

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

6й Российский
семинар
по волоконным
лазерам

НОВОСИБИРСК,
АКАДЕМГОРОДОК

2014

Russian Fiber Lasers

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

6й Российский семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

14-18 апреля 2014 года
Академгородок, Новосибирск

Russian Fiber Lasers

Со-председатели семинара:

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

Программный комитет:

А.С. Курков, ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва – председатель;
С.К. Турицын, университет Астона, Великобритания - зам. председателя;
С.М. Кобцев, НГУ, Новосибирск;
М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск;
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
И.Р. Габитов, университет Аризоны, США;
В.П. Драчев, университет Северного Техаса, США;
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;

Организационный комитет:

М.П. Федорук, НГУ, Новосибирск, председатель;
С.А. Бабин, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – зам. председателя;
Е.А. Трубицина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск – секретарь;
Е.И. Донцова, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
Е.А. Злобина, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск
И.А. Лобач, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск;
А.А. Редюк, ИВТ СО РАН, Новосибирск;
И.С. Шелемба, ООО «Инверсия-Сенсор», Новосибирск;

Спонсоры:



Контактная информация секретаря:

E-mail: rfl14@iae.nsk.su
Internet: www.rfl14.iae.nsk.su
Телефон: 7 (383) 330 69 39

14 апреля. Понедельник

13³⁰ Регистрация участников (в холле)

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

14³⁰ Открытие сессии

14⁴⁰ В.Я. Принц (ИФП СО РАН, Новосибирск). Метаматериалы, наноантенны и плазмонные устройства на основе 3D наноструктур (**пригл.**).

15⁰⁰ Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.А. Лисянский (ВНИИА им. Духова, ИТПЭ РАН, Москва; Department of Physics, Queens College of the City University of New York). Спонтанное излучение двухуровневого атома в мультипольные моды плазмонной наночастицы.

15²⁰ В.П. Драчев (University of North Texas, USA). Нанофотоника с гиперболическими метаматериалами (**пригл.**).

15⁴⁰ А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.А. Лисянский (ИТПЭ РАН, Москва; МФТИ, Долгопрудный; Department of Physics, Queens College of the City University of New York). Особенности работы спазера в низкоквантовом режиме (**пригл.**).

16⁰⁰ В.М. Парфеньев, С.С. Вергелес (МФТИ, Долгопрудный; ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, Черногловка). К теории плазмонного нанолазера (**пригл.**).

16²⁰ А.С. Кучьянов, И.К. Игуменов, В.М. Кучумов, Р.Г. Пархоменко, Chang-Won Lee, Young-Geun Roh, Heejeong Jeong, M.I. Stockman, А.И. Плеханов (ИИЭ СО РАН, ИНХ им. А.В. Николаева СО РАН, Новосибирск; Samsung Advanced Institute of Technology Korea; Department of Physics and Astronomy, Georgia State University, Atlanta, USA). Частотно-угловые характеристики спазерного излучения в фотонном кристалле.

16⁴⁰ Перерыв на чай-кофе

17⁰⁰ Г.А. Цирлина (МГУ, Москва). Неорганические и гибридные материалы для электрохромных устройств (**пригл.**).

17²⁰ С.С. Косолобов, С.В. Ситников, А.В. Латышев (ИФП СО РАН, Новосибирск). Формирование больших атомно-гладких участков кремния (111) для применений в сканирующей зондовой и интерференционной микроскопии (**пригл.**).

17⁴⁰ Ж.А. Кудышев, А.И. Маймистов, И.Р. Габитов, Н.М. Личинитцер (Университет Нью-Йорка, США; МИФИ, Москва; Университет Аризоны, США). Генерация второй гармоники в переходном гиперболическом метаматериале (**пригл.**).

- 18⁰⁰ С.С. Вергелес, А.К. Сарычев (*ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка; МФТИ, Долгопрудный; ИТПЭ РАН, Москва*). Концентрация световой волны в малой области субволнового размера с помощью диэлектрического волновода со специальным наконечником (**пригл.**).
- 18²⁰ С. Харинцев (*КГУ, Казань*). Тема уточняется (**пригл.**).
- 18⁴⁰ С.Г. Моисеев (*УлГУ, Ульяновский филиал ИРЭ им. Котельникова РАН, Ульяновск*). Модели функциональных оптических структур с плазмонными наночастицами.
- 19⁰⁰ И.Р. Габитов (*Университет Аризоны, США*). Квантовая система в нелинейных материалах (**пригл.**).

*Обзорные лекции на молодежной конкурсе-конференции
«Фотоника и оптические технологии».
Конференц-зал ИАиЭ СО РАН.*

- 9⁴⁵ А.А. Аполонский (*Ludwig-Maximilians-University, Germany*).
Перспективные применения мощных фемтосекундных лазеров.

15 апреля. Вторник

8³⁰ Регистрация участников (в холле)

*Специальная сессия по нанофотонике.
(продолжение)*

*Председатели: И.Р. Габитов, В.П. Драчев.
Малый зал Дома Ученых.*

9⁰⁰ С.С. Вергелес, И.В. Колоколов, В.В. Лебедев (ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка). Теория случайного оптоволоконного лазера (**пригл.**).

9²⁰ Ж.А. Кудышев, S. Will, M.C. Richardson, Н.М. Личинитцер (Университет Нью-Йорка, Townes Institute, University of Central Florida, США). Передача микроволн с использованием виртуальных гиперболических метаматериалов (**пригл.**).

9⁴⁰ А.И. Маймистов, Е.В. Казанцева, И.Р. Габитов (МИФИ, Москва; МФТИ, Долгопрудный; University of Arizona, USA; ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка). Нелинейные волны в линейках и пучках связанных волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления (**пригл.**).

10⁰⁰ С.А. Белан, С.С. Вергелес, П.Е. Воробьев (МФТИ, Долгопрудный; ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка). Субволновая локализация электромагнитных мод в гибридном плазмонном волноводе (**пригл.**).

10²⁰ А.К. Сарычев (ИТПЭ РАН, Москва). Квантовая плазмоника и тепловые эффекты в наночастицах (**пригл.**).

10⁴⁰ А.В. Немыкин, С.В. Перминов, Л.Л. Фрумин, Д.А. Шапиро. (ИИЭ СО РАН, НГУ, ИФП СО РАН, Новосибирск). Возбуждение плазмонного резонанса в металлических цилиндрах неоднородной волной (**пригл.**).

11⁰⁰ П.Е. Воробьев (ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка). Перестраиваемая суб-волновая локализация в гибридном плазмонном волноводе (**пригл.**).

11²⁰ Перерыв на чай-кофе

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

- 11⁴⁰ Официальное открытие Семинара**
- 12⁰⁰ И.Б. Ковш** (*ЛАС, Москва*). Фотоника в России: отрасль, техплатформа, «дорожная карта» (**пригл.**).
- 12³⁰ И.А. Буфетов, Е.М. Дианов** (*ИЦВО РАН, Москва*). Полые волоконные световоды - новый прорыв в волоконной оптике (**пригл.**).
- 13⁰⁰ Перерыв на обед**

Сессия «Новые среды, схемы и режимы генерации волоконных лазеров»
Председатели: С.К. Турицын, М.П. Федорук

- 14³⁰ А.Е. Беднякова** (*ИВТ СО РАН, Новосибирск*). Использование методов математического моделирования для создания новых конфигураций волоконных лазеров (**пригл.**).
- 15⁰⁰ А.С. Курков** (*ИОФ РАН, Москва; Лаборатория фотоники ПНЦ УрО РАН, Пермь*). Прогресс в области гольмиевых волоконных лазеров и усилителей (**пригл.**).
- 15³⁰ И.А. Лобач, С.И. Каблуков, Е.В. Подивилов, С.А. Бабин** (*ИАиЭ СО РАН; НГУ, Новосибирск*). Волоконный лазер с самосканированием частоты: физические принципы и применения (**пригл.**).
- 16⁰⁰ Перерыв на чай-кофе**
- 16³⁰ М.А. Мелькумов, А.В. Шубин, И.А. Буфетов, К.Е. Рюмкин, В.Ф. Хопин, А.Н. Гурьянов, Е.М. Дианов** (*ИЦВО РАН, Москва; ИХХВ РАН, Н.Новгород*). Висмутовые волоконные лазеры (**пригл.**).
- 17⁰⁰ П.Г. Полынкин** (*Аризонский Университет, Тусон, США; ООО "Поларус", Троицк*). Одночастотные и импульсные лазерные источники на основе высоколегированных фосфатных волокон (**пригл.**).
- 17³⁰ В.Б. Цветков** (*ИОФ РАН, Москва*). Волоконные и твердотельные лазеры с диодной накачкой для систем специального назначения (**пригл.**).
- 18⁰⁰ Фуршет**

16 апреля. Среда

Сессия «Импульсные волоконные и гибридные лазеры, мощные сверхкороткие импульсы»
Председатели: А.С. Курков, А.А. Фотиади

- 9⁰⁰ А.Н. Стародумов (*Coherent, USA*). Фемтосекундные волоконные системы и их применения (**пригл.**).
- 9³⁰ С.В. Кукарин, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев, С.К. Турицын (*НГУ, Новосибирск*). Критическая мощность излучения при усилении фемтосекундных импульсов в полностью волоконной системе (**пригл.**).
- 10⁰⁰ С.А. Бабин, Е.В. Подivilов, Д.С. Харенко, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук, В.Л. Калашников, А.А. Аполонский (*ИАиЭ СО РАН, НГУ, ИВТ СО РАН, Новосибирск; Технический университет Вены; Мюнхенский университет и Институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг, Германия*). Генерация многоцветных диссипативных солитонов за счёт нелинейных процессов (**пригл.**).
- 10³⁰ Н.А. Коляда, Б.Н. Ньюшков, В.С. Пивцов, В.И. Денисов (*ИЛФ СО РАН, НГТУ, НГУ, Новосибирск*). Достижение предельной частотной стабильности волоконных лазеров с синхронизацией мод.
- 10⁵⁰ М.Ю. Коптев, Л.В. Котов, Е.А. Анашкина, С.В. Муравьев, А.В. Андрианов, А.В. Ким, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачев (*ИЦВО РАН, МФТИ, ИПФ РАН, Москва; НГУ им. Н.И. Лобачевского, Н. Новгород*). Фемтосекундный эрбиевый волоконный лазер с субмикроджоульной энергией в импульсе для генерации дисперсионных волн в спектральной области <1 мкм.
- 11¹⁰ **Перерыв на чай-кофе**
- 11³⁰ О.В. Штырина, И.А. Яруткина, М.П. Федорук, С.К. Турицын (*НГУ, ИВТ СО РАН, Новосибирск; Университет Астана, Бирмингем, Великобритания*). Теоретическое описание динамики энергии в диссипативном волоконном лазере.
- 11⁵⁰ Д.С. Харенко, С.А. Бабин, Е.В. Подivilов, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук, В.Л. Калашников, А.А. Аполонский (*ИАиЭ СО РАН, НГУ, ИВТ СО РАН, Новосибирск; Технический университет Вены; Мюнхенский университет и Институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг, Германия*). Исследование свойств рамановских диссипативных солитонов в волоконном лазере.
- 12¹⁰ И.И. Корель, Б.Н. Ньюшков, В.С. Пивцов, Н.А. Коляда, В.И. Денисов (*ИЛФ СО РАН, НГТУ, Новосибирск*). Особенности генерации спектрального суперконтинуума в высоконелинейных гибридных волокнах.
- 12³⁰ В.А. Камынин, А.С. Курков, И.А. Волков, А.В. Маракулин, Л.А. Минашина (*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва; МГУ им. Н.П. Огарёва, Саранск; РФЯЦ-ВНИИТФ, Снежинск*). Многокаскадная генерация суперконтинуума: сравнение наносекундной и фемтосекундной накачки.

12⁵⁰ Перерыв на обед

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

Председатели: М.А. Мелькумов, О.Е. Наний

14³⁰ А.А. Фотиади, И.А. Лобач, Р. Mégret (*University of Mons, Mons, Belgium; ИАиЭ СО РАН, Новосибирск; УлГУ, Ульяновск, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, С. Петербург*). Влияние акустического и теплового шума на динамику случайного Бриллюэновского лазера (**пригл.**).

15⁰⁰ С.А. Бабин, И.Д. Ватник, А.Ю. Лаптев, М.М. Бубнов, Е.М. Дианов (*ИАиЭ СО РАН, НГУ, Новосибирск; ИХВВ РАН, Н. Новгород; ИЦВО РАН, Москва*). Высокоэффективная каскадная генерация волоконного лазера со случайной обратной связью.

15³⁰ Д.Г. Никитин, О.А. Бялковский, О.И. Вершинин, В.А. Тыртышный, Б.Л. Давыдов (*МФТИ, Долгопрудный; НТО «ИРЭ – Полюс», Фрязино*). Генерация ультрафиолетового излучения на длине волны 266 нм в кристалле LBO (**пригл.**).

16⁰⁰ П.А. Новиков, О.И. Медведков, А.Ф. Косолапов, М.В. Яшков, С.А. Васильев, А.В. Гладышев (*ИЦВО РАН, Москва*). Исследование стабильности волоконных удвоителей частоты при воздействии интенсивного излучения на длине волны 532 нм.

16²⁰ Перерыв на чай-кофе

16⁵⁰ С.И. Трашкеев, Б.Н. Нюшков, В.М. Клементьев, А.Н.Кудрявцев (*ИЛФ СО РАН, НГУ, ИТПМ СО РАН, Новосибирск*). Нелинейно-оптические свойства жидких кристаллов, интегрированных с оптическими волокнами.

17²⁰ Н.А. Николаев, Н.Н. Гуляева (*ИАиЭ СО РАН, НГТУ, Новосибирск*). Влияние нестабильности генерации фемтосекундных импульсов волоконного эрбиевого лазера на эффективность их преобразования в терагерцовое излучение.

17⁴⁰ Е.А. Злобина, И.А. Лобач, С.И. Каблуков (*ИАиЭ СО РАН, Новосибирск*). Параметрическое преобразование частоты при накачке узкополосным волоконным самосканирующим лазером.

18⁰⁰ Р.Н. Минвалиев (*УлГУ, Ульяновск*). Параметрическое трехволновое взаимодействие с учетом отстройки от фазового синхронизма.

18²⁰ О.Г. Морозов, А.А. Галипов (*КНИТУ им. А.Н. Туполева, Казань*). Многочастотные методы исследования спектра усиления Манделъштама-Бриллюэна.

17 апреля. Четверг

*Сессия «Применения волоконных лазеров: связь»
Председатели: С.М. Кобцев, В.К. Мезенцев*

- 09⁰⁰** О.Е. Наний, В.Н. Трешиков (МГУ им. М.В. Ломоносова, НТЦ Т8, Москва). Когерентные DWDM системы связи высокой емкости (**пригл.**).
- 9³⁰** С.К. Турицын (НГУ, Новосибирск; Университет Астон, Бирмингем, Великобритания). Цифровая обработка сигналов, основанная на нелинейном преобразовании Фурье в волоконно-оптических линиях связи (**пригл.**).
- 10⁰⁰** В.Л. Курочкин, И.И. Рябцев, И.Г. Неизвестный (ИФП СО РАН, Новосибирск). Распределение однофотонного квантового ключа по волоконно-оптическим линиям связи (**пригл.**).
- 10³⁰** Р.В. Кутлюяров, А.Х. Султанов, В.Х. Багманов (УГАТУ, Уфа). Взаимодействие поляризационных и нелинейных эффектов при передаче WDM-сигналов по ВОЛП большой дальности.
- 10⁴⁵** М.Р. Мусакаев (Дрезденский технический университет, Германия; УГАТУ, Уфа). Моделирование РМД-коиндуцированного ламинарно-турбулентного перехода в волоконной линии.
- 11⁰⁰** **Перерыв на чай-кофе**
- 11²⁰** О.Е. Наний, А.А. Редюк, В.Н. Трешиков, М.П. Федорук, О.В. Юшко (Т8 НТЦ, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва; ИВТ СО РАН, НГУ, Новосибирск). Численное моделирование действующих экспериментальных DWDM линий связи с канальной скоростью 100Гбит/с.
- 11⁴⁰** А.С. Скидин, М.П. Федорук, С.К. Турицын (НГУ, ИВТ СО РАН, Новосибирск; Университет Астон, Бирмингем, Великобритания). Специализированные методы обработки сигнала в современных волоконно-оптических линиях связи.
- 12⁰⁰** Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро, С.К. Турицын (ИАиЭ СО РАН, НГУ, Новосибирск; Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, UK). Высокоэффективный метод вычисления пропускной способности линии связи.
- 12²⁰** О.В. Юшко, А.А. Редюк, М.П. Федорук, С.К. Турицын (НГУ, ИВТ СО РАН, Новосибирск; Университет Астон, Бирмингем, Великобритания). Математическое моделирование солитонных волоконно-оптических линий связи.
- 12⁴⁰** А.А. Барабанов, В.К. Сысоев (ФГУП НПО им. Лавочкина, Химки). Анализ возможности применения волоконных лазеров для организации лазерного информационного канала передачи энергии в космосе.
- 13⁰⁰** **Перерыв на обед**

Сессия «Применения волоконных лазеров: сенсоры, биомедицина, обработка и фотомодификация материалов»

Председатели: А.А. Аполонский, Д.А. Шапиро

- 14⁰⁰ В.К. Мезенцев, М.В. Дубов, А.Г. Охримчук, Х. Каракузу, С. Босколо, Л.А. Мельников, Ю.А. Мажирина, Н.В. Личкова, В.Н. Загороднев (Университет Астон, Бирмингем, Великобритания, НЦВО, Москва, СГТУ, Саратов, ИПТМ РАН, Черноголовка). Применение фемтосекундной записи для фотоники среднего ИК диапазона (**пригл.**).
- 14³⁰ А.Г. Охримчук (НЦВО РАН, Москва). Фемтосекундная модификация показателя преломления и запись волноводов в кристаллах (**пригл.**).
- 15⁰⁰ А.А. Голышев, А.Г. Маликов, А.М. Оришич, В.Б. Шулятьев (ИТТМ им. С.А. Христиановича СО РАН). Экспериментальное сравнение резки низкоуглеродистой и нержавеющей стали волоконным и СО₂-лазером (**пригл.**).
- 15³⁰ А.В. Достовалов, А.А. Вольф, М.В. Дубов, В.К. Мезенцев, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, Aston University, Birmingham, UK, НГУ, Новосибирск). Запись длиннопериодных и брэгговских волоконных решеток фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 и 513 нм.
- 15⁵⁰ И.С. Шелемба (ООО "Инверсия-Сенсор", Пермь). Опыт разработки и применения волоконно-оптических датчиков в РФ.
- 16¹⁰ О.Г. Морозов, Г.А. Морозов (КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева, Казань). Полигармонические методы зондирования волоконно-оптических избирательных структур.
- 16³⁰ И.И. Нуреев, А.А. Сахабутдинов (КНИТУ-КАИ им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань). Исследование виброакустических колебаний с использованием волоконных решеток Брэгга.
- 16⁴⁵ Кофе-брейк

17⁰⁰ - 18³⁰ Стендовая сессия

1. В.А. Андреев, А.В. Бурдин, В.А. Бурдин, К.А. Волков (ПГУТИ, Самара). Модель волоконно-оптической линии передачи, функционирующей в маломодовом режиме.
2. В.А. Бурдин, А.В. Бурдин, М.В. Дашков, К.А. Волков (ПГУТИ, Самара). К вопросу выбора оптических волокон для высокоскоростных волоконно-оптических линий передачи дальней связи.
3. В.А. Бурдин, М.В. Дашков, Е.В. Дмитриев (ПГУТИ, Самара). Теоретические и экспериментальные оценки чувствительности поляризационной рефлектометрии к новым событиям на оптических линиях.
4. В.А. Бурдин, М.В. Дашков, К.А. Волков (ПГУТИ, Самара). Выбор параметров дисперсионных картквасисолитонных режимов волоконно-оптических линий передачи численными и аналитическими методами.

