концепции развития цифровых энергетических сетей ««SmartGrids Plus», опирающейся на подключение к слоям интеллектуальных энергосетей и информационных каналов связи слоя волоконно-оптического диагностического мониторинга. Приведены примеры практической реализации многосенсорных ВОСС для контроля температуры контактов и токоведущих шин, а также экспериментальных образцов построения сенсорных устройств для систем дуговой защиты и определения уровня влажности в КРУ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки Российской Федерации в рамках реализации федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014 - 2020 годы», соглашение о предоставлении гранта КГЭУ в форме субсидии № 14.574.21.0188 - 1 этап, уникальный идентификатор прикладных научных исследований (проекта) RFMEFI57418X0188, и государственного задания КНИТУ-КАИ №8.6872.2017/8.9 при софинансировании АО «НПО «Каскад».

- [1] А.А. Кузнецов, В.И. Артемьев и др., Инженерный вестник Дона, №1 (2016)
- [2] Р.Ш. Мисбахов, В.А. Иваненко и др., Фотон-экспресс, №6 (2017)
- [3] О.Г. Морозов, И.И. Нуреев и др., Фотон-экспресс, №6 (2015)
- [4] Р.Ш. Мисбахов, Р.Ш. Мисбахов и др., Инженерный вестник Дона, №3 (2017)
- [5] А.В. Бурдин, А.А. Василец и др., Инфокоммуникационные технологии, №2 (2016)
- [6] А.Ж. Сахабутдинов, Инженерный вестник Дона, №2 (2018)
- [7] О.Г. Морозов, А.Ж. Сахабутдинов и др., Инженерный вестник Дона, №2 (2018)
- [8] К.В. Маскевич, Р.Ш. Мисбахов и др., Фотон-экспресс, №4 (2018)

Формирование вихревых лазерных пучков и управление пространственной когерентностью на основе когерентного сложения полей массива оптоволоконных излучателей

В.П. Аксенов, <u>В.В. Дудоров</u>^{*}, В.В. Колосов, М.Е. Левицкий, Т.Д. Петухов, А.П. Ростов

ИОА СО РАН, Томск ^{*}E-mail: <u>dvv@iao.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.234

Прогресс в мощных фемтосекундных волоконных и гибридных системах

Андрей Стародумов

Когерент ^{*}E-mail: <u>andrei.starodoumov@coherent.com</u>

DOI:10.31868/RFL2018.235

Фемтосекундные лазерные системы находят новые применения в обработке материалов, научных, медицинских и биологических приложениях. Спектр таких применений включает резку напряженного стекла, выращивание искуственных органов, доставку лекарстственных препаратов к определенным органам в человеческом теле, и оптогенетику, где свет используется для контроля активности клеток мозга животных. Свехкороткие импульсы позволяют записывать структуры в прозрачных материалах с высоким пространственным разрешением, что ведет к созданию новых оптических компонент. Наряду с изменений в структуре материала использование минимизацией тепловых свехкоротких импульсов позволяет контролировать глубину обработки материала, качество боковых поверхностей и уменьшает пост-обработку материала.

Основным источником сверкоротких импульсов долгие годы являлись лазеры на кристаллах Ti:Sapphire работающие в диапазоне 700-900 нм и накачиваемые 2-ой гармоникой от лазеров на кристаллах легированных ионами неодима. Появление волоконных лазеров и твердотельных усилителей на ионах иттербия привело к снижение стоимости систем генерирующих сверкороткие импульсы. Повышение надежности диодных лазеров на 920-980 нм привели к постепенному переходу от фемтосекундных систем на кристаллах Ti:Sapphire к системам на ионах иттербия. Это позволило поднять средние мощности лазерных систем с короткими импульсами ~ 1 пс до киловаттного уровня с энергиями превышающими 10 мДж. Однако ширина полосы усиления материлов на ионах иттербия значительно уступает ширине полосы ионов титана, что привело к необходимости поисков новых методов сжатия импульсов до 5- 100 dc необходимых для новых научных и промышленных применений. Полые волоконные свтоводы, капилляры наполненные инертным газом, многопроходные системы с фазовой самомодуляцией в тонких пластинах и в газовой среде позволили значительно сократить длительности мощных систем работающих в диапазоне 1020-1060 нм. В докладе обсуждаются основные принципы построения систем генерирующих сверхкороткие импульсы и базирующихся на волоконных или волоконно-твердотельных гибридных схемах с усилителями на тонких дисках и слэбах и оцениваются оптимальные диапазоны параметров для различных конфигураций. Обсуждаются новые методы сжатия импульсов, а также перспективные применения и характеристики излучения необходимые для этих применений.