5. В.Г. Воронин, В.А. Камынин, А.С. Курков, О.Е. Наний (МГУ им. М.В. Ломоносова, ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва). Активная модуляция добротности иттербиевого волоконного лазера с применением внутрирезонаторного интерферометра Маха-Цандера.
6. Е.И. Донцова, С.И. Каблуков, И.А. Лобач, С.А. Бабин, С. Corbari, P.G. Kazansky, А.В. Гладышев, Е.М. Дианов (ИАиЭ СО РАН, НГУ, Новосибирск; Optoelectronics Research Center, University of Southampton, UK; ИЦВО РАН). Непрерывная генерация второй гармоники в области 515 нм в волоконных световодах.
7. А.В. Достовалов, А.А. Вольф, М.В. Дубов, С.А. Бабин (ИАиЭ СО РАН, Новосибирск; Aston University, Birmingham, UK; НГУ, Новосибирск). Фемтосекундная поточечная запись волоконных брэгговских решеток через защитное покрытие.
8. И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, Р.Н. Минвалиев, А.А. Фотиади, М.С. Явтушенко (УлГУ, Ульяновск; Университет Монса, Бельгия). Динамика максимума огибающей частотно-модулированного импульса распространяющегося в активной (усиливающей) сильно диспергирующей среде.
9. И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, Д.А. Столяров, А.А. Сысолятин, М.С. Явтушенко (УлГУ, Ульяновск; ИОФ РАН, Москва). Усиление, частотная модуляция и компрессия импульсов симиляритонного типа в неоднородных по длине активных световодах.
10. А.А. Кузнецов, И.И. Нуреев (КНИТУ им. А.Н.Туполева – КАИ, Казань). Применение волоконных решеток Брэгга с треугольным профилем в волоконной сенсорике.
11. В.Л. Курочкин, А. В. Зверев, Ю. В. Курочкин, И. И. Рябцев, И.Г. Неизвестный, Р.В. Ожегов, Г.Н. Гольцман, П.А. Ларионов (ИФП СО РАН, Новосибирск; Российский квантовый центр, Сколково; МГПУ, Москва). Распределение квантового ключа на дальние дистанции по оптоволокну со сверхпроводящими детекторами.
12. А.Н. Малов, А.М. Оришич, С.А. Бабин, А.В. Достовалов, А.Г. Кузнецов (ИТПМ им. С.А. Христиановича СО РАН, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск). Сравнительные характеристики применения импульсно-периодических наносекундных СО₂ волоконного и фемтосекундного лазеров для изготовления микроотверстий.
13. В.А. Лазарев, К.И. Кошелев, А.Б. Пнев, Д.А. Шелестов (НОЦ Фотоника и ИК-техника, МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва). Метод повышения точности измерения длительности импульса пикосекундного лазера.
14. О.В. Осипов (ПГУТИ, Самара). Методика расчета характеристик активных оптических волокон с учетом оптической активности материалов.
15. В.Е. Сыпин, С.В. Ларин (МФТИ, Долгопрудный; НТО "ИРЭ - Полус", Фрязино). Тулиевый волоконный лазер с перестраиваемой частотой следования импульсов.

16. В.А. Варданян (*ФГБОУ ВПО СибГУТИ, Новосибирск*). Модуляция лазерного диода многоканальным цифровым ТВ-сигналом формата QAM64/256.
17. П.Е. Денисенко, Е.П. Денисенко (*КНИТУ им. Туполева, Казань*). Устройство преобразования одночастотного излучения в симметричное двухчастотное с использованием модулятора Маха-Цендера.

18 апреля. Пятница

Сессия «Лазерная оптика и компоненты: волоконные и гибридные элементы резонатора, интерферометры, дифракционная и интегральная оптика»

Председатель: *О.Г. Морозов*

- 9⁰⁰** Г.М. Борисов, С.А. Кочубей, А.А. Ковалёв, Д.В. Ледовских, Н.Н. Рубцова, В.В. Преображенский, М.А. Путято, Б.Р. Семягин, Т.С. Шамирзаев, Н.В. Кулешов, В.Э. Кисель, А.С. Руденков, О.В. Буганов, С.А. Тихомиров (*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН; БНТУ, Институт физики НАН Беларуси*). Нелинейные элементы для лазеров ближнего ИК диапазона на основе A_3B_5 наноструктур.
- 9²⁰** Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов (*ФИРЭ им. Котельникова РАН, Фрязино*). Оценки влияния спонтанного излучения на характеристики автоколебаний в волоконных лазерах с микрооптомеханическими структурами.
- 9⁴⁰** В.С. Любобытов, А.Р. Гизатулин, В.Х. Багманов, А.Х. Султанов (*УГАТУ, Уфа*). Метод адаптивной компенсации смещения мод в маломодовом волокне на основе пространственного модулятора света.
- 10⁰⁰** П.Ю. Рогожников, Ю.А. Константинов, А.С. Курков (*ПНППК, Лаборатория фотоники ПНЦ УрО РАН, Пермь; ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва*). Особенности изготовления волоконных световодов, легированных ионами гольмия, в условиях высокотехнологичного промышленного производства.
- 10²⁰** А.С. Смирнов, К.П. Латкин, Я.Э. Садовникова, А.С. Курков (*ПНИПУ, Лаборатория фотоники ПНЦ УрО РАН, Пермь; ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, МГУПИ, Москва*). Экспресс метод оценки эффективности передачи энергии возбуждения между ионами иттербия и эрбия в заготовке активного волокна.
- 10⁴⁰** А.Е. Уланов, В.Е. Устимчик, Ю.К. Чаморовский, С.А. Никитов, В.Н. Филиппов (*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, МФТИ, Москва; Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology*). Исследование модового состава излучения многослойных оптических световодов W-типа.
- 11⁰⁰** **Заккрытие семинара**

Специальная сессия по нанофотонике

Метаматериалы, наноантенны и плазмонные устройства на основе 3D наноструктур

В.Я. Принц

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

Спонтанное излучение двухуровневого атома в мультипольные моды плазмонной наночастицы

Е.С. Андрианов^{1*}, А.А. Пухов^{1,2}, А.П. Виноградов^{1,2}, А.В. Дорофеев^{1,2},
А.А. Лисянский³

¹ВНИИА им. Духова

²ИТПЭ РАН, Москва

³Department of Physics, Queens College of the City University of New York

*E-mail: p314159262006@yandex.ru

Спонтанное излучение требует квантового описания поля и излучающей системы. Простейшее описание процесса излучения – золотое правило Ферми – не позволяет получить спектр, если не сделать предположение о лоренцевской форме линии. Поэтому при расчете излучения используются методы типа Вайскопфа-Вигнера [1] или резольвенты (функции Грина) [2], полностью описывающие эволюцию квантовой системы. Они позволяют учесть влияние окружения, которое проявляется в виде спектра излучения, закона распада, конечного состояния излучающей системы и зависимости излучения от положения атома. Эти эффекты объясняются тем, что окружение определяет плотность состояний электромагнитного поля, а также амплитуду поля каждой моды поля в месте расположения атома, т.е. величину взаимодействия атома с каждой модой поля.

Предельным случаем такой системы является одномодовый резонатор, имеющий плотность состояний в виде дельта-функции, или, при наличии диссипации или радиационных потерь, в виде лоренцевской функции. В этом случае спонтанное излучение усиливается, когда частота перехода атома совпадает с частотой резонатора [3], или ослабляется при наличии расстройки [4]. При достаточно высокой добротности резонатора линия излучения может даже расщепиться в дублет [4].

Если атом окружен какими-либо макроскопическими объектами (проводниками, диэлектриками), то спектральная плотность мод поля может быть сложнее, что влечет за собой изменение в характере спонтанного излучения. Таким образом, возникает задача исследования спонтанного излучения атома в среде со спектральными особенностями. Можно выделить два типа таких особенностей [2]. Первый – это спектр с лоренцевскими особенностями, резонансами, которыми обладают открытые и объемные резонаторы с потерями. Второй тип связан с полосатыми спектрами мод электромагнитного поля, которым обладают периодические структуры и среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью.

Особый интерес представляет спектр поверхностных плазмонов сферической металлической наночастицы, который представляет собой дискретный набор мод, имеющих точку сгущения на определенной частоте. Недавно было показано [5], что скорость спонтанного излучения атома вблизи плазмонной наночастицы, частота дипольной моды которой совпадает с частотой перехода атома, возрастает на несколько порядков при учёте влияния высших мультипольных мод. Это согласуется с результатом работы [6], в которой показано, что основная часть джоулевых потерь связана с взаимодействием с высшими мультипольными модами.

В настоящей работе рассмотрена теория спонтанного излучения двухуровневого атома в мультипольные моды ближнего поля сферической плазмонной наночастицы в том случае, когда частота атомного перехода совпадает с точкой сгущения мультипольных мод. Показано, что релаксацию атома можно разделить на две стадии. На первой имеет место экспоненциальное затухание до некоторого квазистационарного значения. На второй стадии экспоненциальное затухание заменяется осцилляциями Раби, при этом динамика населённости верхнего уровня атома представляет собой либо хаотические, либо периодические колебания в зависимости от расстояния между наночастицей и атомом.

Литература

- [1] M.O. Scully and M.S. Zubairy, *Quantum optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997)
- [2] V.P. Bykov, *Laser electrodynamics* (Cambridge Scholars, 2008)
- [3] E.M. Purcell et al., *Phys. Rev.* **69**, 37-38 (1946)
- [4] А.Н. Ораевский, *УФН* **164**, 415 (1994)
- [5] A.F. Koenderink, *Opt. Lett.* **35**, 4208-4210 (2010)
- [6] V.V. Klimov, M. Ducloy et al. *Eur. Phys. J. D.* **20**, 133-148 (2002)

Нанопотоника с гиперболическими метаматериалами

В.П. Драчев

*Department of Physics and Center for Advanced Research and Technology,
University of North Texas, TX USA*

**E-mail: vladimir.drachev@unt.edu*

В материалах с гиперболической дисперсией компоненты тензора эффективной диэлектрической проницаемости имеют разные знаки. Как следствие такие материалы проявляют металлические свойства в одном направлении распространения электромагнитной волны и диэлектрические свойства в другом, как правило ортогональном первому. Существует, очевидно, направление, где эффективная диэлектрическая проницаемость переходит через ноль, то есть на этой условной границе металлические свойства сменяются диэлектрическими. Это то самое направление в котором может распространяться так называемый объемный плазмон-поляритон [1]. Из аналогии с поверхностным плазмон-поляритоном понятно, что волна будет локализована вблизи границы эффективный металл/эффективный диэлектрик. Это свойство локализации было использовано для нано-фотолитографии, то есть фотолитографии с субдлинноволновым разрешением [2].

В наших экспериментах [1-3] такой материал был изготовлен в виде переодической многослойной структуры из чередующихся слоёв золота и оксида алюминия. Согласно теоретическим предсказаниям скорость спонтанного излучения излучателей может увеличиться вблизи гиперболического метаматериала благодаря высокой плотности фотонных состояний последнего. Скорость радиационной релаксации красителя была определена на основе измерения эффективного квантового выхода, спектров поглощения, отражения и люминесценции, а также времени жизни возбуждения в молекулах расположенных на разных расстояниях от границы метаматериала [3]. Показано, что скорость радиационной релаксации вблизи метаматериала увеличивается по-сравнению с диэлектриками и чисто металлическими пленками.

Свойство гиперболической дисперсии присуще также и метаматериалам с эффективным магнитным откликом. В нашем случае это субдлинноволновые решетки с подструктурой метал-диэлектрик-метал [4]. В таких пленках обе, диэлектрическая и магнитная проницаемости меняют знак в зависимости от направления распространения волны. В докладе будут обсуждаться результаты по модификации скорости спонтанной эмиссии молекул вблизи поверхности гиперболических метаматериалов с эффективными магнитными свойствами.

Докладчик благодарит всех соавторов цитируемых здесь работ.

Литература

- [1] V.P. Drachev, V.A. Podolskiy, and A.V. Kildishev, *Optics Express* **21**(12), 15048–15064 (2013)
- [2] S. Ishii, A.V. Kildishev, E. Narimanov, V.M. Shalaev, and V.P. Drachev, *Laser Photonics Review* **7**(2), 265–271 (2013)
- [3] J. Kim, V.P. Drachev, Z. Jacob, G.V. Naik, A. Boltasseva, E.E. Narimanov, and V.M. Shalaev, *Optics Express* **20**, 8100 (2012)
- [4] D.P. Brown, M. A. Walker, A. M. Urbas, A.V. Kildishev, S. Xiao, and V.P. Drachev, *Optics Express* **20**(21), 23082-23087 (2012)

Особенности работы спазера в низкоквантовом режиме

А.П. Виноградов^{1,2}, Е.С. Андрианов^{1,2}, А.А. Пухов^{1,2}, А.А. Лисянский³

¹*Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики РАН*

²*Московский Физико-Технический Институт*

³*Department of Physics, Queens College of the City University of New York*

В последнее время в связи с активным развитием плазмоники [1], большой интерес вызывает задача о влиянии взаимодействия двухуровневых атомов и плазмонных структур на их оптические свойства. В качестве примеров можно упомянуть дипольный нанолазер [2], спазер [3], наноразмерные источники света [4], активные метаматериалы [5]. Особое место среди вышеизложенных примеров занимает спазер, представляющий собой наноразмерный когерентный источник ближнего поля оптической частоты. По существу, любой композит на основе плазмонных включений (метаматериал) после добавления активного ингредиента превращается в систему спазеров. В рамках полуклассического приближения было показано, что в таком композите можно компенсировать джоулевы потери [6].

В недавно появившихся работах Хургина и Сана [7] было сделано утверждение о том, что, используя для накачки гетерогенный переход в полупроводниках, не возможно сделать спазер, работающий в режиме развитой генерации, т.е. выше второго порога генерации, так как это требует нереально высоких плотностей тока накачки. Режим развитой генерации предполагает, что число когерентных плазмонов превосходит число спонтанно возбужденных (второй порог генерации).

По оценкам [6] для наблюдения компенсации потерь число когерентных плазмонов должно быть порядка 0.1 штуки на плазмонную частицу, что существенно ниже второго порога генерации. Однако в этом режиме число спонтанно возбужденных плазмонов может быть порядка единицы и выше. Используемая ранее полуклассическая теория не позволяет оценить роль спонтанного излучения. Нами была разработана квантово-механическая теория спазера [8], позволяющая учесть спонтанное излучение, т.е. квантовые флуктуации.

В рамках развитой теории для спазера, находящегося ниже порога генерации, в приближении малого числа плазмонов, получен спектр поверхностных плазмонов, возбуждаемых спонтанными переходами квантового излучателя. Показано, что скорость релаксации есть сумма скоростей релаксаций квантового излучателя в его тепловой резервуар и в плазмонный резонатор. Получена зависимость среднего числа плазмонов от интенсивности накачки, указывающая на беспороговость процесса.

Показано, что при низких токах накачки учет квантовых флуктуаций не приводит к исчезновению ожидаемых эффектов (синхронизации спазеров и компенсации потерь). Более того, в отличие от автономного спазера, в спазере, синхронизованном внешней волной (ситуация возникающая в метаматериалах) число когерентных с внешним полем плазмонов может превосходить число спонтанно возбужденных. Показано, что существуют такие значения амплитуды и частоты внешнего поля, при которых спазер отдаёт энергию внешнему полю, т.е. реализуется режим полной компенсации потерь.

Литература

- [1] S.I. Bozhevolnyi, *Plasmonic Nanoguides and Circuits*, (Pan Stanford Publishing: Singapore, 2009); S.A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. (Springer, 2007); V.M. Shalaev and S. Kawata, *Advances in Nano-Optics and Nano-Photonics* (Elsevier, Amsterdam, 2007); В.В. Климов, *Наноплазмоника*, (Физматлит, Москва, 2010), p.480; Л. Новотный, Б. Хехт, *Основы нанооптики* (Физматлит, Москва, 2009), p.484.
- [2] I.E. Protsenko, A.V. Uskov, et al, *Phys. Rev. A* **71** (6), 063812 (2005)
- [3] D.J. Bergman, M.I. Stockman, *Phy. Rev. Lett.*, **90** (2), 027402 (2003)
- [4] P. Kumar, V.K. Tripathi, et al, *J. Appl. Phys.* **104** (3), 033306 (2008); Yu-Jung Lu, Jisun Kim, et al, *Science* **337** (6093), 450 (2012).
- [5] S.A. Ramakrishna and J.B. Pendry, *Phys. Rev. B* **67**, 201101 (2003); Popov A K, V M Shalaev, *Opt. Lett.* **31** 2169 (2006).
- [6] E. S. Andrianov, A. A. Pukhov, et al., *Optics letters* **36** (21), 4302 (2011); E.S. Andrianov, D.G. Baranov, et al, *Opt. Express* **21** (11), 13467 (2013); A. Fang, T. Koschny, and C.M. Soukoulis, *J. Opt.* **12** (2), 024013 (2010); A. Fang, Th. Koschny, et al, *Phys. Rev. B* **79** (24), 241104(R) (2009); S. Wuestner, A. Pusch, et al, *Phys. Rev Lett.* **105** (12), 127401 (2010)
- [7] J.B. Khurgin and G. Sun, *App. Phys. Lett.* **100**, 011105 (2012); *Opt. Express* **20**, 15309 (2012); *Nanophotonics* **1**, 3 (2012).
- [8] Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, и др., *Письма в ЖЭТФ* **97**, 522 – 528 (2013); Е.С. Андрианов, А. А. Пухов, и др., *ЖЭТФ* **144**, 1-10 (2013)

К теории плазмонного нанолазера

В.М. Парфеньев^{1,2,*}, С.С. Вергелес^{1,2}

¹Московский физико-технический институт

²Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

*E-mail: parfenius@gmail.com

В работе представлено теоретическое описание плазмонного нанолазера, справедливое в ограниченной области параметров задачи. Низкая добротность резонатора ($\kappa \gg Ng^2/\kappa, \kappa \gg \gamma_h$, где κ – скорость затухания плазмонной моды, N – число активных молекул, g – константа взаимодействия активных молекул с плазмонной модой, γ_h – неоднородное уширение красителя) позволяет адиабатически исключить из рассмотрения плазмонную моду, а большое число активных атомов $N \gg 1$ позволяет надеяться на справедливость линейного анализа флуктуаций. В наиболее интересном с экспериментальной точки зрения случае [1], $\gamma_h \gg \gamma_\uparrow + \gamma_\downarrow$, где γ_\uparrow – скорость накачки активной среды, γ_\downarrow – скорость спонтанного излучения, теория самосогласованна при условии $\gamma_h g^2 / [\kappa (\gamma_\uparrow + \gamma_\downarrow)^2] \ll 1$.

Как и в случае обычных лазеров, в системе наблюдается порог генерации, соответствующий параметру накачки $\rho = \rho_0 (\gamma_\uparrow - \gamma_\downarrow) / (\gamma_\uparrow + \gamma_\downarrow) = 1$, где $\rho_0 = 2Ng^2 / (\kappa\gamma_h)$ – максимальный параметр накачки, достижимый при заданном количестве N активных молекул. Ниже порога генерации поведение системы полностью аналогично обычным лазерам. Первая и вторая корреляционные функции даются хорошо известными в теории лазеров выражениями с точностью до ожидаемой замены $2\kappa \rightarrow \gamma_h$.

Выше порога генерации имеются качественные различия. Во-первых, вблизи порога генерации, где наблюдается значительное сужение спектральной линии, среднее число плазмонов в лазирующей моде, которое численно определяется тем же выражением, что и в теории обычных лазеров, теперь может быть меньше единицы. В этом случае когерентность сохраняется в состоянии активных атомов. Первоначально возникающий плазмон взаимодействует с активными атомами и делает их когерентными друг другу. Затем, через короткое время $\sim 1/\kappa$, плазмон затухает, но информация о фазах все еще содержится в состоянии атомов, которые релаксируют значительно медленнее, $1/\gamma_h \gg 1/\kappa$. Следующий плазмон, порожденный активной средой, будет когерентен уже затухшему плазмону. Таким образом, мы полагаем, что сужение спектральной линии в случае плазмонного нанолазера обусловлено не вынужденным излучением, а качественно другим механизмом. Ширина спектральной линии определяется преобразованием Фурье первой корреляционной функции и равна

$$D = \frac{g^2 \gamma_h (\rho_0 + 1)}{2\kappa (\gamma_\uparrow + \gamma_\downarrow) (\rho - 1)} \ll \gamma_\uparrow + \gamma_\downarrow \ll \gamma_h.$$

Отметим, что возможность реализации описанного выше механизма сужения спектральной линии была недавно продемонстрирована в экспериментальной работе [2]. Кроме того, утверждение о среднем числе плазмонов, меньшем единицы, находится в качественном согласии с экспериментальной работой [3].

Вторая корреляционная функция отличается от единицы за счет малых амплитудных флуктуаций и изображена на Рис. 1. Эта зависимость справедлива для $\tau \gg 1/\kappa$, поскольку получена в предположении о низкодобротном резонаторе. Затухающие осцилляции свидетельствуют о периодических изменениях в поляризации и инверсии активной среды относительно своих средних значений,

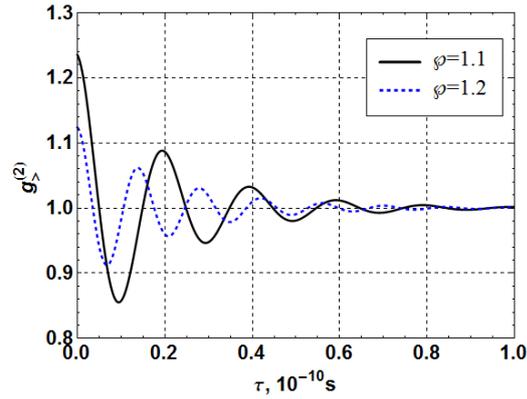


Рисунок 1. Вторая корреляционная функция выше порога генерации. Увеличение параметра накачки связано с изменением числа N активных атомов.

определяемых из уравнений Блоха. Качественно похожая картина наблюдалась в работе [4], где подобная система исследовалась численно в режиме малого числа активных атомов $N \leq 10$ и, соответственно, в режиме больших флуктуаций. В заключение, приведем аналитическую формулу для второй корреляционной функции ($\tau \gg 1/\kappa$):

$$g_{>}^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{\rho_0+1}{\rho_0} \frac{\rho^2}{\rho-1} \frac{\gamma_h^2}{N(\gamma_{\uparrow}-\gamma_{\downarrow})^2} e^{-(\gamma_{\uparrow}+\gamma_{\downarrow})\tau/2} \cos(\sqrt{\gamma_h(\gamma_{\uparrow}+\gamma_{\downarrow})(\rho-1)}\tau).$$

Литература

- [1] J. Trieschmann, S. Xiao *et al*, *Opt. Express* **19**, 18253–18259 (2011)
- [2] J.G. Bohnet, Z. Chen *et al*, *Nature* **484**, 78-81 (2012)
- [3] M.A. Noginov, G. Zhu *et al*, *Nature* **460**, 1110–1112 (2009)
- [4] V. Temnov, U. Woggon, *Opt. Express* **17**, 5774–5782 (2009)

Частотно-угловые характеристики спазерного излучения в фотонном кристалле

А.С. Кучьянов¹, И.К. Игуменов², В.М. Кучумов², Р.Г. Пархоменко²,
Chang-Won Lee³, Young-Geun Roh³, Heejeong Jeong³, Mark I. Stockman⁴,
А.И. Плеханов¹

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

²Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН

³Samsung Advanced Institute of Technology Korea

⁴Department of Physics and Astronomy, Georgia State University, Atlanta, USA

Приведены результаты оригинального исследования генерации спазеров (лазеры на основе поверхностных плазмонов) в трехмерном фотонном кристалле. Для получения спазеров мы изготовили гибридные наночастицы из 10-нм золотых ядер, окруженных 20 -40- нанометровыми оболочками кремнезема с внедренными молекулами красителя. Золотые наночастицы обеспечивали существование поверхностных плазмонов, на которые передается энергия от молекул красителя. Далее, мы инфильтровали спазерами опалоподобные пленки фотонных кристаллов (ФК). В нашем случае пленки ФК выступают для спазера в качестве внешнего резонатора с распределенной обратной связью. Мы исследовали генерацию спазеров при оптической накачке спазеров в ФК. В дальней зоне излучение имело распределение подобно щиту Давида. Такое распределение обусловлено с дисперсией вдоль границы зоны Бриллюэна от W точки к точке L . Доказательством спазерной генерации послужило наблюдение узкого спектрального пика на длине волны света 530 нм, излучаемого поверхностными плазмонами. Доказательство генерации также следует из одновременного наступления сужения спектральной линии и нелинейного "S" - образного излома в $L-L$ зависимости выходной мощности на длине волны 530 нм от мощности накачки при комнатной температуре. Результаты этого исследования будут полезны для широкого спектра приложений и должны быть интересны широкой аудитории.

Неорганические и гибридные материалы для электрохромных устройств

Г.А. Цирлина

*Кафедра электрохимии химического факультета МГУ
Кафедра физики и технологии наноструктур ФОПФ МФТИ
E-mail: tsir@elch.chem.msu.ru

Материалы электрохромных устройств должны отвечать набору требований, важнейшими из которых являются эффективность электрохромного перехода, время перехода и циклическая стабильность при многократном перезаряде, сопровождающемся изменением окраски. Функционирование таких материалов в растворах или в контакте с полимерными электролитами определяет необходимость их стабильности в указанных средах, что наиболее естественным путем достигается в технологиях материалов, реализуемых в таких же средах.

В докладе обсуждаются неорганические электрохромные материалы на основе оксидов переходных металлов, контролируемое получение которых возможно путем электроосаждения на ИТО и иные проводящие подложки [1-3]. «Сильной стороной» таких покрытий является эффективность перехода, значительно превышающая аналогичную для неорганических электрохромов, полученных «сухими» методами. Причиной является гидратация кристаллической решетки оксида, вызывающая смещение потенциала электрохромного перехода в сторону более положительных значений. Еще одно достоинство определяется возможностью получения смешанных оксидов нескольких переходных металлов – допирование можно осуществлять непосредственно в одностадийном процессе осаждения, оно позволяет варьировать как электрохромную эффективность, так и время перехода.

Циклическая стабильность электроосажденных оксидов в кислых электролитах при условии оптимизации их концентрации также достаточно высока. Основной причиной деградации становится в этих условиях недостаточная механическая устойчивость покрытий. Для гибридных материалов на основе неорганических оксидов и проводящих полимеров механические свойства могут быть существенно улучшены. Более того, становится возможным создание гибких электрохромных материалов. Технологически соосаждение с полимерами также может быть реализовано в одну стадию. Единственной проблемой оказывается подбор полимера, имеющего собственный электрохромный переход в другом спектральном интервале.

В докладе представлены данные оригинальных работ (коллаборация МГУ и БИК СО РАН).

Литература

- [1] V.K. Laurinavichute, S. Yu. Vassiliev et al, *Electrochim. Acta* **54**, 5439-5448 (2009).
- [2] V.K. Laurinavichute, S.Yu.Vassiliev et al, *Electrochim. Acta* **56**, 3530-3536 (2011).
- [3] V.K. Laurinavichute, A. A. Khokhlov et al, *Electrochim. Acta* **99**, 102-107 (2013).

Формирование больших атомно-гладких участков кремния (111) для применений в сканирующей зондовой и интерференционной микроскопии

С.С. Косолюбов*, С.В. Ситников, А.В. Латышев

*Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск
Новосибирский государственный университет, Новосибирск*

**E-mail: kosolobov@isp.nsc.ru*

Создание атомно-гладких поверхностей с высокой степенью кристаллического совершенства является важной и актуальной задачей в нано- и оптоэлектронике, является необходимым для обеспечения единства измерений в современных нанотехнологиях. Уменьшение уровня шероховатости снижает потери на отражение фотонов и электронов на поверхности и границах раздела, открывает перспективы для увеличения пространственного разрешения и точности калибровки зондовых и интерференционных методов исследования поверхности. В связи с этим актуальным является разработка новых и совершенствование существующих методов выглаживания твердотельных поверхностей на атомном уровне.

В данной работе проведены детальные исследования структурных и морфологических трансформаций атомно-чистых поверхностей кремния (111) при термическом отжиге и субмонослойном осаждении металлов. Методом *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии изучены кинетика и механизмы взаимодействия адсорбированных на поверхности атомов (адатомов) и вакансий с поверхностными стоками.

Продемонстрирована возможность управления пространственным распределением атомных ступеней и концентрацией двумерных островков на поверхности кремния с целью создания тестовых структур для калибровки сканирующих зондовых методов исследования поверхности. На основе экспериментальных данных о кинетике движения атомных ступеней разработана технология создания больших (более 100 мкм в диаметре) атомно-гладких участков на поверхности монокристаллического кремния [1]. Показано, что применение созданных подложек с атомно-гладкими участками в качестве опорного зеркала в интерференционном микроскопе позволяет существенно улучшить разрешение микроскопа и визуализировать атомные ступени на поверхности кремния (111) высотой 0,31 нм с разрешением менее 0,05 нм.

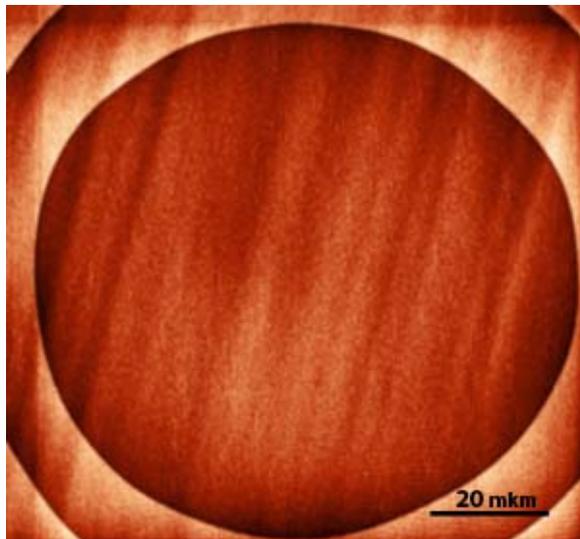


Рис.1. АСМ-изображение поверхности Si(111) с атомно-гладким участком

Литература

- [1] Ситников С.В., Косолобов С.С., Щеглов Д.В., Латышев А.В. Патент на изобретение «Способ формирования плоской гладкой поверхности твердотельного материала» № RU2453874, 2011 г.

Генерация второй гармоники в переходном гиперболическом метаматериале

Ж.А. Кудышев^{1,*}, А.И. Маймистов², И.Р. Габитов³, Н.М. Личиницер¹

¹Университет Нью-Йорка, США

²МИФИ, Москва

³Университет Аризоны, США

Класс искусственных, нанокompозитных материалов с показателем преломления, который постепенно изменяется от положительных к отрицательным значениям, так называемые переходные метаматериалы, привлекли значительное внимание в последние несколько лет, в связи с прогнозируемым усилением поля вблизи региона с нулевым показателем преломления, что является привлекательным как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения оптических приложений. Одним из таких приложений является использование переходного метаматериала для усиления нелинейных явлений, в частности процесса генерации второй гармоники. Одним из возможных способов экспериментальной реализации переходной метаматериальной структуры с нелинейным откликом, является создание массива металлических конусов помещенных в нелинейную диэлектрическую матрицу, так называемого переходного гиперболического метаматериала. В данной работе был рассмотрен процесс генерации второй гармоники в нелинейном переходном гиперболическом метаматериале. Были найдены аналитические решения для распределения полей фундаментальной волны и волны второй гармоники в приближении заданного поля, проведен численный анализ задачи путем решения системы уравнений Максвелла во временной области (FDTD). Было показано, что усиление фундаментальной волны вблизи региона с нулевым значением компоненты тензора диэлектрической проницаемости приводит к усилению генерации второй гармоники. Так же была проведена оптимизация параметров задачи, таких как угол падения и длина переходного слоя.

Концентрация световой волны в малой области субволнового размера с помощью диэлектрического волновода со специальным наконечником

С.С. Вергелес^{1,2,*}, А.К. Сарычев^{2,3}

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Московская область

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская область

³Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

*E-mail: ssver@itp.ac.ru

В настоящее время для практических применений важной задачей является концентрация светового излучения на масштабах, значительно меньших дифракционного предела. Одним из решений является использование металлических частиц малого размера, на которых происходит возбуждение поверхностных плазмонов. Длина волны поверхностного плазмона может быть значительно меньше длины волны света на этой частоте, что и позволяет производить требуемую концентрацию излучения [1,2]. Возможными недостатками такого решения могут быть большие омические потери в металлических частицах, и, как следствие, сильный их нагрев, который приводит к деградации частиц. Эта проблема могла бы быть решена заменой металла на прозрачный диэлектрик. Тем не менее, решение, основанное на волноводе, полностью выполненном из диэлектрика, обычно оказывается менее продуктивным, поскольку не удаётся достигнуть той же степени локализации (см., например, работы [3-5]). Причина состоит в том, что для диэлектрических частиц малого размера выполненных из материала с коэффициентом преломления порядка единицы отсутствует аналог поверхностных плазмонных колебаний.

Мы предлагаем конструкцию диэлектрического волновода со специальным наконечником, который позволяет концентрировать световую волну на масштабе, существенно меньшем длины волны. Рассматривается задача, когда концентрацию поля волны следует осуществить на поверхности некоторой подложки в заранее определённом месте (т.е. создать так называемый hotspot). Конструкция волновода состоит из самого диэлектрического волновода, выполненного из оптически плотного диэлектрического материала, который подходит под небольшим углом к поверхности подложки и выполняет функцию подвода излучения. В волноводе должна быть возбуждена волна, имеющая поляризацию магнитного поля вдоль плоскости подложки. На конце волновода должен быть выполнен тонкий наконечник, направленный ортогонально поверхности подложки. В результате на конце наконечника возникает пик напряжённости электрического поля, природа которого аналогична механизму возникновения огня святого Эльма. Мы строим качественную картину работы такого рода волноводов и представляем результаты численного моделирования.

Литература

- [1] D.K. Gramotnev, S.I. Bozhevolnyi, *Nature Photonics* **4**(2), 83–91 (2010)
- [2] K. Li, M.I. Stockman, D.J. Bergman, *Physical Review Letters* **91**(22), 227402 (2003)
- [3] S. Kato, S. Chonan, T. Aoki, *Optics Letters* **39**(4), 773 (2014)
- [4] E.T.F. Rogers, N.I. Zheludev, *Journal of Optics* **15**(9), 094008 (2013)
- [5] G.S. Wiederhecker, C.M.B. Cordeiro, F. Couny, et al, *Nature Photonics* **1**(2), 115–118 (2007)

Тема уточняется

С. Харинцев

КГУ, Казань

Модели функциональных оптических структур с плазмонными наночастицами

С.Г. Моисеев

*Ульяновский государственный университет
Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Ульяновский филиал
E-mail: serg-moiseev@yandex.ru*

Нанопотоника на основе искусственных плазмонных структур продолжает привлекать большое внимание благодаря важным для оптических технологий применениям. Благодаря композиционной структуре искусственные материалы обладают оптическими свойствами, не встречающимися у природных материалов, их дисперсионные характеристики, электромагнитная однородность и анизотропия могут контролироваться выбором используемых материалов, формы наночастиц и характером их распределения по объему композита [1-3].

В настоящем докладе представлены результаты исследований и разработанные модели функциональных оптических структур с металлическим наночастицами несферической формы. Обычно в качестве композита рассматриваются смеси, содержащие сферические наночастицы, поэтому его резонансные характеристики определяются материальными параметрами используемых компонент. Применение включений несферической формы дает преимущества по сравнению со случаем сферических включений. Во-первых, частота плазмонного резонанса зависит от формы металлических частиц, что позволяет контролировать спектральные характеристики нанокompозита за счет использования частиц той или иной формы. Во-вторых, эффективный коэффициент экстинкции смеси оказывается ниже по сравнению со случаем включений сферической формы [3].

Обсуждаются модели нанокompозитных структур с наночастицами металла, которые могут применяться в качестве светопоглощающих и просветляющих слоев и покрытий, поляризационного фильтра. Необходимые оптические свойства формируются благодаря плазмонному резонансу в наночастицах. Функциональные оптические структуры могут быть выполнены из гетерогенного композита, в котором наночастицы равномерно распределены по объему, или содержать конечное число монослоев наночастиц, то есть иметь слоистую структуру.

Для расчета оптических характеристик гетерогенного нанокompозита использовано приближение эффективной среды [4]. В рамках приближения эффективной среды нанокompозит характеризуется некоторой эффективной диэлектрической проницаемостью, что значительно упрощает решение задачи о преломлении и отражении световых волн. Расчет оптических характеристик проводится с использованием модели эффективной среды Максвелла-Гарнета, адекватность применения которой для умеренной объемной доли включений (менее 30% от общего объема нанокompозита) верифицирована точным электродинамическим расчетом [3,4].

Расчет спектральных характеристик дискретной композитной структуры проведен на основе метода матриц переноса, обобщенного на случай сред со вставками монослоев наночастиц. Матрицы переноса для монослоев наночастиц различной формы получены на основе компьютерного моделирования в пакете программ Comsol Multiphysics.

Предложен дизайн оптического покрытия, позволяющего снизить френелевское отражение от поверхностей оптических материалов. При неоднородном распределении металлических наночастиц эффект просветления удастся достичь для всей видимой области спектра. Существенного прироста интенсивности преломленной волны не удастся получить из-за поглощения энергии световой волны наночастицами композита.

Исследована поляризационная чувствительность отражательной и пропускной способности нанокompозитного слоя с ориентационно упорядоченными включениями. Предложен дизайн ультратонкого (толщиной порядка четверти длины световой волны) поляризационного фильтра, которые разделяет световой луч на отраженный и преломленный лучи, поляризованные во взаимно перпендикулярных плоскостях.

Показана возможность формирования в нанокompозите единичного эффективного показателя преломления при умеренном поглощении (эффективный коэффициент экстинкции много меньше 1), что может быть использовано для изготовления светопоглощающих покрытий, которые несмотря на гладкую (неструктурированную) поверхность эффективно «захватывают» падающую волну в широком диапазоне углов падения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках базовой части государственного задания на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности.