Отечественный опыт разработки специальных оптических световодов и интегрально-оптических схем

Д.И. Шевцов

ПНППК, Пермь ^{*}E-mail: <u>shevtsov@pnppk.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.236

Интегральная фотоника в радиотехнических системах

С.М. Конторов^{1,*}

¹OAO «НПК «НИИДАР», Москва, Россия *E-mail: skont86@gmail.com

DOI:10.31868/RFL2018.237-238

В современном понимании фотоника означает обширную область знаний, в которой изучаются разнообразные явления, связанные с оптическим излучением. Одним из новых направлений фотоники являетстся сверхвысокочастотная фотоника (радиофотоника), появившаяся в результате интеграции оптоэлектроники и СВЧрадиоэлектроники. Радиофотоника – это одна из наиболее интенсивно развивающихся областей науки и техники в мире, в основе которой модуляция оптического излучения преобразованиями радиосигналом с дальнейшими (фильтрация, усиление, преобразование частоты, диаграммообразование и т.д.) в оптическом диапазоне (см. рисунок 1). Радиофотонные методы позволяют улучшить функциональное построение, а также технические характеристики устройств и систем нового поколения, снять проблемы электромагнитной совместимости, значительно расширить частотный диапазон, на порядки уменьшить потери на распространение сигналов, а также обеспечить высокую стабильность характеристик.

Технологии радиофотоники - это симбиоз технологий СВЧ и микроэлектроники, фотоники и лазерной техники, находящие применение во многих областях (метрология, медицина, радиолокация, радиоастрономия, системы связи различного назначения и базирования (космические, наземные, воздушные, морские) и т.д.) [1,3,4].

Интенсивно создаются радиофотонные интегральные схемы, позволяющие на порядки снизить массогабаритные характеристики, энергопотребление, стоимость, а также значительно улучшить технические характеристики (расширение рабочей полосы до десятков ГГц, реализация многоканальных высокоскоростных систем аналоговой и аналого-цифровой передачи и обработки радиосигналов с частотами до 100 ГГц и более, создание оптоэлектронных генераторов СВЧ сигналов [2], применение широкополосных диаграммообразующих устройств и преобразователей частоты [4,5,6]).



Рисунок 1. Общая радиофотонная структурная схема

В сложных радиофотонных устройствах и системах, где может потребоваться использование до тысяч модуляторов, лазеров и фотодетекторов, перспективным решением является интеграция всех компонентов в микрочиповом исполнении. За рубежом последние 10 лет идет активное развитие технологий интегральной радиофотоники, на сегодняшний день позволяющих интегрировать на одной подложке до тысячи компонентов [5]. Радиофотонные интегральные технологии уже сегодня позволяют объединить как пассивные (устройства ввода/вывода оптического излучения, волноводы, разветвители, объединители, мультиплексоры/демультиплексоры, фильтры, линии задержки, циркуляторы и т.д.) так и управляемые активные (лазеры, фотодетекторы, модуляторы, усилители, фазовращатели, переключатели и т.д.) компоненты на единой подложке (см. рисунок 2).



Рисунок 2. Многоэлементные интегральные радиофотонные устройства. a) 16-ти канальное диаграммообразующее устройство и преобразователи частоты [5]; б) – 8х8 диаграммообразующее устройство (136 полупроводниковых оптических усилителей, х1000 элементов на 1 схеме) [7];

Ключевым элементом любого радиофотонного устройства или системы является источник оптического излучения. В качестве такого компонента обычно используется лазер с прямой (десятки ГГц) или внешней (сотни ГГц) модуляцией. В зависимости от применения и схемотехнического решения возможно применение различных типов лазеров: волоконный (высокая мощность, стабильность характеристик), непрерывный (РОС, РБО – низкий уровень шумов, узкая ширина спектральной линии, когерентная радиофотоника), импульсный (лазер с синхронизацией мод – большая частота повторения, синфазность, низкий уровень фазовых шумов), вертикально-излучающие (прямая модуляция до десятков ГГц, низкое энергопотребление, многоканальность в интегральном исполнении) и многие другие. С возрастанием как сложности, так и быстродействия радиофотонных систем возникла естественная потребность к монолитной интеграции компонентной базы радиофотоники на едином кристалле. Поскольку активные и пассивные компоненты возможно формировать по технологиям микроэлектроники, такие системы имеют ряд преимуществ. В настоящее время весь набор компонентной базы радиофотоники реализуется в планарном исполнении на различных технологических платформах [5,8].

Построение функциональной системы на кристалле, по аналогии с монолитной интеграцией компонентов электроники, позволяет создавать радиофотонные интегральные схемы высокой степени интеграции [5,7]. В связи с этим в последнее время возрастает объем разработок и гибридных систем, в которых используется интеграция различных платформ и технологий – InP гетероструктуры для активных элементов (лазер, модулятор, фотодетектор), Si3N4/SiO2 волноводы, SOI для драйверов цифровых устройств, что в конечном счете приводит к созданию полноценных универсальных интегральных фотонных технологий для создания перспективных радиотехнических устройств и систем нового поколения.

- [1] A. B. Matsko, A. A. Savchenkov et al, J. Lightwave Technology, 28, 3427–3438 (2010).
- [2] X. S. Yao, L. Maleki, *Electronics Letters*, **30**, 1525 (1994).
- [3] F. Scotti, G. Serafino, A. Capria et al, *Nature*, **507**, 341-345 (2014).
- [4] Richard W. Ridgway, Carl L. Dohrman et al, J. Lightwave Technology, **32**, 3428–3439 (2014).
- [5] David Marpaung, R.G. Heideman et al. *Laser & Photonics Review.* **20**, (2012).
- [6] В.В. Валуев, С.М. Конторов и др., *Труды школы-семинара «Волны-2016»*, (2016).
- [7] Ripalta Stabile, Abhinav Rohit et al, *Optics Express* 22, pp. 435-442 (2014).
- [8] М.Белкин, В.Яковлев, Электроника №3 00143 (2015).

Метод компенсации нелинейных искажений сигнала в WDM системах связи на основе теории возмущений и машинного обучения

<u>Е.А. Аверьянов</u>^{1,*}, А.А. Редюк^{1,2}, О.С. Сидельников^{1,2}, М.А. Сорокина³, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск ²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск ³Институт фотонных технологий, Университет Астона, Бирмингем, Великобритания

^{*}E-mail: <u>euav@ya.ru</u>

DOI:10.31868/RFL2018.239-241

Нелинейные искажения, возникающие в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС), остаются одним из основных ограничивающих факторов, препятствующих дальнейшему увеличению дальности и скорости передачи информации. В особенности это касается WDM систем, подверженных, помимо внутриканальных, также и межканальным нелинейным взаимодействиям. Для компенсации данного эффекта было предложено множество способов [1-4]. Однако, практическая реализация этих методов сопряжена с рядом трудностей.

В частности, в статье [5] авторы рассматривают модель межканального нелинейного взаимодействия на примере двух каналов с двумя поляризациями. Для её применения необходимо вычислять тысячи модельных коэффициентов возмущений, выраженных многомерными осциллирующими интегралами, число которых только растёт с увеличением числа каналов. Вычислительная сложность потенциально может быть уменьшена с помощью привлечения обширного арсенала методов машинного обучения, бурно развивающихся в области ВОЛС последние несколько лет [6]. Как предлагается авторами [7], вместо численного интегрирования возможно применение робастной регрессионной модели. Такой подход демонстрирует высокую эффективность при значительно уменьшенной трудоёмкости для систем с пространственным уплотнением каналов.

В данной работе мы обобщаем этот метод для WDM систем для компенсации внутриканальных и межканальных нелинейных эффектов, используя информацию с соседних по частоте каналов, чтобы восстановить изначальный сигнал.

Анализ возмущений первого порядка уравнений Манакова позволяет получить приближенные оценки накопленных во время распространения в волоконно-оптической среде нелинейных искажений сигнала в аддитивной форме $X_k^s = x_k^s + \Delta x_k^s$, где x_k^s и X_k^s комплексные амплитуды сигнала во временном слоте *k* в -поляризации в канале *s* на передатчике и приёмнике соответственно. Тогда само нелинейное искажение записывается следующим образом:

 $\Delta x_{k}^{s} = \sum_{m,n} C_{mn} (x_{k+m}^{s} x_{k+n}^{s} \bar{x}_{k+m+n}^{s} + x_{k+m}^{s} y_{k+n}^{s} \bar{y}_{k+m+n}^{s}) +$

 $\sum_{c\neq s} \sum_{m,n} D_{mn}^{c} (2x_{k+m}^{s} x_{k+n}^{c} \bar{x}_{k+m+n}^{c} + x_{k+m}^{s} y_{k+n}^{c} \bar{y}_{k+m+n}^{c} + y_{k+m}^{s} x_{k+n}^{c} \bar{y}_{k+m+n}^{c}),$ где C_{mn} и D_{mn}^{c} – модельные коэффициенты возмущений. Заменой символов x на y и наоборот получаются аналогичные выражения для y-поляризации.

Основная идея предлагаемого метода состоит в поиске коэффициентов возмущений используя методы машинного обучения на заранее известном тренировочном наборе отправленных и принятых символов. После обучения, найденные коэффициенты применяются для компенсации по формуле $x_k^s = X_k^s$ –

 Δx_k^s , где для оценки Δx_k^s и Δy_k^s используется принятый сигнал после обработки линейным эквалайзером в качестве приближения отправленных символов.



Рис. 1. Принципиальная схема исследуемой ВОЛС.

Чтобы оценить эффективность предлагаемого метода посткомпенсации, основанного на возмущениях первого порядка (ВПК), был проведён численный эксперимент передачи данных по ВОЛС, принципиальная схема которой представлена на Рис. 1. В рассмотрении находилась трёхканальная передача RRC импульсов с форматом модуляции 16QAM и символьной скоростью 32 Гбод на длине несущей волны 1550 нм, межканальное расстояние 37,5 ГГц. В линии используются точечные усилители после каждого из 10 пролётов длиной 100 км с коэффициентом шума 4,5 дБ. На приёмнике после демультиплексирования применяется идеальная компенсация хроматической дисперсии, взятие отсчётов с согласованным фильтром и цифровая обработка сигнала.

Распространение сигнала в модели описывается уравнением Манакова

$$\frac{\partial A_{x,y}}{\partial z} = \left[-\frac{\alpha}{2} - i\frac{\beta_2}{2} + i\gamma\frac{8}{9} \left(|A_x|^2 + |A_y|^2 \right) \right] A_{x,y},$$

где $A_{x,y}$ комплексная огибающая электрического поля для x- и -поляризаций, коэффициент затухания $\alpha = 0,2$ дБ/км, коэффициент дисперсии второго порядка



Рис. 2. Сравнение эффективности методов.