Литература

- [1] А. Ораевский, И. Проценко, *Письма в ЖЭТФ* **72** (9), 641-646 (2000)
- [2] С.В. Сухов, *Квантовая электроника* **35** (8), 741-744 (2005)
- [3] S.G. Moiseev, *Physica B* **405** (14), 3042–3045 (2010)
- [4] S.G. Moiseev, *Appl. Phys. A.* **103** (3), 619-622 (2011)

Квантовая система в нелинейных материалах

И.Р. Габитов

Университет Аризоны, США

Теория случайного оптоволоконного лазера

С.С. Вергелес, И.В. Колоколов, В.В. Лебедев

ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка

Передача микроволн с использованием виртуальных гиперболических метаматериалов

Ж.А. Кудышев¹, S. Will², M.C. Richardson², Н.М. Личинитцер¹

¹*Университет Нью-Йорка,*

²*Townes Institute, University of Central Florida, США*

Передача микроволновых сигналов в атмосфере является важной, но трудной задачей. Одна из основных проблем в передаче и маршрутизации микроволновых сигналов в воздухе является неизбежное пространственное расплывание сигнала из-за дифракции. В данной работе для решения данной задачи мы предлагаем использовать, так называемые виртуальные гиперболические метаматериалы (ВГМ), состоящие из множества плазменных каналов (филаментов) в воздухе образованных в результате самофокусировки интенсивного лазерного импульса. Было показано, что ВГМ структуры, из-за гиперболической дисперсии, могут быть использованы для эффективной коллимации пучка в воздухе. Так же было показано, что ВГМ структуры могут быть использованы для улучшения разрешающей способности радаров.

Нелинейные волны в линейках и пучках связанных волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления

А.И. Маймистов^{1,2}, Е.В. Казанцева¹, И.Р. Габитов^{3,4}

¹*Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва,*

²*Московский физико-технический институт, Долгопрудный*

³*University of Arizona, USA,*

⁴*ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка*

Обсуждается взаимодействие связанных волн, распространяющихся в системе из чередующихся волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления. Спектр линейных волн в паре таких альтернированных волноводов имеет запрещенную зону. Сами пары волноводов можно объединять в массивы (линейки) волноводов или в пучки. Зигзагообразная конфигурация волноводов в линейке позволяет осуществить связь не только между ближайшими соседями, но и со следующими за ближайшими волноводами. Скручивание пучка волноводов позволяет менять число целевых мод. Представлены частные решения системы связанных волн, отвечающие стационарному импульсу электромагнитного поля, который распространяется по всей линейке или пучку туннельно-связанных волноводов как единое целое.

Субволновая локализация электромагнитных мод в гибридном плазмонном волноводе

С.А. Белан^{1,2,*}, С.С. Вергелес^{1,2}, П.Е. Воробьев^{1,2}

¹Московский физико-технический институт

²Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

*E-mail: sergb27@yandex.ru

Гибридный плазмонный волновод состоит из диэлектрического цилиндра, помещенного на наноразмерном расстоянии от поверхности металла [1]. Данная архитектура считается одним из наиболее перспективных кандидатов для субволновой локализации слабозатухающих электромагнитных сигналов оптического и телекоммуникационного частотного диапазона. И оптоволокно, и плоская граница металл-вакуум, взятые по отдельности, не способны обеспечить субволновую локализацию, однако будучи объединенными в одну гибридную схему, они экспериментально продемонстрировали субволновую передачу электромагнитной моды [2]. Относительно большая длина распространения при этом была обеспечена благодаря малому тангенсу потерь металла на рассматриваемой частоте и специфической пространственной структуре моды, сосредоточенной главным образом в пределах неметаллической области зазора между цилиндром и металлом.

В работе рассмотрено распространение фундаментальной связанной моды в гибридном плазмонном волноводе [3]. Прежде всего, была исследована простая модель плоского трехслойного волновода conductor-gap-dielectric (CGD) [4]. Показано, что локализация электромагнитной моды в таком волноводе может быть существенно повышена за счет специфического выбора материалов, когда диэлектрическая проницаемость диэлектрика ϵ_d больше абсолютного значения проницаемости металла ϵ_m . Основным преимуществом такого выбора является обратная зависимость эффективного индекса n_{CGD} моды от толщины зазора h

$$n_{\text{CGD}} \approx \frac{1}{2kh} \ln \frac{(\epsilon_d - \epsilon_g)(\epsilon_m - \epsilon_g)}{(\epsilon_d + \epsilon_g)(\epsilon_m + \epsilon_g)} \quad (\text{при } h \ll \lambda / \sqrt{\epsilon_d})$$

где ϵ_g - диэлектрическая проницаемость материала зазора, $k = 2\pi / \lambda$. Данная особенность обеспечивает возможность настройки размера CGD-моды за счет изменения расстояния между диэлектриком и металлом.

Чтобы реализовать такое поведение эффективного индекса для гибридного волновода диаметр цилиндра d должен превышать некоторое критическое значение d^* , определяемое из условия равенства размера зазора в направлении вдоль металла и глубины проникновения электромагнитного поля в диэлектрик $1/k\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d}$, где n_{eff} - эффективный индекс фундаментальной гибридной моды. Размер плоской части зазора может быть оценен как $2\sqrt{hd}$ и, таким образом, указанное условие имеет вид $2\sqrt{hd^*} \approx 1/k\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \epsilon_d}$. Когда d достаточно превосходит d^* , фундаментальная гибридная мода может приближенно описываться как мода плоской трехслойной CGD-структуры.

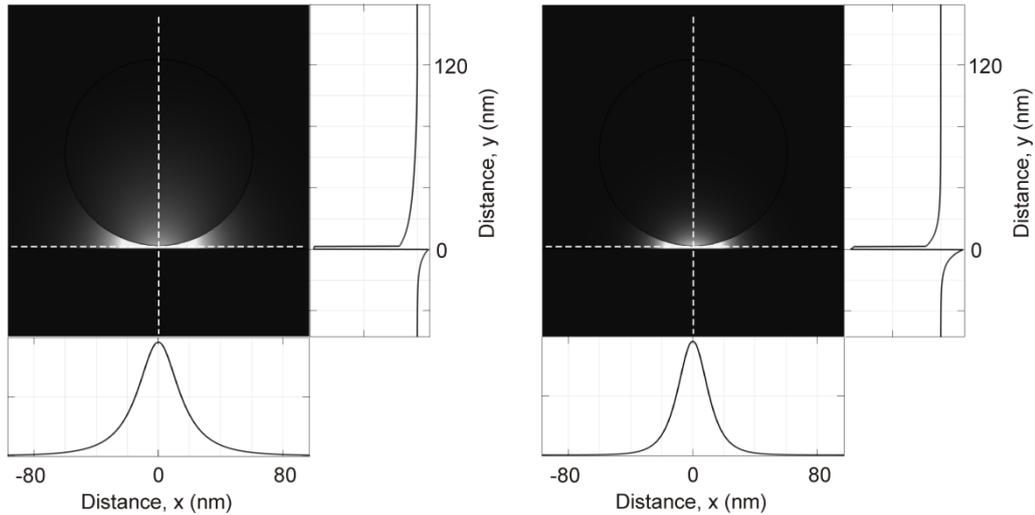


Рис. 1. Пространственное распределение усредненной по времени z - компоненты вектора Пойнтинга $S_z(x, y)$ фундаментальной гибридной моды. Диаметр цилиндра равен $d = 120 \text{ нм}$, ширина зазора $h = 2 \text{ нм}$. Диэлектрические проницаемости цилиндра и внешнего диэлектрика равны $\epsilon_d = 5.76$ и $\epsilon_g = 1$ соответственно. Диэлектрическая проницаемость металла **a)** $\epsilon_m = -9.2$ **b)** $\epsilon_m = -4$

Далее мы разработали полуаналитический метод решения задачи распространения фундаментальной гибридной моды. Подобный метод был ранее использован в проблеме рассеяния плоской электромагнитной волны на цилиндре вблизи плоской оптической неоднородности [5]. Схема основана на разложении электромагнитного поля гибридной моды по цилиндрическим гармоникам и плоским затухающим волнам, с последующей постановкой граничных условий на поверхностях раздела различных материалов. Численные результаты, полученные на основе полуаналитического метода, подтверждают преимущество предлагаемого нами выбора материалов в вопросе локализации. На рисунке 1 представлены для сравнения картины пространственного распределения продольной компоненты вектора Пойнтинга фундаментальной гибридной моды в случаях $\epsilon_d < |\epsilon_m|$ и $\epsilon_d > |\epsilon_m|$.

Литература

- [1] R.F. Oulton *et al*, *Nat. Phot.* **2**(8), 496-500 (2008)
- [2] V.J. Sorger *et al*, *Nat. Commun.* **2**, 331 (2011)
- [3] S. Belan *et al*, *Opt. Express* **21**(6), 7427-7438 (2013)
- [4] I. Avrutsky *et al*, *Opt. Express* **18**(1), 348-363 (2010)
- [5] R. Borghi *et al*, *J. Opt. Soc. Am. A.* **13**(3), 483-493 (1996)

Квантовая плазмоника и тепловые эффекты в наночастицах

А.К. Сарычев
ИТПЭ РАН, Москва

Возбуждение плазмонного резонанса в металлических цилиндрах неоднородной волной

А.В. Немыкин^{1,2}, С.В. Перминов³, Л.Л. Фруммин¹, Д.А. Шапиро^{1,2,*}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН

² Новосибирский государственный университет

³ Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

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

Найден коэффициент усиления локального поля в зазоре между двумя параллельными металлическими цилиндрами в зависимости от угла падения волны [1]. Проверено, что в длинноволновом пределе положение резонанса совпадает с вычисленным путем решения уравнения Лапласа в биполярных координатах [2]. На рис. 1 показан коэффициент усиления локального поля $\eta = |E/E_0|^2$ в щели между двумя цилиндрами диаметром 100 нм, расположенных на расстоянии 5 нм. Видно, что при длине волны $\lambda = 50$ мкм результат совпадает с расчетом в квазистатическом приближении.

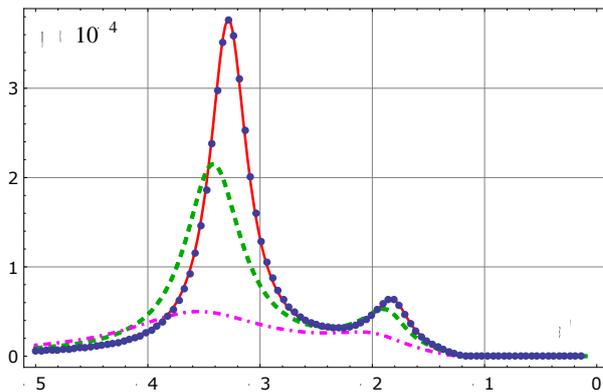


Рис.1. Коэффициент усиления локального поля η в щели между двумя цилиндрами при длине волны $\lambda = 50$ (сплошная), 2 (штрихи), 1 мкм (штрих-пунктир). Точками показана аналитическая формула, полученная разделением переменных в биполярных координатах [2].

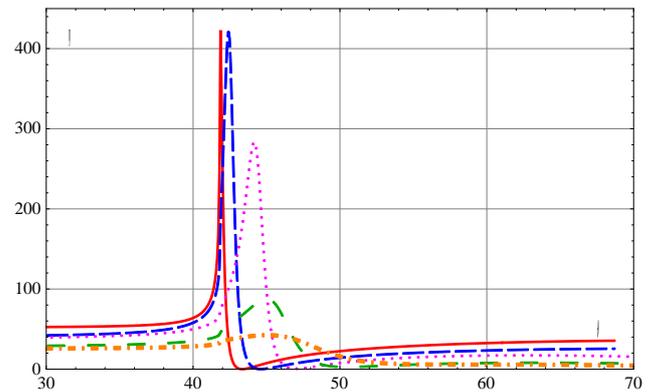


Рис.2. Коэффициент усиления локального поля η в щели периодической решетки цилиндров в зависимости от угла падения θ (градусы) при $\lambda = 886$ (сплошная линия), 729 (частые штрихи), 653 (точки), 564 (редкие штрихи), 539 нм (штрих-пунктир).

Обнаружен плазмонный резонанс, возбуждаемый неоднородной волной в периодическом массиве нанопроволок, лежащем на диэлектрической подложке. Неоднородная волна появляется, когда исходная плоская волна падает на границу подложки под углом полного внутреннего отражения. На рис.2 показан коэффициент усиления локального поля в зависимости от угла падения для золота на разных длинах волн. Видно резкое изменение поля вблизи угла полного внутреннего отражения $\theta_0 = 42^\circ$ для излучения с длиной волны $\lambda = 700\text{--}900$ нм. Это свойство делает резонанс перспективным для приложений в перестраиваемых устройствах плазмоники [3].

Поскольку расстояние между цилиндрами много меньше длины волны, вместо решетки рассмотрим слой металла с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, расположенный между диэлектриками с проницаемостью $\varepsilon_{1,3}$. Мы пренебрегаем затуханием. Поверхностная плазменная волна может распространяться на границе 1-2, если $\varepsilon_1\varepsilon_2 < 0$, $\varepsilon_1 + \varepsilon_2 < 0$. Линейный закон дисперсии дается простой формулой

$$\omega_{1,2}(k) = \frac{\omega_p}{2} \left(\sqrt{1 + 2\varepsilon_1^{-1/2}\alpha + (1 + \varepsilon_1^{-1})\alpha^2} \pm \sqrt{1 - 2\varepsilon_1^{-1/2}\alpha + (1 + \varepsilon_1^{-1})\alpha^2} \right),$$

где $\alpha = \frac{kc}{\omega_p}$ – безразмерное волновое число, $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi ne^2}{m}}$ – плазменная частота, n – концентрация свободных электронов, m, e – заряд и масса электрона. Дисперсионные ветви изображены на рис. 3.

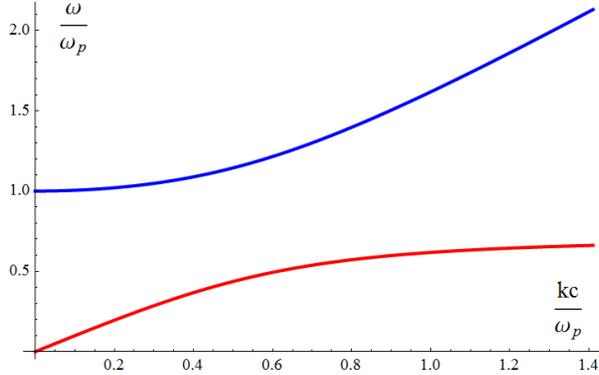


Рис.3. Закон дисперсии плазменных колебаний на границе металла и диэлектрика: объемный плазмон (верхняя ветвь), поверхностный плазмон (нижняя).

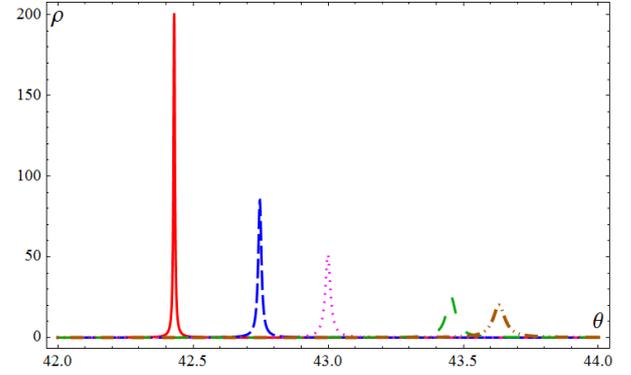


Рис.4. Коэффициент прохождения $\rho = |d|^2$ света через золотую фольгу толщиной 100 нм в зависимости от угла падения из стекла ($\varepsilon_3 = 2.25, \text{Im } \varepsilon_2 = 0.2$). Обозначения кривых совпадают с рис.2.

Амплитудный коэффициент прохождения света через слой металла толщиной h получается из уравнений Максвелла:

$$d = - \frac{4a}{(a-b)(ia-1)e^{-h\kappa} - (a+b)(ia+1)e^{h\kappa}},$$

$$\kappa = k\sqrt{\varepsilon_3 \sin^2 \theta - \varepsilon_2}, \quad a = \frac{\sqrt{\varepsilon_3(\varepsilon_3 \sin^2 \theta - \varepsilon_2)}}{\varepsilon_2 \cos \theta}, \quad b = \frac{\sqrt{\varepsilon_3 \sin^2 \theta - 1}}{\cos \theta}.$$

Коэффициент прохождения как функция угла падения изображен на рис. 4, откуда видна резкая резонансная зависимость от угла и синий сдвиг резонанса при уменьшении длины волны света. Чтобы объяснить уширение резонанса на Рис 4, надо использовать модель, учитывающую затухание электронных колебаний в металле, то есть положить $\text{Im } \varepsilon_2 \neq 0$.

Литература

- [1] L.L. Frumin, S.V. Perminov, D.A. Shapiro, *JOSA B*, **30**, 2048–2052 (2013).
- [2] P.E. Vorobev, *JETP*, **110**, 193–198 (2010).
- [3] L.L. Frumin et al, *J. Opt.*, **15**, 085002 (2013).

Перестраиваемая суб-волновая локализация в гибридном плазмонном волноводе

П.Е. Воробьев

ИТФ им. Ландау РАН, Черноголовка

Пленарная сессия

Фотоника в России: отрасль, техплатформа, «дорожная карта»

И.Б. Ковш

Лазерная ассоциация

E-mail: las@tsr.ru

В докладе последовательно рассмотрены состояние отечественной фотоники как отрасли российского хай-тека (состав, география, структура, объёмы основных секторов рынка, объёмы выполняемых НИОКР, публикационная активность), а также как одной из действующих в России с апреля 2011 г. технологических платформ (задачи, состав, деятельность, возможности и результаты). Динамика развития российской лазерно-оптической отрасли сравнивается с известной для ведущих зарубежных стран.

В июле 2013 г. Правительством Российской Федерации утверждён план мероприятий («дорожная карта») по развитию фотоники, состоящий из 7 тематических разделов. В докладе освещается установленный порядок реализации этого плана, роль основных исполнителей, ожидаемые результаты.

Излагается программа деятельности Лазерной ассоциации как координатора российской техплатформы «Фотоника».

Полые волоконные световоды - новый прорыв в волоконной оптике

И.А. Буфетов*, Е.М. Дианов

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

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

За последние ~20 лет были созданы новые типы волоконных световодов, в которых распространение света основано на принципах, отличных от полного внутреннего отражения (например, фотонно-кристаллические световоды). Отказ от полного внутреннего отражения позволяет создавать световоды с поллой сердцевиной. И в настоящее время уже созданы световоды с поллой сердцевиной с оптическими потерями менее 1.2 дБ/км на длине волны 1620 нм. Световоды такого типа могут использоваться для оптической передачи информации со скоростью света в вакууме, в качестве газовых, жидкостных или химических датчиков, для транспортировки мощного излучения в промышленных или медицинских целях, для создания новых типов источников излучения на основе нелинейных явлений (при условии заполнения сердцевины газом) и т.д. В последнее время предложены новые конструкции световодов с поллой сердцевиной (с отрицательной кривизной границы сердцевина-оболочка), отличающиеся очень малым проникновением распространяющегося по световоду электромагнитного поля в конструкционный материал световода. Это позволяет, например, использовать световоды такого типа далеко за пределами привычных областей прозрачности световодов, поскольку потери распространяющейся моды могут быть на 3 порядка ниже, чем потери излучения в материале световода. В докладе будут рассмотрены результаты последних исследований в этой области, дан обзор свойств световодов с поллой сердцевиной и обсуждены проблемы, стоящие на пути их широкого применения.

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

Использование методов математического моделирования для создания новых конфигураций волоконных лазеров

А.Е. Беднякова

*Новосибирский государственный университет, Новосибирск
Институт Вычислительных Технологий СО РАН, Новосибирск
E-mail: anastasia.bednyakova@gmail.com*

Современные волоконные лазеры являются сложными многопараметрическими, нелинейными физическими системами. Создание конкретных экспериментальных приборов требует длительного научного поиска, который зачастую нельзя реализовать в эксперименте в силу дороговизны или отсутствия необходимых компонентов, а также большого количества оптимизационных параметров. Другой проблемой является ограниченное разрешение экспериментальных измерительных приборов и отсутствие возможности напрямую измерить внутривибраторные характеристики излучения. На этапе создания и оптимизации новых волоконных лазеров эффективным решением обозначенных проблем является использование методов математического моделирования.