 $\beta_2 = 17$ пс/нм/км, коэффициент нелинейности $\gamma = 1,4$ 1/Вт/км. Данные уравнения решались численно с помощью симметричной схемы метода Фурье расщепления по физическим процессам с 16 отсчётами на символ.

Ha Рис. 2 представлена эффективность ВПК в терминах BER в сравнении с линейным эквалайзером (Лин) обратного И методом распространения для центрального канала с одним и двумя шагами на (DBP 1 DBP 2 пролёт И соответственно). Как видно, ВПК работает на уровне промежуточном между DBP 1 И DBP 2 ДЛЯ оптимальной мощности. При это для ВПК требуется значительно меньше

вычислительных операций. Такой результат хорошо согласуется со случаем трёх пространственных каналов в смежной работе [7].

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-42-543379).

- [1] E. Ip, J. Lightwave Technology 28, 939-951 (2010)
- [2] L. Liu et al, J. Lightwave Technology **30**, 310-316 (2012)

Материалы Российского семинара по волоконным лазерам 2018

- [3] T. Oyama et al, *Proc. OFC*, Tu3A.3, San Francisco (2014)
 [4] Z. Tao et al, *J. Lightwave Technology* 29, 2570-2576 (2011)
- [5] R. Dar et al, *J. Lightwave Technology* 33, 1044-1053 (2015)
 [6] D. Zibar et al, *J. Lightwave Technology* 34, 1442-1452 (2016)
- [7] M. Sorokina et al, Opt. Express 24, pp. 30433-30443 (2016)

Оглавление

4 Программа семинара В. Волков, Д.Якубовский, Ю. Стебунов, Д. Федянин, А.Арсенин. 19 Плазмоника с низкими потерями на основе меди. А.К. Сарычев, К.Н. Афанасьев, И.В. Быков, И.А. Богинская, 21 А.В. Иванов, И.Н. Курочкин, А.Н. Лагарьков, А.М. Мерзликин, В.В. Михеев, Д.В. Негров, И.А. Рыжиков, М.В. Седова. Усиление локальных электромагнитных полей оптическими периодическими резонаторами. С.В. Мутилин, В.Я. Принц, В.А. Селезнев, Л.В. Яковкина. Рост 23 упорядоченного массива вертикальных нанопроволок VO₂. А.Д. Буравлев. (In,Mn)As квантовые точки: синтез и оптические 25 свойства. В.П. Драчев, Х. Бхатта, А. Алиев. Плазмоника наночастиц со спиновой 26 поляризацией. И.А. Пшеничнюк, С.С. Косолобов, А.И. Маймистов, В.П. Драчев. 27 Сверхкомпактный электронно-оптический модулятор на основе гибридного плазмонного волновода и слоя проводящего оксида. T. Hönigl-Decrinis, A. Yu. Dmitriev, R. Shaikhaidarov, V.N. Antonov, 28 O.V. Astafiev. Quantum Wave Mixing and Probing of Photonic States in 1D space.

А.И. Маймистов. Дискретная дифракция в массиве волноводов и 30 оптические плоские зоны.

И.Р. Габитов, А.И. Маймистов. Поверхностные волны в 34 структурированных материалах.

А.К. Туснин, Л.Л. Фрумин, О.В. Белай, Д.А. Шапиро. Оптическое поле 35 у входа в субволновую щель.

Н.А. Гиппиус, С.А. Дьяков, С.Г. Тиходеев. Оптические свойства 37 резонансов в фотонно-кристаллических слоях.

1

А.В. Глейм, В.И. Егоров, В.В. Чистяков, А.Б. Васильев, А.А. Гайдаш, 38 А.В. Козубов, С.В. Смирнов, С.М. Кынев, Н. В. Булдаков, О.И. Банник, Л.Р. Гилязов, К.С. Мельник, Н.М. Арсланов, С.Э. Хоружников, С.А. Козлов. Волоконно-оптические сети на основе метода квантовой коммуникации на боковых частотах.

И.О. Золотовский, А.С. Кадочкин, Ю.С. Дадоенкова, С.Г. Моисеев, 40 **А.А. Фотиади.** Генерация поверхностных плазмон-поляритонных волн в углеродной нанотрубке.

И.А. Буфетов, А.Ф. Косолапов, А.Д. Прямиков, А.В. Гладышев 43 Револьверные волоконные световоды с полой сердцевиной и лазеры на их основе.

Д.В. Кулаков, А.В. Галеев, А.А. Колегов, А.В. Исаев, А.В. Загидулин. 44 Одномодовый волоконный лазер мощностью 2 кВт.

А.А. Сурин, А.А. Мольков, Т.Е. Борисенко, К.Ю. Прусаков. Мощный 47 одномодовый непрерывный узкополосный линейно поляризованный полностью волоконный Yb лазер с порогом модовой нестабильности более 100 Вт.

В.М. Парамонов, М.И. Беловолов, С.А. Васильев, М.М. Беловолов, 49 **Е.М. Дианов.** Проблемы создания гибридного висмут-эрбиевого волоконного лазера.

А.А. Сурин, Н.В. Коваленко, Т.Е. Борисенко, А.А. Мольков, 51 **К.Ю. Прусаков.** Узкополосный непрерывный одномодовый волоконный эрбиевый лазер на 1550 нм мощностью 25 Вт с шириной спектральной линии 0.1 нм.

Е.А. Анашкина, В.В. Дорофеев, С.В. Муравьев, С.Е. Моторин, 53 **А.В. Андрианов, А.А. Сорокин, М.Ю. Коптев, А.В. Ким.** Исследование лазерных свойств теллуритных световодов, легированных ионами эрбия.

Л.А. Мельников, Ю.А. Мажирина. Квантовые флуктуации в 55 волоконных лазерах.

А.Е. Бударных, А.Д. Владимирская, И.А. Лобач, С.И. Каблуков. 57 Одночастотный тулиевый лазер с широкополосным самосканированием частоты. **И.А. Лобач, Р.В. Дробышев, Е.В. Подивилов, С.И. Каблуков.** Динамика 59 спектра динамических решеток в активной среде волоконного лазера с самосканированием частоты.

А.М. Смирнов, А.П. Базакуца, О.В. Бутов. Особенности генерации 61 волоконных лазеров с распределенной обратной связью с коротким резонатором.

М.И. Скворцов, А.А. Вольф, А.В. Достовалов, А.А. Власов, 63 **С.А. Бабин.** Волоконный лазер с распределенной обратной связью на основе ВБР с фазовым сдвигом, изготовленной с применением фемтосекундного излучения.

М.М. Худяков, С.С. Алёшкина, Т.А. Кочергина, К.К. Бобков, 65 А.С. Лобанов, Д.С. Липатов, А.Н. Абрамов, А.Н. Гурьянов, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачёв. Одномодовый Er-Yb волоконный усилитель с большим диаметром поля моды.

А.А. Фотиади. Бриллюэновские динамические решетки: применения в 68 волоконных лазерах и сенсорах.

С.С. Вергелес, Л.Л. Огородников. Флуктуации интенсивности в 70 слабонелинейном случайном сигнале в оптоволокие с накачкой.

И.Д. Ватник, О.А. Горбунов, Ш. Сугаванам, Д.В. Чуркин. 72 Локализация корреляций в излучении многоволнового лазера со случайной распределенной обратной связью.

С.Р. Абдуллина, М.И. Скворцов, А.А. Вольф, А.В. Достовалов, 74 И.А. Лобач, А.А. Власов, С. Вабниц, С.А. Бабин. Волоконный ВКРлазер на основе двухсердцевинного световода с ВБР, записанными фемтосекундным излучением.

Е.А. Евменова, С.И. Каблуков, А.Г. Кузнецов, И.Н. Немов, 76 **А.А. Вольф, А.В. Достовалов, С.А. Бабин.** Случайная непрерывная генерация каскадного ВКР-лазера в градиентном световоде с многомодовой диодной накачкой.

А.В. Иваненко, А.Ю. Кохановский, М.Д. Гервазиев, С.В. Смирнов, 78 **С.М. Кобцев.** Свойства ВКР-преобразования частично когерентных ультракоротких импульсов.

В.Д. Ефремов, Д.С. Харенко, С.А. Бабин. ВКР-генерация 80 субпикосекундных оптических импульсов в области 1.3 мкм.

В.А. Камынин, С.А. Филатова, И.В. Жлуктова, А.И. Трикшев, 82 О.И. Медведков, В.М. Машинский, С.Я. Русанов, В.Б. Цветков. Генераторы суперконтинуума на основе гольмиевых лазерных систем.

В.А. Петров, И.И. Корель, Г.В. Купцов. Исследование когерентных 84 характеристик суперконтинуума в высоконелинейных волокнах.

М.С. Астапович, А.Н. Колядин, М.М. Худяков, А.В. Гладышев, 86 **А.Ф. Косолапов, М.Е. Лихачев, И.А. Буфетов.** Газовый волоконный рамановский лазер с высокой средней мощностью излучения на длине волны 4,4 мкм.

А.Н. Колядин, А.Ф. Косолапов, И.А. Буфетов. Разрушение волоконных 88 световодов с полой сердцевиной под действием лазерного излучения.

А.А. Сурин, А.А. Мольков, Т.Е. Борисенко, К.Ю. Прусаков. 90 Генерация третьей гармоники в РДС кристаллах от волоконного ВКР лазера как подход для получения непрерывного синего излучения.

И.А. Глухов, С.Г. Моисеев, Ю.С. Дадоенкова, И.О. Золотовский. 93 Поляризационно-селективная генерация в фотонно-кристаллической структуре с монослоем наночастиц

Д.А. Шапиро, А.С. Берёза. Борновское приближение в задачах 95 рассеяния на наночастицах.

С.С. Вергелес, Л.Л. Огородников. Статистика интенсивности в 97 случайном волоконном лазере.

А.В. Паньков, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин. Андерсоновская локализация 98 в синтетической фотонной решетке за счет случайного распределения коэффициента деления.

М.Ю. Котюшев, С.С. Якушин, А.А. Вольф, А.В. Достовалов, 100 **С.А. Бабин.** Восстановление формы датчика изгибных деформаций на основе ВБР записанных в многосердцевинном волоконном световоде.

М.И. Скворцов, С.Р. Абдуллина, А.А. Власов, Е.А. Евменова, 102 **И.Д. Ватник, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин.** Оптимизация волоконного ВКР-лазера на основе массива волоконных брэгговских решеток.