В докладе будут подобно описаны математические модели, которые применяются для описания различных типов волоконных лазеров [1], а также будут представлены несколько примеров наших недавних работ, в которых по результатам математического моделирования были построены волоконные лазеры с новыми характеристиками излучения.

Одним из таких примеров являются результаты теоретического и экспериментального исследования распространения диссипативных солитонов (ДС) в волоконном лазерном резонаторе в присутствии сильного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [2]. На настоящий момент генерация ДС является одним из наиболее эффективных способов получения масштабируемых по энергии мощных фемтосекундных импульсов в волоконных лазерах. Однако в работах [2] и [3] было показано, что потери энергии на генерацию шумового ВКР-импульса ограничивают дальнейший рост энергии ДС при увеличении длины резонатора. В результате моделирования модифицированной схемы волоконного лазера был найден способ положительного использования энергии ВКР-импульса и предсказано существование нового способа генерации диссипативных солитонов — рамановский диссипативный солитон (РДС). На основании результатов моделирования были проведены натурные эксперименты, в которых подтвердилось существование РДС. Продемонстрированная возможность генерации когерентного рамановского диссипативного солитона может быть использована для существенного увеличения энергии сигнала в волоконных фемтосекундных лазерах.

Ещё одним примером являются результаты моделирования импульсного волоконного лазера с аномальной внутривибраторной дисперсией, длина резонатора в котором изменяется от 1 до 8 км. Как правило, в солитонных волоконных лазерах с увеличением длины резонатора на сигнал начинает влиять рассеянное излучение, которое может накапливаться до заметного уровня и приводить к разрушению устойчивого режима лазерной генерации [7,8]. Если

длина резонатора мала по сравнению с дисперсионной длиной, рассеянное излучение удаётся уменьшить, однако данное условие накладывает дополнительные ограничения на максимальную достижимую энергию солитона. Главной особенностью предложенной схемы лазера является использование длинного участка стандартного одномодового световода в качестве активной среды, усиление сигнала в котором осуществляется с помощью двухкаскадного ВКР-преобразования излучения. Подобные схемы распределённого ВКР-усиления впервые были предложены для равномерного усиления сигнала в волоконно-оптических линиях связи [4]–[6], а их использование в лазерной конфигурации обеспечивает постоянное адиабатическое усиление солитона на длине волны 1550 нм на всём участке одномодового световода. С помощью численного моделирования было показано, что солитон испытывает адиабатическое сжатие в длинном волоконном резонаторе, при этом рассеянное излучение достаточно мало и не приводит к разрушению устойчивой генерации сигнала. Таким образом, в работе продемонстрирован способ увеличения энергии сигнала в солитонных лазерах, об экспериментальной реализации которого будет доложено на конференции.

Докладчик благодарит всех соавторов цитируемых здесь работ, а также Министерство образования и науки Российской Федерации, проект №14.В25.31.0003, за поддержку при выполнении работы.

Литература

- [1] S.K. Turitsyn, A.E. Bednyakova, M.P. Fedoruk et al, *Optics Express* **19**(9), 8394–8405 (2011)
- [2] A.E. Bednyakova, S.A. Babin, D.S. Kharenko et al, *Optics Express* **21**(16), 20556–20564 (2013)
- [3] D.S. Kharenko, E.V. Podivilov, A.A. Apolonski, S.A. Babin, *Opt. Lett.* **37**, 4104–4106 (2012)
- [4] A. Bednyakova, M. Fedoruk, P. Harper, S. Turitsyn, *Optics Express* **21**(24), 29140–29144 (2013)
- [5] J.D. Ania-Castanon, T.J. Ellingham, R. Ibbotson, X. Chen, L. Zhang, and S. Turitsyn, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 023902 (2006)
- [6] J.D. Ania-Castanon, V. Karalekas, P. Harper, and S.K. Turitsyn, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 123903 (2008)
- [7] Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, *Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов* (Физматлит, Москва, 2005).
- [8] B. Bale, O.G. Okhotnikov, and S.K. Turitsyn, *Modeling and Technologies of Ultrafast Fiber Lasers*, In *Fiber Lasers*, O.G. Okhotnikov (ed.), (Wiley-VCH, Berlin, 2012)

Прогресс в области гольмиевых волоконных лазеров и усилителей

А.С. Курков

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН
E-mail: kurkov@kapella.gpi.ru*

Гольмиевые волоконные лазеры позволяют получить генерацию в области свыше 2 мкм, что определяет их потенциальные медицинские и атмосферные применения. Одна из основных проблем создания гольмиевых волоконных лазеров заключается в выборе источника накачки. В настоящее время используется накачка тулиевым волоконным лазером в оболочку гольмиевого волокна и длинноволновым иттербиевым лазером в его сердцевину. В нашем случае используется иттербиевый волоконный лазер, что позволяет уменьшить число каскадов спектрального преобразования. Длина волны излучения иттербиевого лазера составляет 1.12-1.15 мкм.

Другая проблема состоит в выборе оптимальной концентрации легирующей примеси. Использование малых концентраций приводит к увеличению длины резонатора и уменьшению эффективности генерации из-за влияния оптических потерь, обусловленных краем полосы фононного поглощения. В то же время, при увеличении концентрации могут наблюдаться кооперативные эффекты, также снижающие эффективность лазера. При использовании активного волокна с концентрацией ионов гольмия $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ была продемонстрирована генерация с дифференциальной эффективностью более 0.4 в диапазоне 2.01-2.1 мкм.

Актуальной задачей является получение импульсного режима генерации. С использованием насыщающегося поглотителя SESAM был реализован режим пассивной синхронизации мод. Длительность генерируемых импульсов составила 890 фс на длине волны 2.085 мкм, средняя мощность – 46 мВт. Использование затвора на углеродных нанотрубках позволило получить режим пассивной модуляции добротности. Длительность импульсов составила 320 нс, энергия импульса – 118 нДж.

Практическое использование импульсных источников требует усиления сигнала волоконного или полупроводникового генератора. В нашей работе были впервые реализованы две конфигурации гольмиевого волоконного усилителя. В первом случае использовался лазер с самомодуляцией добротности. При уровне входного сигнала 35 мВт выходная мощность составила 1.12 Вт. Во второй схеме для получения импульсного сигнала использовался электрооптический модулятор. При уровне входного сигнала 0.25 мВт коэффициент усиления составил 28 дБ.

Таким образом, продемонстрированы основные принципы получения эффективной генерации излучения двухмикронного диапазона в непрерывном и импульсном режиме, а также усиления импульсных сигналов. Полученные результаты позволяют приступить к разработке излучателей пригодных для практического использования.

Волоконный лазер с самосканированием частоты: физические принципы и применения

И.А. Лобач^{1,2,*}, С.И. Каблуков^{1,2}, Е.В. Подвиллов^{1,2}, С.А. Бабин^{1,2}

¹*Институт автоматики и электрометрии СО РАН*

²*Новосибирский государственный университет*

*E-mail: ivan.lobach@gmail.com

Эффект самосканирования частоты лазера заключается в самоиндуцированной периодической динамике генерации лазерной линии (рис.1а). Впервые этот эффект был обнаружен в рубиновом лазере всего через несколько лет после демонстрации первого лазера [1]. Из-за небольшого диапазона сканирования (около 0.1 нм) эффект считался нежелательным и поэтому были разработаны различные методы для его устранения (см., например, [2]). В волоконных же лазерах эффект был заново открыт всего несколько лет назад [3-7]. При этом диапазон сканирования может достигать нескольких десятков нанометров (рис.1а), что позволяет использовать волоконный лазер с самосканированием частоты для различных спектроскопических применений. На данный момент самоиндуцированное сканирование уже продемонстрировано в разных спектральных диапазонах: около 1 мкм в иттербиевом [3-5], около 1.5 мкм в эрбиевом [6] и около 2 мкм в тулий-гольмиевом лазерах [7]. Но стоит отметить, что самосканирование наиболее изучено в иттербиевых лазерах. В частности, было показано, что самоиндуцированное сканирование частоты наблюдается только в режиме самопульсаций [4]. Динамика интенсивности лазера с самосканированием частоты близка к динамике лазера с модуляцией добротности – импульсы с длительностью порядка нескольких микросекунд (рис.1б) и с частотой повторения порядка десятка кГц. При этом динамика спектра напрямую связана с динамикой интенсивности лазера – длина волны генерации меняется от импульса к импульсу. Сдвиг частоты между импульсами определяется конкуренцией продольных мод резонатора, и поэтому кратен межмодовой частоте резонатора. Как известно, в линейном резонаторе неоднородное насыщение усиления приводит к выжиганию пространственных дыр [8], т.е. стоячая волна записывает решетку в коэффициенте усиления среды. В силу соотношения Крамерса-Кронига решетка усиления формирует фазовую решетку показателя преломления с тем же периодом [9]. Такая решетка является спектральным селектором в резонаторе, приводящим к неоднородным потерям. Было показано [10], что совместное влияние решеток усиления и показателя преломления обеспечивают необходимую для самоиндуцированного сканирования частоты селекцию мод. Селективность решеток приводит к другой особенности эффекта самосканирования – малой ширине лазерной линии. Действительно, в [4] было показано, что генерация происходит на небольшом количестве продольных мод, поэтому мгновенная ширина линии не превышает сотни МГц. Необходимым подбором параметров резонатора (коэффициент отражения зеркал, длина активной среды и ее положение в резонаторе) можно добиться, чтобы генерация каждого импульса происходила на одной продольной моде, а временная динамика состояла из регулярных импульсов. Измерение мгновенного спектра лазерной генерации в такой ситуации показало [10], что одночастотное излучение каждого импульса имеет линейное изменение частоты (т.н. чирп) величиной около 1 МГц (рис.1б). Монотонное изменение лазерной

частоты в течение длительности импульса также подтверждает идею о влиянии фазовых решеток на процесс генерации.

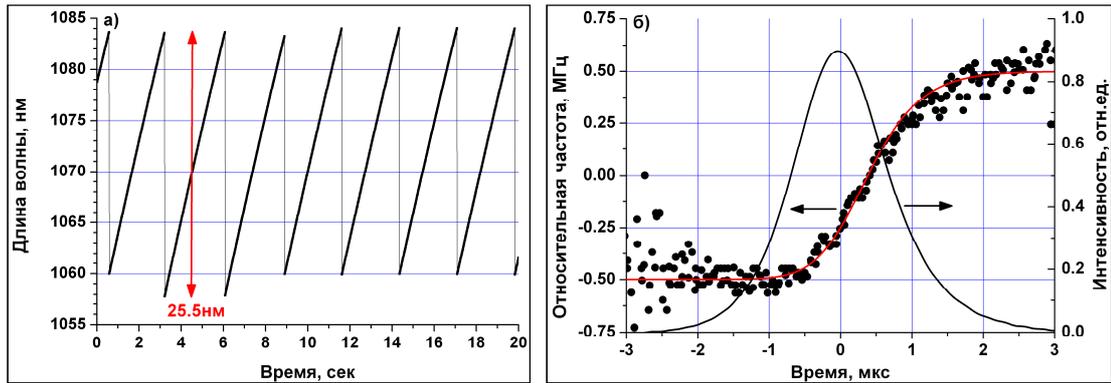


Рис. 1. а – динамика длины волны самосканирующего лазера на больших временах, б – форма единичного импульса и динамика лазерной частоты в течение импульса.

Таким образом, было показано, что волоконный лазер с самосканированием частоты представляет собой волоконный источник одночастотного излучения, перестраиваемый в широком диапазоне. В отличие от классических перестраиваемых лазеров, в которых для перестройки применяются специальные спектральные элементы, в самосканирующем лазере их роль выполняют самоиндуцированные решетки усиления и показателя преломления. Достаточно простая схема и отличные выходные характеристики самосканирующего лазера позволяют ему конкурировать с другими перестраиваемыми источниками в ряде приложений. Например, один из таких лазеров был применен для высокоразрешающей характеристики узких спектральных структур волоконных брэгговских решеток с фазовым сдвигом [11]. В этом случае удалось разрешить спектральную структуру шириной порядка 15 МГц. Частота дискретизации измеряемых спектров определялась скачком частоты между импульсами, что составляет несколько МГц.

Более детальный обзор работ по исследованию волоконных самосканирующих лазеров, описание физических принципов их работы и возможных применений будут представлены в докладе.

Литература

- [1] T.P. Hughes and K.M. Young, *Nature* **196**, 332–334 (1962)
- [2] V. Evtuhov and A.E. Siegman, *Appl. Opt.* **4**, 142–143 (1965)
- [3] A.V. Kir'yanov and N. N. Il'ichev, *Laser Phys. Lett.* **8**, 305–312 (2011)
- [4] I.A. Lobach et al, *Opt. Exp.* **19**, 17632–17640 (2011)
- [5] P. Peterka et al., *Laser Phys. Lett.* **9**, 445–450 (2012)
- [6] P. Navrátil et al, *Proc. SPIE* **8697**, 86971M–6 (2012)
- [7] X. Wang et al., *Opt. Exp.* **21**, 16290–16295 (2013)
- [8] C.L. Tang et al., *J. Appl. Phys.* **34**, 2289 (1963)
- [9] S. Frisken, *Opt. Lett.* **17**, 1776–1778 (1992)
- [10] I.A. Lobach et al, *Laser Phys. Lett.*, **11**, 045103 (2014)
- [11] I.A. Lobach and S.I. Kablukov, *J. Lightwave Technology* **31**, 2982–2987 (2013)

Висмутовые волоконные лазеры

**М.А. Мелькумов^{1,*}, А.В. Шубин¹, И.А. Буфетов¹, К.Е. Рюмкин¹,
В.Ф. Хопин², А.Н. Гурьянов², Е.М. Дианов¹**

¹ИЦВО РАН, Москва

²ИХВВ РАН, Нижний Новгород

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

Источники излучения на основе световодов, легированных висмутом могут работать в широком диапазоне длин волн от 1,1 мкм до 1,6 мкм. Именно это обстоятельство в наибольшей степени подогревает интерес к таким световодам и источникам света на их основе. Усилия, направленные на совершенствование висмутовых волоконных лазеров, усилителей и широкополосных источников излучения, за последние несколько лет привели к заметному росту КПД этих устройств. Однако, в зависимости от диапазона длин волн в котором генерируется излучение, и, соответственно, в зависимости от легирующих добавок, КПД лазеров отличается более чем в два раза. Наибольшая эффективность наблюдается в германосиликатных световодах с висмутом, генерирующих в области 1,37-1,55 мкм, где максимальный КПД уже превышает 60% [1]. В диапазоне 1,26-1,37 мкм работают фосфоросиликатные висмутовые лазеры, с максимальным КПД до 35% [1]. Сравнительно низкий уровень эффективности лазерной генерации – до 28% [2] достигнут в алюмосиликатных световодах с висмутом, работающих в диапазоне 1,1—1,22 мкм. Тем не менее, максимальный уровень мощности для всех упомянутых выше составов с висмутом превышает 10 Вт (См. Рис.1).

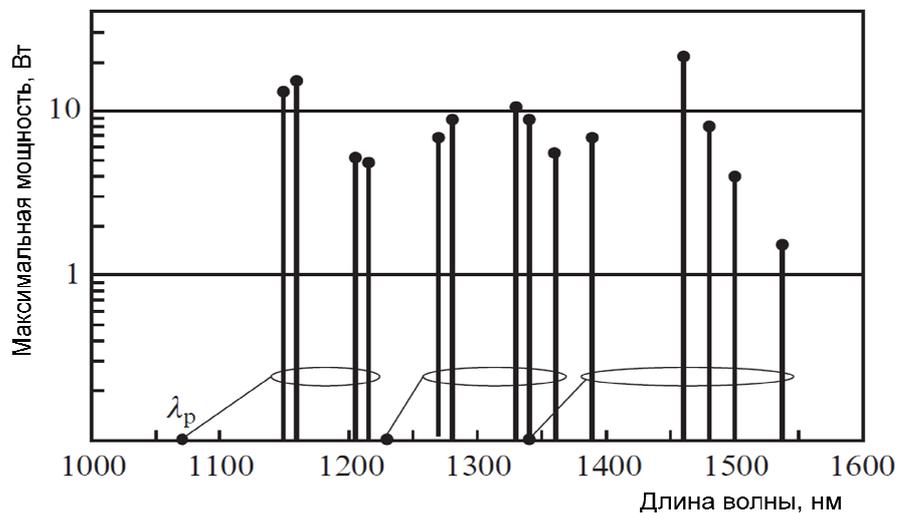


Рис. 1. Максимально достигнутые мощности в непрерывных одномодовых висмутовых лазерах на различных длинах волн.

Очевидно, что ВКР лазеры по сравнению с висмутовыми демонстрируют более высокую эффективность, зато последние позволяют создавать лазеры с модуляцией добротности [3] и с синхронизацией мод, что плохо реализуемо в ВКР лазерах.

В настоящей работе исследуется один из возможных механизмов снижения эффективности генерации висмутовых лазеров, а именно поглощение из

возбужденного состояния (ПВС). Ранее, исследования ПВС в алюмосиликатных световодах с висмутом проводились группой авторов из Саутгемптона [4]. В данной работе были исследованы различные составы активных висмутовых световодов, включая германосиликатные, фосфоросиликатные и алюмосиликатные световоды. Обнаружено, что при концентрациях активных висмутовых центров (АВЦ) соответствующих поглощению до 10 дБ/м в пике полосы в германосиликатных световодах (1400 нм) и до 3 дБ/м в фосфоросиликатных (1300 нм), ПВС не наблюдается. В алюмосиликатных световодах ПВС наблюдается при любой концентрации (соответствующее поглощение от 1 до 50 дБ/м на 1,064 мкм) АВЦ. В алюмосиликатных световодах с висмутом была измерена зависимость ПВС от концентрации АВЦ. Полученные зависимости для различных длин волн представлены на Рис. 2.

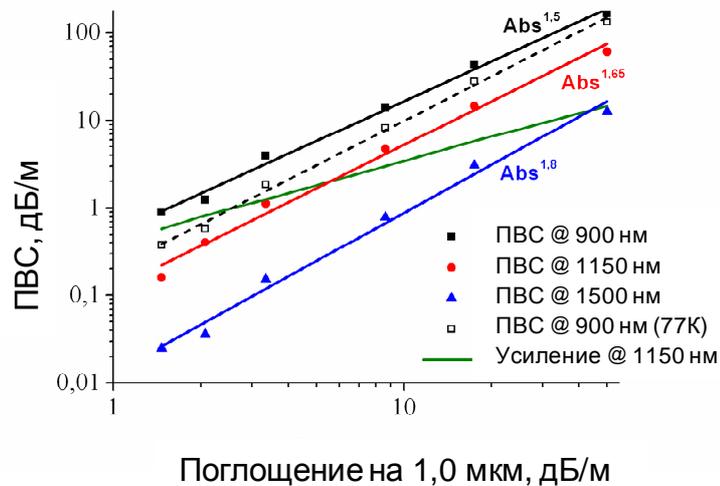


Рис. 2. ПВС в алюмосиликатных световодах в зависимости от концентрации АВЦ (поглощения на 1,0 мкм, обусловленного АВЦ)

Как видно из представленного графика, ПВС растет с ростом концентрации АВЦ не линейно, а с показателем степени около 1,65. Так же на рисунке представлен график усиления от поглощения в случае отсутствия ПВС. Видно, что при поглощении около 5 дБ/м ПВС становится больше усиления и полное усиление становится отрицательным. Таким образом, световоды с концентрацией АВЦ соответствующей поглощению более 5 дБ/м не показывают реального усиления.