В. В. Вельмискин, А. Н. Денисов, К. Е. Рюмкин, С. В. Фирстов, 104 А.М. Хегай, М. А. Мелькумов, Ф. В. Афанасьев, Е. М. Дианов. Анизотропный световод типа «Панда» с фосфорогерманосиликатной сердцевиной, легированной висмутом.

С.А. Ефремов, О.В. Штырина, А.В. Иваненко, И.А. Яруткина, 106 **А.С. Скидин, М.П. Федорук.** Теоретическое исследование генерации излучения волоконного лазера с каскадным усилением.

И.В. Жлуктова, Ю.Н. Пырков, В.А. Камынин, В.Б. Цветков. 108 Исследование влияния изгибных потерь на генерацию суперконтинуума в гольмиевых волоконных усилителях.

Р.Р. Кашина, А.А. Поносова, А.С. Смирнов, И.С. Азанова, 110 **А.Б. Волынцев.** Модель одномодового световода, оптимизированного для передачи мощного лазерного излучения.

И.С. Чеховской, А.М. Рубенчик, О.В. Штырина, С. Вабниц, 112 **М.П. Федорук.** Нелинейная фокусировка дискретного волнового фронта с помощью многосердцевинных световодов.

О.В. Штырина, И.С. Чеховской, Ю.С. Кившарь, С.К. Турицын, 114 **И.А. Яруткина, М.П. Федорук.** Устойчивость пространственновременных солитонов в многомодовых волокнах.

И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, В.А. Лапин, П.П. Миронов, 116 **Д.И. Семенцов, А.А.Фотиади, М.С. Явтушенко.** Динамика частотномодулированных волновых пакетов в условиях синхронизированного взаимодействия с бегущей волной показателя преломления.

А.А. Ковалёв. Резонатор лазера с интерференционно-поляризационным 118 фильтром на основе фазовых интерферометров.

А.А. Ковалёв. Селектор линий генерации молекулярных ИК лазеров. 119

Н.А. Коляда, Б.Н. Нюшков, В.С. Пивцов, А.С. Дычков, 120 **С.А. Фарносов, В.И. Денисов.** Разработка волоконного синтезатора частот, стабилизируемого по оптическому стандарту частоты на основе Yb⁺.

Т.А. Кочергина, С.С. Алешкина, М. М. Бубнов, М.Е. Лихачев. 122 Подавление мод высшего порядка при помощи спектрально-селективных поглощающих слоев в световодах с двойной отражающей оболочкой.

А.Г. Кузнецов, Д.С. Харенко, С.А. Бабин. Усиление диссипативных 124 солитонов РМ-тейперным волоконным усилителем.

А.Ю. Ткаченко, И.А. Лобач, Е.В. Подивилов, С.И. Каблуков. 126 Кольцевое зеркало с ВБР для стабилизации диапазона сканирования в волоконном лазере с самосканированием частоты.

В.Д. Угожаев. Перестраиваемый вращением монолитный двухлучевой 128 интерферометр с неподвижным фотоприемником.

С.Л. Микерин, В.Д. Угожаев. Двухканальная система для записи 130 двумерных голографических решеток.

В.С. Терентьев, В.А. Симонов, С.А. Бабин. Изготовление 132 рассеивающей металлической структуры с заданными оптическими характеристиками для волоконного отражательного интерферометра.

С.А. Богданов. Моделирование распространения сигналов в оптических 134 волоконных линиях связи.

Рин.Ш. Мисбахов, И.Н. Лизунов, Н.В. Васев, О.Г. Морозов, 135 **И.И. Нуреев, Рус.Ш. Мисбахов.** Пассивные оптические сети в сетях SmartGridPlus.

И.В. Григоров, Д.В. Мишин. Оптимизация алгоритма демодуляции 137 сигналов с нелинейным фильтром Шрёдингера при наличии случайной поляризационной модовой дисперсии.

В.А. Бурдин, А.В. Бурдин, К.А. Волков, М.В. Дашков, Е.Ю. Еремчук. 139 Маломодовая волоконно-оптическая линия передачи с компенсацией дифференциальной модовой задержки и хроматической дисперсии на усилителях. **Б.Н. Нюшков, С.М. Кобцев, А.В. Иваненко.** Топологии резонаторов 141 волоконных лазеров с синхронизацией мод излучения: возможности и перспективы.

С.А. Хрипунов, А.Ю. Кохановский, А.В. Иваненко, М.Д. Гервазиев, 142 С.В. Смирнов, С.М. Кобцев. Влияние топологии элементов резонатора волоконного F8 лазера на свойства импульсной генерации

С.С. Алешкина, М.В. Яшков, М.Ю. Салганский, Д.С. Липатов, 144 А.К. Сенаторов, Л.Д. Исхакова, М.М. Бубнов, А.Н. Гурьянов, М.Е. Лихачев. Гибридные световоды для компенсации дисперсии в области 1 мкм.

В. А. Бурдин, А. В. Бурдин. Управление дисперсией одномодового 146 волоконного световода при передаче мощных фемтосекундных импульсов.