Литература

- [1] A.V. Shubin, I.A. Bufetov, M.A. Melkumov, S.V. Firstov, O.I. Medvedkov, V.F. Khopin, A.N. Guryanov, and E.M. Dianov, *Opt. Lett.* **37**, 2589–91 (2012)
- [2] V.V. Dvoyrin, V.M. Mashinsky, and E.M. Dianov, *IEEE J. Quantum Electron.* **44**, 834–840 (2008).
- [3] M. Jung, M. Melkumov, V.F. Khopin, E.M. Dianov, J.Y. Kim, J.H. Lee, *Laser Phys. Lett.* **10**, 125104 (2013)
- [4] S. Yoo, M.P. Kalita, J. Nilsson and J.Sahu, *Opt. Lett.*, **34**, 530-532 (2009).

Одночастотные и импульсные лазерные источники на основе высоколегированных фосфатных волокон

П. Полынкин

Аризонский Университет, Тусон, Аризона, США

ООО "Поларус", Троицк, Россия

Email: ppolynkin@optics.arizona.edu

Разработки технологии легированных оптических волокон за последние несколько десятилетий привели к широкому внедрению волоконных лазеров и лазерных усилителей в самые разнообразные сферы производства такие как оптическая связь, обработка материалов и медицина. Силикатное оптоволокно, которое является наиболее распространённым материалом, используемым в волоконных лазерах и лазерных усилителях, может быть легировано различными оксидами редких земель, что приводит к возможности оптической накачки таких волокон и получения в них усиления на различных длинах волн. Однако, растворимость оксидов редких земель в силикатном стекле ограничена, что приводит к ограничению на коэффициент усиления на единицу длины волокна, которого можно достичь. Например, пределы легирования силикатного волокна оксидами эрбия и иттербия - приблизительно 0.1% и 1% по массе, соответственно. В применениях, в которых недостаток усиления на единицу длины волокна может быть скомпенсирован просто за счёт увеличения длины волокна, вышеупомянутое ограничение не является принципиальным. Так обстоит дело в в случаях широкополосных лазерных усилителей непрерывного действия и генераторов длинных оптических импульсов с длительностью в десятки наносекунд и выше.

Однако, существует ряд применений, в которых длина усиливающего волокна имеет принципиальное значение. Такими применениями являются генерация одночастотных оптических сигналов (именно генерация, а не усиление) а также усиление ультракоротких оптических импульсов с длительностью ниже ста пикосекунд. В первом случае, длина легированного волокна в резонаторе лазерного генератора напрямую связана с расстоянием между частотами продольных мод резонатора. Если это расстояние недостаточно велико, получить генерацию на одной моде становится невозможным. В случае усиления коротких оптических импульсов до высоких значений пиковой мощности, нелинейные эффекты начинают играть ключевую роль и могут привести к уширению спектра импульса с последующим разбиением импульса на несколько подимпульсов. Так как кумулятивная нелинейность растёт с длиной усиливающего волокна, низкое значение коэффициента усиления на единицу длины волокна приводит к жёсткому ограничению на максимальную пиковую мощность, которую удаётся достигнуть.

Желание преодолеть вышеупомянутые трудности привело к разработке технологии высоколегированных волокон на основе легкоплавких фосфатных стёкол. Такие разработки велись со второй половины 90-х годов прошлого века и продолжают вестись до настоящего времени. В настоящем докладе я ознакомлю аудиторию с основными результатами разработок в этом направлении, которые проводились в Университете Штата Аризона за последнее десятилетие. Эти

разработки, в частности, привели к демонстрациям одночастотных оптоволоконных лазерных генераторов с мощностью до 2 ватт и различных импульсных лазерных источников с длиной импульса от одного до нескольких пикосекунд и средней мощностью до 10 ватт. В настоящее время, импульсная лазерная технология, основанная на применении высоколегированного фосфатного волокна, внедряется в производство компанией Поларус в г. Троицке при поддержке Роснано и Фонда Сколково.

Фосфатные волокна, которые мы применяем, обычно легированы комбинацией оксидов эрбия и иттербия (для генерации на длинах волн вблизи 1.5 микрометра) и чистым оксидом иттербия (для генерации на длинах волн около 1 микрометра). Массовые концентрации легирования обычно находятся в пределах 20% для оксида иттербия и 1-2% для оксида эрбия. Технология MCVD для фосфатных волокон разработана не была, поэтому преформы для вытяжки волокна производятся путём механического вытачивания и полировки трубки для оболочки волокна и цилиндра для его сердцевины. Двумя ключевыми технологиями, которые были нами разработаны для интеграции высоколегированных оптических волокон в лазерные системы являются сварка фосфатных волокон между собой и со стандартными силикатными волокнами, а также технология накачки фосфатных волокон несколькими диодными источниками накачки. Эти технологии представлены на рисунке 1.

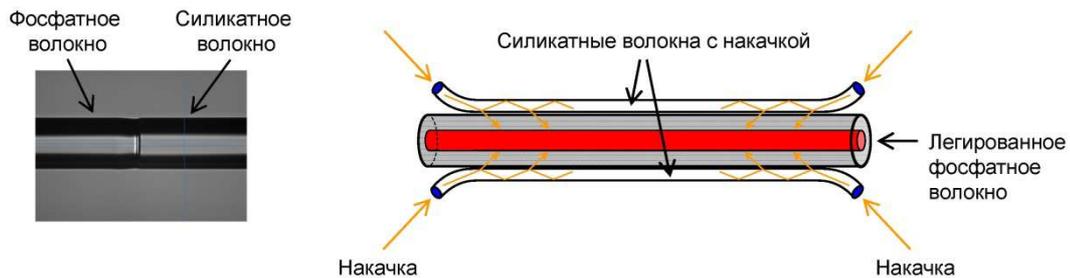


Рис. 1. Слева: Сваренные вместе фосфатное и силикатное волокна. Справа: Схема накачки активного фосфатного волокна несколькими источниками оптической накачки.

Приведём три примера использования фосфатных волоконных усилителей, которые демонстрируют уникальный потенциал таких волокон. В первом примере, фосфатное волокно длиной 11 сантиметров, легированное оксидами эрбия и иттербия с массовыми концентрациями в 1% и 8%, соответственно, используются в качестве усиливающего элемента в резонаторе одночастотного лазерного источника на 1.535 мкм. Несмотря на небольшую длину лазерного резонатора, получение одночастотной генерации напрямую оказалось затруднительным. Для преодоления этих трудностей, мы применили волоконные четвертьволновые пластинки на концах резонатора. Таким образом, встречные волны в резонаторе имеют круговую поляризацию и не создают стоячей волны, что обычно приводит к перескакиванию моды, на которой происходит лазерная генерация [1]. Максимальная мощность, которую нам удалось достичь с этим генератором составила 2 ватта, что является рекордно высоким результатом для одночастотных оптоволоконных генераторов.

Во втором примере, фосфатное волокно длиной 8 сантиметров используется в импульсном генераторе с синхронизацией мод. Импульсная генерация происходит благодаря использованию полупроводникового насыщающегося поглотителя в качестве одного из зеркал лазерного резонатора. В результате

генерация импульсов происходит на достаточно высокой частоте повторения в 550 МГц, что по крайней мере на порядок выше, чем в подобных лазерах, изготовленных с использованием силикатных легированных волокон. Средняя мощность такого лазера 0.8 ватт, при длине импульса в 12 пикосекунд [2].

Впоследствии использование подобной схемы генерации с длиной активного фосфатного волокна всего в 1 сантиметр и насыщающегося поглотителя на основе углеродных нанотрубок привело к демонстрации импульсного лазерного генератора с частотой повторения импульсов в 10 ГГц [3], что является рекордно высоким результатом для импульсных волоконных лазеров, работающих на фундаментальной резонансной частоте лазерного резонатора.

В качестве третьего примера применения фосфатных волокон, приведём лазерную систему, состоящую из импульсного генератора с синхронизацией мод и усилителя. И задающий генератор, и усилитель выполнены с использованием высоколегированного фосфатного волокна [4]. В этой системе, 15 сантиметров активного волокна используются для усиления импульсов с длиной в 1 пикосекунду до пиковой мощности в 20 кВт. Средняя мощность в этой демонстрации составила 1.5 Вт, при частоте повторения импульсов в 70 МГц. Усилительная часть подобная той, которая использовалась в этой демонстрации, в настоящее время используется в приборах, разрабатываемых в ООО Поларус в г. Троицке при поддержке Роснано и Фонда Сколково. Мы благодарим эти организации за поддержку коммерциализации наших разработок.

Литература

- [1] P. Polynkin, A. Polynkin, M. Mansuripur, J. Moloney, N. Peyghambarian, *Opt. Lett.* **30**, 2745-2747 (2005).
- [2] A. Polynkin, P. Polynkin, D. Panasenko, M. Mansuripur, J. Moloney, N. Peyghambarian, *Electr. Lett.* **42**, 157-159 (2006).
- [3] S. Yamashita et al., *Proc. SPIE*, **6453**, 64531Y1-9 (2007).
- [4] P. Polynkin, A. Polynkin, D. Panasenko, N. Peyghambarian, J. Moloney, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **18**, 2194-2196 (2006).

Волоконные и твердотельные лазеры с диодной накачкой для систем специального назначения

В.Б. Цветков

Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН

E-mail: tsvetkov@lsk.gpi.ru

В настоящее время проводится ряд работ по разработке конструкции и определению областей применения лазеров высокой средней и импульсной мощности. При этом основное внимание уделяется созданию лазерных комплексов двух основных типов – на основе химических лазеров и на основе твердотельных лазеров.

Возможность лазерного комплекса в поражении объекта зависит, главным образом, от мощности излучения лазерной системы и качества лазерного пучка. Качество пучка является мерой того, насколько хорошо может быть сфокусировано лазерное излучение на объекте. Дополнительными важными факторами, влияющими на возможность поражения, являются атмосферное поглощение и рассеяние лазерного излучения, турбулентность атмосферы, джиттер (нестабильность положения лазерного пучка на поверхности цели) и особенности конструкции цели, снижающие коэффициент поглощения лазерного излучения и ущерб от него.

Выбор рабочей длины волны лазерного комплекса зависит от нескольких основных параметров, включающих как атмосферные характеристик, так и возможность разработки эффективного и компактного лазера с нужной длиной волны излучения:

- А) Поглощение в атмосфере;
- Б) Рассеяние на атмосферных аэрозолях;
- В) Эффективность прохождения через турбулентную атмосферу;
- Г) Возможность создания лазерного комплекса (стоимость комплектующих и расходных материалов, массо-габаритные характеристики, ремонтпригодность, стойкость к воздействию внешних условий и поражающих факторов и т.д.).

Анализ влияния атмосферы на прохождение мощного лазерного излучения не дает однозначного ответа об оптимальной длине волны лазерного комплекса. Поэтому основными факторами при выборе рабочей длины волны лазерной системы должно быть попадание в одно из окон прозрачности атмосферы и возможность создания мощной лазерной системы, надежной, долгоживущей и экономически оправданной.

Химические лазеры обладают рядом преимуществ, в частности компактностью, высоким КПД, высокой удельной мощностью. Однако им свойственны также и недостатки – ограниченное время работы без перезарядки химическими реагентами и токсичность реагентов и продуктов работы (выхлопа) химического лазера. Для ряда применений цикличность работы лазерной системы не играет большой роли (воздушное базирование), однако в случае морского и наземного базирования желательно использовать достаточно мобильные лазерные комплексы с высокой автономностью.

Такую возможность предоставляют твердотельные лазеры с диодной накачкой (волоконные и лазеры на пластинчатых активных элементах). Рабочая

длина волны твердотельных лазеров, наиболее перспективных для решения задачи по созданию мультикиловаттной системы, лежит в области 1.06 мкм.

На основании оценок по воздействию мощного лазерного излучения на конструкционные материалы видно, что мощность лазерной системы, необходимая для поражения даже слабозащищенных объектов, составляет десятки киловатт. В то же время мощность единичного волоконного лазера составляет около 2 кВт, а в промышленных волоконных лазерах около 1 кВт. Мощность твердотельных лазеров с кристаллическими (или керамическими) активными элементами также находится в киловаттном диапазоне. Поэтому возможность создания мультикиловаттной лазерной системы на основе волоконных или твердотельных лазеров базируется на необходимости сложения излучения нескольких лазерных каналов.

Сложение лазерных каналов может быть организовано тремя способами – когерентное, некогерентное и спектральное сложение. Строго говоря, спектральное сложение каналов относится к некогерентному методу, но метод его реализации позволяет получить выигрыш в суммарной расходимости излучения.

При когерентном сложении излучения лазерных каналов качество пучка ухудшается незначительно. При некогерентном сложении схеме все каналы независимы друг от друга и фокусируются на объект общим объективом. При этом качество излучения ухудшается. Расходимость излучения растет пропорционально квадратному корню из числа складываемых каналов $\theta \sim \sqrt{N}$. Реальное качество пучка в 2-5 раз хуже из-за коэффициента заполнения выходной апертуры, который всегда меньше единицы.

В варианте спектрального сложения используется спектральный элемент (призма, дифракционная решетка), установленный вне резонаторов излучателей. При падении на него под различными углами излучения с разной длиной волны возможно сформировать общий световой пучок. Понятно, что в этом случае необходимым является требование возможно большего спектрального интервала между объединяемыми длинами волн.

В случае когерентного сложения N каналов на объекте происходит сложение не интенсивности излучения, а величины поля, что приводит к возможности увеличить максимальную плотность мощности на объекте в N^2 раз в результате интерференции.

В случае некогерентного сложения излучения складываются интенсивности. При этом расходимость излучения растет $\sim \sqrt{N}$ т.е. в этом случае получается выигрыш в плотности мощности на объекте в $\sim \sqrt{N}$ раз.

При спектральном сложении каналов расходимость суммарного излучения теоретически не увеличивается, что приводит к выигрышу в плотности мощности на объекте в N раз.

Таким образом, выбор длины волны и архитектуры мощной лазерной системы для воздействия на различные объекты диктуется свойствами атмосферы и существующими технологиями. Оценки возможности использования лазерных систем высокой средней мощности для воздействия на различные конструкционные материалы и фотоэлектронные компоненты большинства интересующих объектов показывают ограниченность радиуса действия примерно 10 км для реально существующих и перспективных лазерных систем.

Работа частично финансировалась в рамках Программы ОФН РАН «Фундаментальные проблемы фотоники и физика новых кристаллических материалов».

Сессия
«Импульсные волоконные и гибридные
лазеры, мощные сверхкороткие импульсы»

Фемтосекундные волоконные системы и их применения

Андрей Стародумов

Когерент

E-mail: andrei.starodoumov@coherent.com

В последние годы фемтосекундные лазерные системы находят новые применения в обработке материалов, научных, медицинских и биологических приложениях. Сверхкороткие импульсы позволяют получить более высокое пространственное разрешение, контролировать глубину обработки материала и качество боковых поверхностей. Особенно важно, что они минимизируют тепловые изменения в структуре материала и уменьшают пост-обработку материала.

Большинство фемтосекундных лазеров используют материалы легированные ионами иттербия. Yb кристаллам требуется либо яркая накачка, чтобы обеспечить усиление в квази-3-х уровневой системе, либо многопроходовая схема накачки как в дисковых регенеративных усилителях. Сделать яркую накачку с большой мощностью ~100 Вт на длинные Yb кристаллы дорого и трудно. С другой стороны, Yb световоды с накачкой в оболочку позволяют поддерживать достаточную яркость накачки по всей длине световода и обеспечивают полосу усиления для 100 фемтосекундных импульсов. Низкий порог фазовой самомодуляции в световодах и появление полупроводниковых насыщающихся поглотителей способствовали развитию компактных пикосекундных и фемтосекундных волоконных осцилляторов в последние годы. Эти факторы привели к созданию фемтосекундных волоконных master oscillator – power amplifier (MOPA) систем. Волоконные MOPA обычно используют «чирпированные» и растянутые импульсы, чтобы уменьшить нелинейные эффекты. В большинстве промышленных и медицинских применений (микромашининг и лазерная кератомия) используются энергии в диапазоне 5 - 50 мДж с импульсами 300 фс – 10 пс. Использование параллельных процессов при обработке материалов приводит к постоянному росту спроса на более высокие энергии в импульсах (> 100 мкДж) при одновременном росте средней мощности. В биомедицинских применениях, таких как многофотонная спектроскопия, используются импульсы с низкой энергией 10-30 нДж, но с более короткими импульсами ~100 фс. Дизайн волоконных фемтосекундных систем и выбор задающего генератора определяется энергией и длительностью выходного импульса.

Задающие генераторы в режиме синхронизации мод делятся на несколько категорий в зависимости от дисперсии в резонаторе, энергии в импульсе, нелинейного механизма для синхронизации мод, и принципа стабилизации импульсов. Наиболее часто используются осцилляторы с полупроводниковым насыщающимся поглотителем и генерирующие солитонные импульсы с энергиями 10-100 пДж на длинах волн 1025-1080 нм. Длительность импульса в таких лазерах меняется от 150 фс до 100 пс в зависимости от величины аномальной дисперсии в резонаторе. Из-за низкой энергии в импульсе такие лазеры требуют дополнительных усилительных каскадов в волоконных системах. Более высокие энергии от 100 пДж до 2 нДж генерируются в так называемых «dispersion mapped» лазерах. Изменения знака дисперсии внутри резонатора,

баланс усиления, потерь и фазовой самомодуляции приводят к генерации широкополосных (10-30 нм) «чирпированных» импульсов сжимаемых до суб-100 фс длительностей. Максимальные энергии в импульсе генерируются в лазерах с нормальной дисперсией (ANDi) до 30 нДж на длинах волн вблизи 1 мкм. Как правило, ANDi лазеры используют нелинейное вращение поляризации в качестве механизма синхронизации мод или нелинейный Sagnac интерферометр. Одно из преимуществ ANDi лазеров состоит в использовании длинных резонаторов, где частота повторения импульсов опускается до 1 МГц, и сравнительно длинных «чирпированных» импульсов 15-50 пс. Это позволяет избежать дополнительного модулятора для понижения частоты следования импульсов и напрямую использовать импульсы из осциллятора в усилительных каскадах.

Несмотря на высокую энергию и преимущество в стоимости, «dispersion mapped» и ANDi лазеры не всегда могут использоваться как задающие генераторы в волоконных МOPA. Мощные волоконные усилители оперируют в режимах с большим нелинейным набегом фазы. В таких режимах спектральное, временное и поляризационное качество импульсов, а также контраст импульсов играют важную роль для последующего сжатия в оптических компрессорах.

Другим важным аспектом фемтосекундной волоконной системы является модовое качество волоконного усилителя. Межмодовая дисперсия играет критическую роль в качестве сжатого импульса. Разработка строго одномодовых световодов с сердцевиной ~40 мкм и больше является приоритетной для развития мощных систем. В настоящий момент существуют несколько типов гибких световодов с накачкой в оболочку, которые используются как мощные усилители: фотонно кристаллическое оптическое волокно (ФКОВ или PCF), chirally-coupled core (3C) световод, large-mode area (LMA) световод. Предел для максимальной энергии в таких световодах с сердцевиной ~40 мкм приближается к 100 мкДж. Ожидается, что через 2 года появятся новые кристаллические (Yb:YAG) одномодовые световоды с накачкой в оболочку, которые позволят увеличить выходную энергию импульса за счёт высокой концентрации Yb и коротких световодов. Жёсткие фотонно-кристаллические стержни, короткие световоды с переменным диаметром позволяют увеличить энергию импульсов до 0.5 -1 мДж. Особенно эффективны усилители, накачиваемые в сердцевину.