Д. А. Художиткова, А. Е. Беднякова. Оптимизация режимов генерации 148 волоконных лазеров на основе генетического алгоритма.

И.С. Жданов, Д.С. Харенко, С.А. Бабин. Полностью волоконный 150 эрбиевый лазер с синхронизацией мод с высокой энергией в импульсе.

Ю. Гладуш, А. Мкртчан, В. Яковлев, Д. Копылова, А. Хегай, 152 М. Мелькумов, М. Бурданова, А. Насибулин. Нелинейно-оптические свойства углеродных нанотрубок с электрохимическим легированием для насыщающихся поглотителей в волоконных лазерах.

Д.С. Черных, Д.В. Шепелев, А.В. Таусенев, А.В. Конященко. 154 Разработки волоконных лазеров и лазерных систем в ООО «Авеста-Проект».

А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков. Пассивная гармоническая 156 синхронизация мод в эрбиевом волоконном лазере.

С.А. Филатова, В.А. Камынин, Н.Р. Арутюнян, А.С. Пожаров, 158 **Е.Д. Образцова, В.Б. Цветков.** Сравнение режимов синхронизации мод в гольмиевом волоконном лазере.

Н.Н. Головин, Н.И. Дмитриева, К.М. Сабакарь, А.К. Дмитриев. 160 Волоконный фемтосекундный лазер с управлением фазой между несущей и огибающей. С.Л.Семенов, П.Ф.Кашайкин, А.Ф.Косолапов, 163 А.Л.Томашук. Работоспособность волоконных световодов в тяжелых условиях эксплуатации.

А.П. Базакуца, К.М. Голант, О.В. Бутов. Влияние УФ-излучения на 164 усилительные свойства легированного эрбием кварцевого волокна, насыщенного молекулярным водородом.

B.B. Вельмискин, **O.H.** Егорова, Л.Д. Исхакова, 166 С.Л. Семёнов. Активные фосфоро-алюмосиликатные волоконные модифицированным световоды, изготовленные методом спекания порошков оксидов.

В.Е. Сыпин, Н.В. Воронков, О.А. Рябушкин. Продольное 168 распределение температуры активного волокна в условиях генерации лазерного излучения.

А.В. Бурдин, В.А. Бурдин, О.Р. Дельмухаметов. Исследование влияния 170 несимметричности геометрии маломодовых кварцевых световодов на дисперсионные характеристики модового состава.

А. Д. Прямиков, Г. К. Алагашев, А. С. Бирюков. Вытекание излучения 172 из волноводных микроструктур, обладающих определенным типом дискретной вращательной симметрии оболочки.

А.Г. Охримчук, А.С. Липатьев, Е.В. Жариков, Г. Орлова, 174 **В.К. Мезенцев, П.Г. Казанский.** Фазовый переход в монокристалле УАG при фемтосекундной лазерной записи.

А.Г. Охримчук, М.П. Смаев, А.Д. Прямиков, Ю.П. Яценко, 176 **В.В. Лихов, С.Е. Моторин, В.В. Дорофеев.** Генерация суперконтинуума в канальном волноводе, записанном пучком фемтосекундного лазера в теллуритном стекле.

В.С. Павельев, М.С. Комленок, П.А. Пивоваров, Б.О. Володкин, 178 К.Н. Тукмаков, В.И. Анисимов, В.В. Бутузов, В.Р.Сороченко, С.М. Нефедов, А.П.Минеев, В.А. Сойфер, В.И. Конов. Интерференционные и дифракционные алмазные оптические элементы для управления мощными лазерными пучками ИК диапазона. **Д.В. Бочек, И.Д. Ватник, Д.В. Чуркин, М. Сумецкий.** Создание 180 резонаторов для мод шепчущей галереи методом сильного изгиба оптического волокна.

С.С. Фаст, И. Д. Ватник, Д.В. Чуркин. Создание оптических фильтров 182 на основе резонаторов мод шепчущей галереи на поверхности волоконных световодов.

Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт, Д.В. Ледовских, А.А. Ковалёв, 184 **В.В. Преображенский, М.А. Путято, Н.Н. Рубцова, Б.Р. Семягин.** Полупроводниковые зеркала для синхронизации мод: новое в диагностике и конструкции.

С.Л. Микерин, [А.И. Плеханов], А.Э. Симанчук, А.В. Якиманский, 185 **В.В. Шелковников, Н.А. Валишева.** Планарный электрооптический модулятор на основе теплостойких упорядоченных полимеров.

С.Н. Атутов. Генерация частотной гребёнки на основе многопроходного 187 акусто-оптического модулятора с ультрастабильной частотой модуляции.

Ю.Н. Кульчин, А.И. Никитин, Е.П. Субботин, А.А. Костянко, Д.С. 189 Пивоваров, Д.С. Яцко. Применение волоконных лазеров для формирования покрытий из порошков переходных и редкоземельных металлов в постоянном магнитном поле.

К. Майти, Э. Филл, М. Левтон, А. Аполонский. Оптический анализ 191 дыхания: индивидуальные острова стабильности.

А.А. Колегов, Г.С. Софиенко, А.В. Черникова, Е.А. Белов, 192 **А.О. Лешков, Ю.В. Ивченко.** Тулиевый волоконный лазер для медицины.