Гибридные схемы, использующие волоконный задающий генератор и усилитель на лазерных кристаллах, привлекают внимание в последние годы, так как такие схемы позволяют значительно увеличить энергию в импульсе. Регенеративный дисковый усилитель и много-проходовой «slab» усилитель позволяют поднять энергии до 300 мкДж в 300 фс импульсе и до 3 мДж в суб-пикосекундном импульсе, соответственно. В настоящий момент как гибридные, так и чисто световодные фемтосекундные системы используются в промышленных применениях. Резка упрочнённого стекла для мобильных телефонов и дисплеев, микроструктуры на поверхности и внутри материалов, многофотонная спектроскопия, операции по коррекции зрения, являются наиболее успешными коммерческими применениями фемтосекундных волоконных систем.

Критическая мощность излучения при усилении фемтосекундных импульсов в полностью волоконной системе

С.В. Кукарин, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев*, С.К. Турицын

Новосибирский государственный университет

*E-mail: *kobtsev@lab.nsu.ru*

Для получения мощных ультракоротких импульсов излучения в лазерных системах традиционно используется схема усиления импульсов с их предварительным временным растягиванием (для уменьшения пиковой мощности излучения и минимизации нелинейных эффектов при усилении) перед усилителем и временной компрессией после усилителя. В волоконных лазерных системах временную компрессию часто осуществляют с помощью дискретных элементов (призм, дифракционных решёток), в то время как остальная часть системы может быть полностью волоконной. В данной работе мы исследовали возможности и ограничения временной компрессии усиленных и растянутых по времени импульсов в волокне с аномальной дисперсией.

Необходимо отметить, что создание полностью волоконной схемы для генерации мощных ультракоротких импульсов представляет собой нетривиальную задачу, что связано с большой суммарной нелинейностью волоконных систем, обусловленной большой длиной взаимодействия излучения с веществом, относительно большой дисперсией среды и высоким уровнем пиковой мощности генерируемых импульсов.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве задающего генератора использовался эрбиевый волоконный лазер с пассивной синхронизацией мод на основе полупроводникового насыщающегося поглотителя. Лазер генерировал последовательность импульсов с периодом 63 нс (а также 32 нс и 21 нс в случае гармонической синхронизации мод) на длине волны 1560 нм при средней мощности выходного излучения 5 мВт. Спектр лазерных импульсов имел характерную П-образную форму, ширина спектра составляла 12 нм (соответствует спектрально-ограниченному импульсу с огибающей sech^2 длительностью ~ 210 фс). Автокорреляционная функция (АКФ) импульсов имела ширину на полувысоте 5 пс, что соответствует длительности на полувысоте импульсов с огибающей sech^2 3.2 пс и свидетельствует о значительной частотной модуляции лазерных импульсов. Далее выходные импульсы задающего генератора растягивались во времени в волокне длиной 112 м с нормальной дисперсией $D = 6.4$ пс/нм/км и диаметром сердцевины 8 мкм. Растянутые импульсы, длительность которых была приблизительно в два раза больше длительности импульсов на выходе из задающего генератора, усиливались вплоть до уровня средней мощности излучения 1 Вт, после чего пропускались через компрессирующее волокно с аномальной дисперсией и диаметром сердцевины 25 мкм.

При относительно низких уровнях выходной мощности на выходе из волоконно-оптического компрессора регистрировалась последовательность приблизительно спектрально ограниченных импульсов с длительностью 250 фс, имеющих гладкую колоколообразную АКФ. При повышении уровня мощности импульсов до 150 мВт при частоте повторения 47.6 МГц в центре АКФ импульсов появлялся характерный пик [1,2], свидетельствующий о наличии

стохастического заполнения (суб-импульсов) вследствие распада лазерного импульса под действием модуляционной неустойчивости в оптическом компрессоре. Сделанные выводы подтверждаются результатами численного моделирования распространения лазерных импульсов (диссипативных солитонов) в компрессирующем оптическом волокне с аномальной дисперсией.

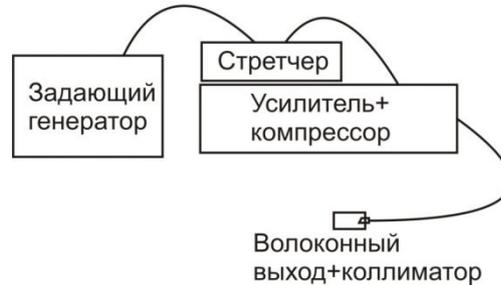


Рис. 1. Схема полностью волоконной лазерной системы.

Кроме того, в работе была получена аналитическая оценка для порядка величины предельной мощности диссипативных солитонов с огибающей sech^2 и П-образным спектром, которые могут быть сжаты в волокне с аномальной дисперсией до предела Фурье:

$$P_{\text{avg}} \leq \frac{53 \cdot c \nu \beta_2 \Delta\lambda}{\lambda^2 \gamma \ln \frac{2c\tau\Delta\lambda}{\lambda^2}} \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме, ν – частота следования импульсов, β_2 и γ – дисперсионный и нелинейный коэффициенты компрессирующего волокна, λ и $\Delta\lambda$ – средняя длина волны и ширина спектра сжимаемых импульсов, τ – ширина на полувысоте АКФ сжимаемых импульсов с огибающей sech^2 . Численные коэффициенты в выражении (1) приведены для диссипативных солитонов с П-образным спектром и огибающей sech^2 , генерируемых в лазерах с нормальной дисперсией. Аналитическая оценка получена в приближении фиксированного значения критического набег нелинейной фазы в компрессирующем волокне $\delta\varphi_{\text{max}}^{NL} \sim 10$, точность данного приближения проверялась в численном счёте и составляет порядка 1/4 порядка величины. Для использованных в работе параметров оценка (1) даёт значение критической средней мощности 120 мВт, что хорошо согласуется с экспериментом и результатами численного моделирования. Выше этой критической средней мощности излучения энергия импульса преобразуется в широкий пьедестал, не увеличивая энергию сжатой части импульса.

Авторы благодарны за государственную поддержку ведущих научных школ и молодых учёных РФ (гранты Президента НШ-4447.2014.2, МК-4683.2013.2), поддержку со стороны Минобрнауки РФ (соглашение 14.B25.31.0003; базовое финансирование), а также за поддержку в рамках программы Marie Curie FP7 (проект IRSES).

Литература

- [1] S.V. Smirnov, S.M. Koltsev, et al. Mode-Locked Fibre Lasers with High-Energy Pulses. In book "Laser Systems for Applications", pp. 39-58, ISBN 978-953-307-429-0, InTech, 2011, 308 pages.
- [2] S. Koltsev, S. Kukarin, et al, "Generation of double-scale femto/pico-second optical lumps in mode-locked fiber lasers," *Optics Express*, **17**, 20707-20713 (2009).

Генерация многоцветных диссипативных солитонов за счёт нелинейных процессов

С.А. Бабин^{1,2}, Е.В. Подивиллов^{1,2}, Д.С. Харенко^{1,2}, А.Е. Беднякова^{2,3}, М.П. Федорук^{2,3},
В.Л. Калашников⁴, А.А. Аполонский^{1,5,*}

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет

³Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск

⁴Институт фотоники, технический университет Вены

⁵Мюнхенский университет и институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг

*E-mail: apolonskiy@lmu.de

Режим генерации диссипативных солитонов (ДС) в резонаторе лазера позволяет реализовать скалируемые по энергии импульсы. В этом случае внутрирезонаторные импульсы становятся chirпованными и длинными, и необходим внешний компрессор для получения коротких импульсов. По сравнению с режимом генерации солитонов в режиме аномальной дисперсии, энергия ДС может быть на несколько порядков выше. Можно ли увеличить суммарную внутрирезонаторную энергию циркулирующих в резонаторе лазера импульсов еще выше? Одной из возможностей является использование нелинейных процессов, при которых новые импульсы генерируются на других оптических частотах, препятствуя насыщению или разрушению среды. Рамановское рассеяние является самым ярким и экспериментально простым в реализации нелинейным процессом, сопровождающимся генерацией новых спектральных компонент. Мы показали [1, 2], что при определенных условиях наряду с основным ДС можно реализовать рамановский сигнал, имеющий шумовой характер. Такой характер связан с очень высоким усилением рамановского сигнала, рождающегося на коротком участке волокна из шума. В свою очередь, рамановский сигнал может стабилизировать ДС. В случае же генерации рамановского импульса из затравки, он, взаимодействуя с ДС, может приобрести его свойства, становясь Рамановским диссипативным солитоном (РДС). Важно, что ДС и РДС распространяются вместе на определенном участке резонатора лазера, в результате чего происходит эффективная передача энергии от ДС к РДС (ДС-накачка). Параллельно РДС действует как накачка для рамановских импульсов следующих порядков. Все получающиеся таким образом диссипативные солитоны когерентны и могут иметь сравнимые длительности после внешней компрессии. В результате можно ожидать N-кратного увеличения энергии комплекса N-цветных диссипативных солитонов.

В докладе будет показано, чем определяются параметры РДС.

Как следующие шаги можно рассматривать иные нелинейные внутрирезонаторные процессы, приводящие к генерации новых спектрально разнесенных импульсов. Примером может служить четырехволновое смешение.

Литература

- [1] D.S. Kharenko, E.V. Podivilov, A. Apolonski, S.A. Babin, *Opt. Lett.* **37**, 4104 (2012)
- [2] A.E. Bednyakova, S.A. Babin, D.S. Kharenko, E.V. Podivilov, M.P. Fedoruk, V.L. Kalashnikov, A. Apolonski, *Opt. Express* **21**, 20556 (2013)

Достижение максимальной частотной стабильности волоконных лазеров с синхронизацией мод

Н.А. Коляда^{1,*}, Б.Н. Ньюшков^{1,2,3}, В.С. Пивцов^{1,2}, В.И. Денисов¹

1 Институт лазерной физики СО РАН

2 Новосибирский государственный технический университет

3 Новосибирский государственный университет

** E-mail: n.koliada@mail.ru*

В настоящее время большой интерес представляет собой создание мобильных фемтосекундных оптических часов (ФОЧ) для метрологических и спутниковых навигационных систем. Фемтосекундный синтезатор частот (ФСЧ) является основой часового механизма в конструкции современных ФОЧ [1,2]. Он используется для деления оптической частоты атомного осциллятора (оптического стандарта частоты (ОСЧ)) и обеспечивает, тем самым, возможность прямого синтеза стандартных радиочастот и формирования меток времени со стабильностью и точностью оптического стандарта. Основным блоком любого ФСЧ является задающий фемтосекундный лазер с синхронизацией мод и системой активной стабилизации. Такой лазер должен обеспечивать стабильную генерацию гребенки эквидистантных оптических частот (соответствующих продольным модам лазера) параметры которой могут быть определены с предельно высокой точностью при стабилизации по оптическому стандарту частоты.

Наиболее перспективным на сегодняшний день подходом к созданию мобильных ФОЧ представляется использование волоконной оптики в качестве основы для ФСЧ. Волоконные фемтосекундные лазеры отличаются компактностью, низким энергопотреблением и высоким КПД.

Основной целью работы являлось исследование предельной частотной стабильности волоконного эрбиевого лазера с синхронизацией мод. Была определена погрешность, вносимая системой активной стабилизации синтезатора относительно ОСЧ (относительная частотная нестабильность, выраженная через параметр Аллана), т.е. были установлены предельные возможности системы по переносу стабильности и точности оптического стандарта в синтезируемые частоты при реализации ФОЧ.

Задающий фемтосекундный эрбиевый волоконный лазер, который имеет кольцевую волоконную и линейную часть с объемными оптическими элементами, генерировал гребенку эквидистантных оптических частот шириной ~30 нм вблизи 1,56 мкм (длительность импульсов ~ 150 фс; частота следования импульсов ~ 100 МГц; средняя выходная мощность ~ 15 мВт). После усиления мощности фемтосекундного излучения в волоконно-оптическом усилителе до 200 мВт в специальном высоконелинейном волокне получено уширение данной гребенки за счет различных нелинейных эффектов (фазовая самомодуляция, четырех-волновое смешение и др. [3]). Уширение необходимо для перекрытия фемтосекундной гребенкой оптической частот рабочего спектрального диапазона ОСЧ.

В данной работе использовался вторичный ОСЧ на основе стабилизированного по молекулярному йоду Nd:YAG [4] с долговременной нестабильностью $\sim 10^{-15}$, разработанный в ИЛФ СО РАН. Для реализации фазовой

автоподстройки частоты выделенной линии гребенки относительно линии стандарта был получен сигнал биений между опорной частотой оптического стандарта (Nd:YAG/I₂) и ближайшей ($\lambda \sim 1064$ нм) оптической частотой синтезатора. В свободном режиме работы синтезатора сигнал биений испытывает сильные частотные возмущения – РЧ спектр сигнала уширен акустическим джиттером до почти 1 МГц и, как следствие, имеет неправильную (нелоренцеву) форму. Кроме того наблюдался частотный дрейф со скоростью до 0,5 МГц/сек (обусловленный тепловыми и механическими релаксационными процессами в резонаторе задающего фемтосекундного лазера синтезатора). Включение системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) заметно стабилизировало частоту биений. Ширина линии уменьшилась до нескольких килогерц.

Относительная нестабильность оптической частоты синтезатора определяется случайными отклонениями от частоты опорного оптического стандарта, за которой синтезатор должен следить по фазе с заданным постоянным смещением (в данном случае $\delta f = 8,0$ МГц). Точность слежения по фазе за опорным сигналом определяется качеством работы системы ФАПЧ, т.е. ее собственной погрешностью. Пересчет параметра Аллана для случайных отклонений значений оптической частоты синтезатора от частоты опорного оптического стандарта дает значения, соответствующие графику на Рис. 1.

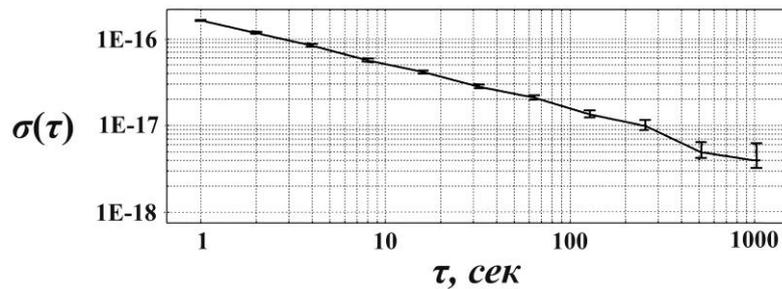


Рис.1. Параметр Аллана для измеренных значений частоты биений (разностной радиочастоты между опорным оптическим стандартом и ближайшей оптической частотой синтезатора)

Таким образом, продемонстрирован перенос долговременной стабильности выходной частоты ОСЧ на частоты фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера с синхронизацией мод. При этом минимально достижимая частотная нестабильность относительно ОСЧ составила $\sim 10^{-17}$ (за времена усреднения ≥ 100 сек). Компактность и высокая надежность делает разработанную лазерную систему перспективным кандидатом для реализации на ее основе мобильных вариантов ФОЧ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения» и Программы СО РАН «Актуальные проблемы оптики и лазерной физики» с использованием оборудования ЦКП «Фемтосекундный лазерный комплекс».

Литература

- [1] S.A. Diddams, Th. Udem et al, *Science*, **293**, 825 (2001)
- [2] S.N. Bagayev, V.I. Denisov et al, *Laser Phys.*, **14**, 1367 (2004)
- [3] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics, 4th edn.*, San Diego: Acad. Press, 2007, 552 pages
- [4] М.Н. Скворцов, М.В. Охалких и др, *Квантовая электроника.*, **34**, 1101 (2004)

Фемтосекундный эрбиевый волоконный лазер с субмикроджоульной энергией в импульсе для генерации дисперсионных волн в спектральной области <1 мкм

**М.Ю. Коптев³, Л.В. Котов^{1,2}, Е.А. Анашкина^{3,4}, С.В. Муравьев^{3,*},
А.В. Андрианов³, А.В. Ким^{3,4}, М.М. Бубнов¹, М.Е. Лихачев¹**

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Научный центр волоконной оптики Российской академии наук

²Московский физико-технический институт

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт прикладной физики Российской академии наук

⁴Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования

«Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»

*E-mail: mur@ufr.appl.sci-nnov.ru

Прогресс в разработке волоконных лазерных систем в ближнем ИК диапазоне для генерации ультракоротких импульсов с высокой пиковой мощностью во многом обусловлен практическими задачами, среди которых двухфотонная спектроскопия, биомедицина, прецизионная обработка материалов и др. В настоящее время широкое распространение получили лазерные системы, базирующиеся на использовании эрбиевых активных световодов и хорошо отработанной телекоммуникационной волоконно-оптической компонентной базы [1].

В работе демонстрируется фемтосекундная волоконная эрбиевая лазерная система, построенная в соответствии с концепцией «задающий генератор и мощный усилитель» (master-oscillator-power amplifier, MOPA). Экспериментально исследованы две схемы построения волоконной эрбиевой лазерной системы (MOPA) с высокой пиковой мощностью, базирующиеся на использовании одного и того же задающего лазера и специально разработанного активного LMA (large mode area) световода в финальном каскаде усилителя. Методом MCVD (modified chemical-vapor deposition) нами была произведена заготовка эрбиевого световода, сердцевина которой содержала ~7 мол. % Al_2O_3 , ~8 мол. % P_2O_5 и ~0.1 мол. % Er_2O_3 . Затем из нее был вытянут световод в полимерном покрытии, обеспечивающим числовую апертуру ~0.46 для излучения накачки. Диаметр поля моды в сердцевине активного волокна составил 24.7 мкм. Дисперсия групповых скоростей на длине волны 1.56 мкм оценивается в 27 пс/(нм·км). На выходе отрезка LMA эрбиевого световода длиной 3.5 м мы получили сигнал со средней мощностью 1 Вт, что соответствует энергии ~1 мкДж при оцененной длительности ~50 пс. Выходная мощность сигнала ограничивалась мощностью накачки. Для компенсации частотной модуляции усиленных импульсов применялся дисперсионный компрессор, построенный на паре дифракционных решеток (Spectrogon, 600 шт/мм). После компрессора были получены импульсы длительностью 530 фс. В силу низкой эффективности используемого компрессора при работе в области 1,55 мкм максимальная средняя мощность после сжатия составила 400 мВт, что соответствует энергии ~400 нДж. Система способна генерировать лазерное излучение в двух режимах: субмикроджоульные

импульсы длительностью ~500 фс в схеме CPA (с использованием решеточного компрессора) и импульсы с энергией ~10 нДж длительностью ~100 фс в полностью волоконном формате без внешнего компрессора.

Полученные в схеме CPA субмикроджоульные импульсы использовались в экспериментах по преобразованию излучения в сверхширокополосном диапазоне длин волн, превышающем октаву. Излучение после дисперсионного компрессора с помощью линзы заводилось в нелинейное волокно Flexcore 1060 длиной 1.5 м. Средняя мощность сигнала на выходе нелинейного световода составила 100 мВт. На приведенном на Рис. 1 спектре отчетливо виден пик на центральной длине волны 0.9 мкм, ширина которого составляет 100 нм (по уровню 3 дБ). Кроме того, в спектре присутствуют и длинноволновые компоненты, ширина суперконтинуума составляет 1400 нм (от 0.8 мкм до 2.2 мкм).

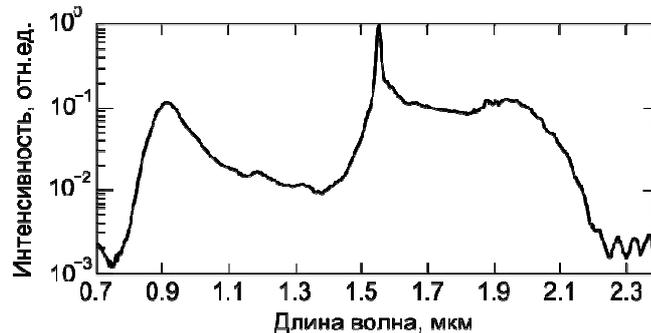


Рис. 1. Спектр сигнала на выходе нелинейного волокна при его накачке излучением с выхода системы в схеме CPA.