А.А. Колегов, А.В. Исаев, Е.А. Белов, Е.Г. Акулинин, Ю.В. Осеев. 194 Импульсно-периодический волоконный лазер для систем дальнометрии космических аппаратов.

А.Ю. Ткаченко, И.А. Лобач, Е.В. Подивилов, С.И. Каблуков. 195 Эффекты согласования мод при стабилизации верхней границы сканирования в волоконном лазере с самосканированием частоты.

И.С. Шелемба, Д.А. Коваленко, З.Н. Алексеенко, И.С. Брезгин. 197 Особенности определения метрологических характеристик распределенных волоконно-оптических датчиков. **А.В. Достовалов, В.С. Терентьев, К.А. Бронников, К.А. Окотруб,** 198 **Д.А. Белоусов, В.П. Корольков, С.А. Бабин.** Фемтосекундная лазерная запись астигматическим гауссовым пучком периодических структур на пленке хрома.

А.А. Вольф, А.В. Достовалов, С. Вабниц, С.А. Бабин. Фемтосекундная 200 запись структур показателя преломления в многомодовых и многосердцевинных волоконных световодах.

И.Ш. Штейнберг, П.Е. Твердохлеб, А.Ю. Беликов. Лазерное 202 гетеродинное микрозондирование как метод отображения внутренних неоднородностей оптических материалов.

О.Г. Морозов, А.Ж. Сахабутдинов, И.И. Нуреев, А.А. Кузнецов, 204 **В.И. Артемьев.** Интеллектуальные тормозные колодки с встроенными адресными волоконными брэгговскими решетками.

И.И. Нуреев, О.Г. Морозов, А.Ж. Сахабутдинов, Р.Ш. Мисбахов. 206 Адресные волоконные брэгговские решетки.

Д.Р. Харасов, И.А. Чурилин, С.П. Никитин, О.Е. Наний, 208 **В.Н. Трещиков.** Влияние эффекта вынужденного комбинационного рассеяния на дальность работы и чувствительность когерентного рефлектометра.

Д.Д. Старых, В.А. Конышев, О.Е. Наний, В.Н Трещиков, 212 **И.И. Шихалиев.** Нелинейный режим работы ВОЛС с распределенными рамановскими усилителями.

Е.Г.Шапиро, Д.А.Шапиро, Подавление нелинейного шума в 214 высокоскоростных линиях связи с компенсацией дисперсии.

В.А. Конышев, О.Е. Наний, А.Г. Новиков, В.Н. Трещиков, 216 Р.Р. Убайдуллаев. Механизм возникновения ошибок в оптическом грозотросе при ударе молнии.

Р.З. Ибрагимов, В.А. Конышев, О.Е. Наний, В.Н. Трещиков, 218 **Р.Р. Убайдуллаев.** Проектирование широкополосных скоростных когерентных DWDM-линий связи.

О.С. Сидельников, А.С. Скидин, М.П. Федорук. Комплексная 220 обработка оптического сигнала для магистральных волоконно-оптических линий связи.
В.А. Варданян. Нелинейные искажения OFDM-сигнала в 222 оптоэлектронных компонентах волоконно-оптических сетей доступа.

К.Е. Заславский. Принципы конструирования магистрали DWDM на 224 основе активной строительной длины оптического кабеля.

В.П. Корольков, А.Г. Седухин, В.Н. Хомутов, Р.В. Шиманский, 227 **А.Е. Качкин**. Тенденции развития методов и устройств лазерной литографии для синтеза элементов дифракционной оптики.

Б.Г. Вайнер. Инфракрасная термография как ведущая информационная 230 технология сегодняшнего дня.

И.И. Нуреев, О.Г. Морозов, А.Ж. Сахабутдинов, Р.Ш. Мисбахов. 232 Волоконно-оптическая парадигма развития умной энергетики.

В.П. Аксенов, В.В. Дудоров, В.В. Колосов, М.Е. Левицкий, 234 Т.Д. Петухов, А.П. Ростов. Формирование вихревых лазерных пучков и управление пространственной когерентностью на основе когерентного сложения полей массива оптоволоконных излучателей.

А.Н. Стародумов. Прогресс в мощных фемтосекундных волоконных и 235 гибридных системах.

Д.И. Шевцов. Отечественный опыт разработки специальных оптических 236 световодов и интегрально-оптических схем.

С.М. Конторов. Интегральная фотоника в радиотехнических системах. 237

Е.А. Аверьянов, А.А. Редюк, О.С. Сидельников, М.А. Сорокина, 239 **М.П. Федорук, С.К. Турицын.** Метод компенсации нелинейных искажений сигнала в WDM системах связи на основе теории возмущений и машинного обучения.

ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ СО РАН НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ РАН НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИНСТИТУТ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ СО РАН

8й Российский семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

Семинар проведен при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований

Подписано в печать 14.08.2018. Печать цифровая. Формат 60×84 1/8. Усл. печ. л. 29,1. Тираж 160 экз. Заказ №200

> Издательство СО РАН 630090, Новосибирск, Морской просп., 2 E-mail: psb@sibran.ru тел. (383) 330-80-50 Отпечатано в Издательстве СО РАН Интернет-магазин Издательства СО РАН http://www.sibran.ru