Наиболее эффективный механизм формирования коротковолнового излучения связан с генерацией линейных дисперсионных волн в области нормальной дисперсии оптического волокна при сжатии в процессе распространения солитонного импульса высокого порядка, расположенного в области аномальной дисперсии [2]. Отметим, что волоконно-оптические преобразователи позволяют сформировать на данном механизме когерентное излучение высокого качества в сверхшироком диапазоне длин волн, недоступном для лазерной генерации [3]. Экспериментальный результат находится в хорошем согласии с теоретическим исследованием возможности преобразования фемтосекундных импульсов из полуторамикронного диапазона в диапазон длин волн 0.8-1 мкм. Таким образом, демонстрируемая эрбиевая волоконная лазерная схема может с успехом применяться как для формирования широкополосного излучения на длине волны меньше 1 мкм, так и для генерации суперконтинуума шириной более октавы.

Литература

- [1] D. J. Richardson, J. Nilsson, and W. A. Clarkson, *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, B63-B92 (2010).
- [2] D. R. Austin, C.M. de Sterke, B.J. Eggleton, *Optics Express* **14**, 11997–12007 (2006).
- [3] H. Tu, J. Lægsgaard, et al, *Optics Express* **21**, 23188–23196 (2013).

Теоретическое описание динамики энергии в диссипативном волоконном лазере

О.В. Штырина^{1,2}, И.А. Яруткина^{1,2,*}, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3}

¹Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск

²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск

³Университет Астона, Бирмингем, Великобритания

* E-mail: i.yarutkina@gmail.com

Действие многих современных волоконных лазеров, генерирующих высокоэнергетичные импульсы, определяется комплексным взаимодействием большого числа физических эффектов, включающих в себя усиление, потери, дисперсию и нелинейность. Такие эффекты, как насыщение усиления, а также нелинейная динамика излучения в лазерном резонаторе, делают подобные лазеры еще более сложными физическими системами. Поэтому оптимизация различных конфигураций и моделирование таких лазеров является сложной задачей, требующей больших временных затрат, что делает важным поиск аналитических методов решения этих задач. Аналитические формулы позволяют уменьшить число параметров системы, которые необходимо оптимизировать с целью получения импульсов, обладающих необходимыми характеристиками, а также позволяют упростить процесс подбора параметров в математической модели для наилучшего согласования результатов расчетов с экспериментами [1].

В работе представлена теоретическая формула, описывающая изменение энергии в диссипативном волоконном лазере с кольцевым резонатором [2], состоящим из активного эрбиевого волокна, пассивного волокна, насыщающегося поглотителя и ответвителя. Оба волокна обладают нормальной дисперсией. Схема резонатора приведена на Рис. 1.



Рис. 1. Схема лазерного резонатора

Энергия на выходе из световода для приведенного кольцевого резонатора выражается следующим образом:

$$E_{out} = \frac{1-R}{R} E_{sat} \frac{1-s}{s} \exp[G(s-S)] \frac{\sinh[G(1-S)s]}{\sinh[G(1-s)S]}.$$

Здесь $S = \frac{\alpha_A L_A + \alpha_P L_P + l}{g_A L_A}$ – отношение всех потерь к полному усилению,

$s = \frac{\alpha_A L_A}{g_A L_A}$ – отношение потерь в активном световоде к полному усилению,

$R = \exp[(-l) \cdot \ln(10)/10]$ – доля энергии, сохранившейся в системе после устройства вывода, $G = g_A L_A \cdot \ln(10) \cdot 0.05$ – коэффициент усиления, E_{out} –

энергия на выходе из резонатора, E_{sat} – энергия насыщения, L_A, L_P – длины активного и пассивного световодов, g_A – усиление на единицу длины, α_A, α_P – потери на единицу длины в активном и пассивном световодах, l – потери на выходе из резонатора. Все потери и усиление выражены в дБ.

В общем случае для других схем в зависимости от расположения элементов аналогичная формула, в принципе, может отличаться от представленной в данной работе.

В ходе исследования проводилось сравнение результатов, полученных путем применения приведенной выше теоретической формулы, с результатами численных расчетов.

В ходе численного моделирования варьировались параметры $g_0 = g_A \cdot L_A$ и l . При этом остальные параметры оставались неизменными: $\alpha_A = \alpha_P = 0.2$ дБ/км, $E_{sat} = 1.12$ нДж, $L_A = 2$ м, $L_P = 10$ м.

Рис. 2 иллюстрирует зависимость результирующей энергии от значения потерь на выходе из резонатора при различных значениях полного усиления. Сплошными линиями показаны теоретические значения, пунктирными – результаты математического моделирования. Разрыв пунктирной линии при $g_0 = 28$ дБ соответствует области отсутствия устойчивой импульсной генерации, полученной в численных расчетах.

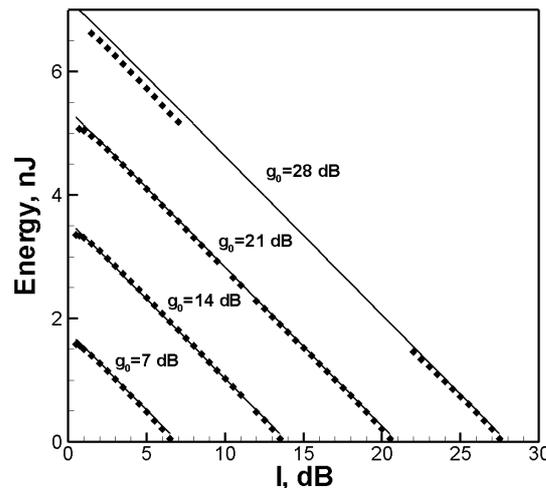


Рис. 2. Зависимость энергии выходного импульса от потерь на выходе из резонатора при различных значениях полного усиления. Сплошные линии – теоретические значения, пунктирные – результаты расчетов

Максимальное расхождение в теоретических и расчетных результатах, составляющее около 3%, обусловлено приближением о равномерности усиления, а также отсутствием учета потерь на насыщающемся поглотителе в аналитической формуле.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, гос. контракт № 14.В25.31.0003.

Литература

- [1] S.K. Turitsyn, *Opt. Express* **17**, 11898-11904 (2009)
- [2] I.A. Yarutkina, O.V. Shtyrina et al, *Opt. Express* **21**, 12942-12950 (2013)

Исследование свойств рамановских диссипативных солитонов в волоконном лазере

Д. С. Харенко^{1,2*}, С. А. Бабин^{1,2}, Е. В. Подивиллов^{1,2},
А. Е. Беднякова^{2,3}, М. П. Федорук^{2,3}, В. Л. Калашников⁴, А. А. Аполонский^{1,5}

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³ Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск

⁴ Институт фотоники, технический университет Вены

⁵ Мюнхенский университет и институт квантовой оптики Макса Планка, Гархинг

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

Исследование генерации диссипативных солитонов (ДС) в волоконных лазерах в последние годы, несомненно, является одной из «горячих» проблем современной оптики и лазерной физики. Активно изучаются как новые материалы для синхронизации мод [1], так и разнообразные режимы генерации, в частности, диссипативный солитонный резонанс, многосолитонные режимы такие как «солитонный дождь» и взаимодействие солитонов друг с другом [2]. В то же время для практических применений часто важны такие характеристики, как стабильность генерации и энергия генерируемых импульсов. Настоящая работа начиналась с исследования возможности разделения эффектов, ответственных за синхронизацию мод и формирование солитона, в результате которого была существенно увеличена длина резонатора и энергия стабильного ДС соответственно [3]. При этом возросла роль нелинейных эффектов, и, в первую очередь, вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), которое преобразует существенную долю энергии ДС в шумовой рамановский импульс на сдвинутой (стоксовой) частоте. Однако введение слабой обратной связи для рамановского импульса позволяет получить принципиально новый режим генерации — ДС на стоксовой частоте, или рамановский диссипативный солитон (РДС). Упрощенная схема установки приведена на рис. 1.

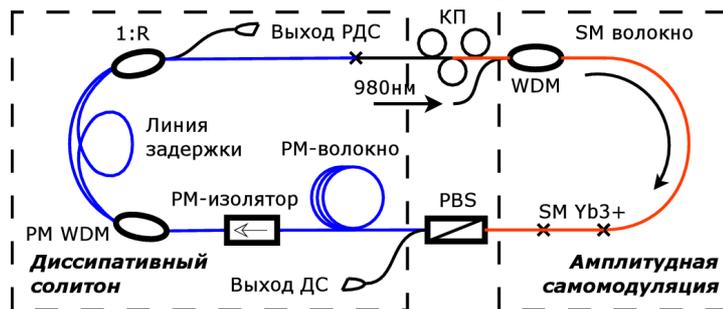


Рис. 1 Схема эксперимента для генерации РДС.

В отличие от схемы [3] после длинного отрезка PM-волокна, где формируются ДС и рамановский импульс, здесь добавлены спектрально-селективный разветвитель (PM WDM) и линия задержки. Разветвитель разделяет ДС и рамановский импульс, который проходя через линию задержки, вновь смешивается с основным ДС через широкополосный каплер с коэффициентом деления 1:R. Генерируемый в такой схеме РДС имеет оптический спектр с резкими краями, характерными для сильночирпованных ДС, генерируемых в полностью волоконном резонаторе. Его параметры (длительность, ширина спектра) близки к параметрам исходного ДС.

Экспериментально продемонстрировано сжатие РДС до длительности порядка 300 фс. ДС и РДС разделены по спектру на величину стоковского сдвига (45 нм в области 1 мкм), что позволяет разделять или объединять их при помощи волоконно-оптических фильтров. При этом важной особенностью комплекса ДС-РДС является строгая привязка импульса РДС к импульсу ДС по времени.

Существование режима генерации РДС и зависимости его параметров от параметров резонатора сначала были рассчитаны численно. Экспериментальная проверка полученных результатов необходима как для верификации правильности модели, так и для поиска новых режимов генерации. В частности, большой практический интерес представляет оптимизация величины обратной связи, необходимой для получения качественного РДС. На рис. 2 представлены спектры для основного ДС и РДС, отражающие эту зависимость. Видно, что при полном отсутствии обратной связи (коэффициент связи менее -60 дБ), спектр рамановского импульса имеет такую же форму, как и в работе [3], что соответствует шумовому импульсу. Далее при увеличении коэффициента с -50 до -27 дБ спектр существенно изменяется, ширина подложки уменьшается, края приобретают форму, характерную для сильночирпованного импульса. При этом из-за фактического уменьшения порога ВКР внутрирезонаторная энергия обоих импульсов уменьшается.

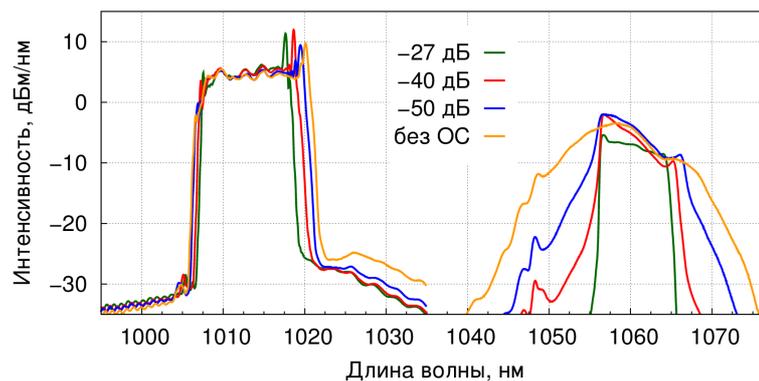


Рис.2. Экспериментальные спектры ДС и РДС при изменении величины обратной связи.

Расчёт показывает рост энергии комплекса с увеличением длины резонатора как в случае без обратной связи, так и в случае генерации РДС. При этом полученные импульсы после сжатия можно когерентно сложить друг с другом, получив в результате один импульс с большей энергией и меньшей длительностью. Кроме того, энергию РДС можно увеличить путём введения дополнительного усилителя, располагающегося в самом начале резонатора. При этом энергия накачки фактически через ДС сразу передаётся к РДС благодаря процессу ВКР, а энергия ДС изменяется не существенно. В случае же использования одинарной накачки при чрезмерном увеличении её мощности режим генерации или становится неустойчивым, или переходит в многоимпульсный режим, в котором в резонаторе одновременно циркулируют два и более независимых комплекса ДС-РДС.

В докладе будет представлено детальное сравнение результатов расчёта и эксперимента.

Литература

- [1] F. Bonaccorso, Z. Sun, T. Hasan, and a. C. Ferrari, *Nat. Photonics* **4** 611–622 (2010)
- [2] P. Grelu and N. N. Akhmediev, *Nat. Photonics* **6**, 84–92, (2012)
- [3] D. S. Kharenko, E. V. Podivilov, A. Apolonski, and S. A. Babin, *Opt. Lett.* **37**, 4104–4106 (2012)

Особенности генерации спектрального суперконтинуума в высоконелинейных гибридных волокнах

И.И. Корель^{1,2,*}, Б.Н. Нюшков^{1,2}, В.С. Пивцов¹, Н.А. Коляда¹, В.И. Денисов¹

¹Институт лазерной физики СО РАН

²Новосибирский государственный технический университет

*E-mail: ikorel@gmail.com

Генерация спектрального суперконтинуума -исключительно эффективная технология уширения спектра, используемая для создания прецизионных систем, таких как фемтосекундные оптические часы [1]. Поскольку, прецизионный синтез частот предполагает привязку фемтосекундной гребенки к оптическим стандартам частоты, ключевым является вопрос о соотношении сигнал/шум в спектральных областях, соответствующих частотам оптических реперов. Идеальной для подобной задачи можно считать генерацию суперконтинуума шириной в октаву - от 1 до 2 микрон, с центральной длиной волны 1.56 мкм.

Одним из наиболее распространенных способов генерации суперконтинуума является спектральное уширение фемтосекундных импульсов в высоконелинейных волокнах. Однако, ряд экспериментов показал [2, 3], что, для получения радиочастотных биений с удовлетворительным отношением сигнал/шум, уширенного до октавы спектра недостаточно — важным условием является длина волокна — биения удавалось регистрировать, если длина высоконелинейного волокна не превышала десятков сантиметров. В рамках общей задачи, ограничение на длину оптического волокна означает необходимость поиска компромисса между степенью спектрального уширения и когерентностью.

Исследования проводились с использованием волоконного эрбиевого лазера со средней мощностью 100-200 мВт, длительностью импульсов 100-200 фс и частотой повторений 100 МГц. Для управления шириной и огибающей спектра были изготовлены короткие (до 1 метра) гибридные высоконелинейные волокна, состоящие из двух сегментов с различными и специально подобранными профилями хроматической дисперсии. В работе приводятся полученные экспериментальные результаты и результаты численного моделирования. Обсуждается влияние шумов на когерентность краевых спектральных компонент.

Литература

- [1] S.N. Bagayev, V.I. Denisov, V.M. Klementyev, I.I. Korel et al, *Laser Phys.*, **14**, 1367 (2004)
- [2] B.R. Washburn, S.A. Diddams, N.R. Newbury et al, *Opt. Lett.*, **29**, 250 (2004)
- [3] J.W. Nicholson, M.F. Yan et al, *Opt. Lett.*, **28**, 643 (2003)

Многокаскадная генерация суперконтинуума: сравнение наносекундной и фемтосекундной накачки

**В.А. Камынин^{1,*}, А.С. Курков¹, И.А. Волков²,
А.В. Маракулин³ Л.А. Минашина³**

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва

²Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва, Саранск

³Российский Федеральный ядерный центр - Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. Е.И. Забабахина (РФЯЦ-ВНИИТФ), Снежинск

*E-mail: kamyninva@gmail.com

Источники суперконтинуума нашли широкое применение в различных областях: спектроскопия, метрология, телекоммуникация, оптическая когерентная томография и т.д. Таким образом, разработка сравнительно простых в использовании и мобильных источников широкополосного излучения путем нелинейного преобразования является актуальной задачей. Наиболее применимым является излучение суперконтинуума с повышенной плотностью мощности и заданными спектральными свойствами.

Важными характеристиками источников суперконтинуума являются: длительность и частота следования импульсов, спектральная ширина и плотность излучения. Поэтому одним из интересных вопросов является изучение эволюции излучения в зависимости от длительности импульсов. В данной работе рассмотрены два режима: фемтосекундный и наносекундный. При этом общая структура источников

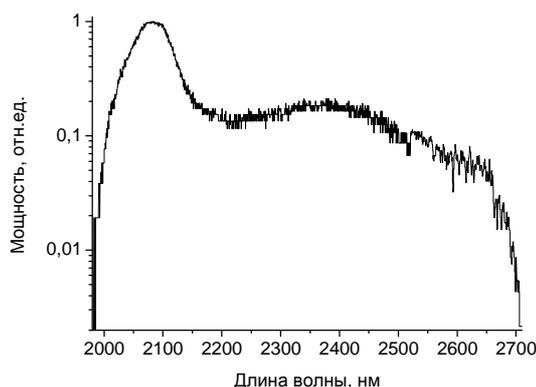


Рис. 1 Спектр выходного излучения с наносекундной накачкой.

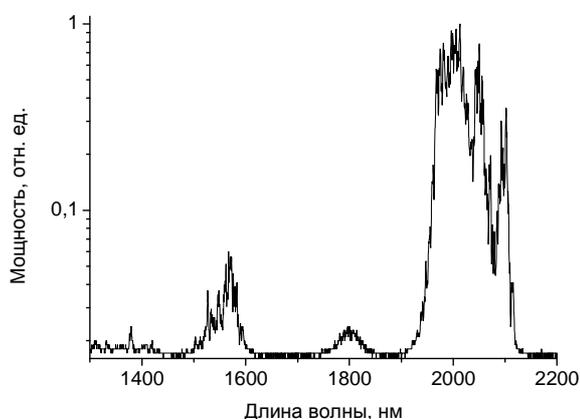


Рис. 2 Спектр выходного излучения в случае фемтосекундной накачки.

суперконтинуума была сохранена. Основное отличие заключалось в параметрах задающих генераторов.

В первом случае в качестве задающего генератора был использован эрбиевый волоконный лазер, работающий в режиме модуляции добротности с пиковой мощностью около 6 кВт и длительностью импульсов 35 нс. Во втором, была собрана схема с задающим генератором, работающим в режиме синхронизации мод. Для

увеличения пиковой мощности выходное излучение данного лазера запускалось в эрбиевый волоконный усилитель. Далее излучение распространялось в германатном световоде, где происходило нелинейное преобразование. Гольмиевый волоконный усилитель использовался для трансформации полученных спектров суперконтинуума и увеличения плотности мощности в области 2-2,2 мкм.

Для наносекундных импульсов, кроме усиленного спектра суперконтинуума получена каскадная ВКР-генерация в области аномальной дисперсии (Рис. 1). В случае фемтосекундных импульсов уширение спектра не такое значительное (Рис. 2). Данные отличия могут быть вызваны различными режимами ВКР процесса.

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

Влияние акустического и теплового шума на динамику случайного Бриллюэновского лазера

А.А. Фотиади^{1,3,4,*}, И.А. Лобач², Р. Mégret¹

¹University of Mons, bldv.Dolez, 31, Mons, B-7000 Belgium

²Институт автоматики и электрометрии РАН, Новосибирск

³Ульяновский государственный университет, Ульяновск

⁴Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С. Петербург

*E-mail: Andrei.Fotiadi@umons.ac.be

Бриллюэновская случайная лазерная генерация описывается как кооперативный процесс ВРМБ усиления и обратного Рэлеевского рассеяния. Недавние эксперименты, проведенные в длинных волокнах, показали особую чувствительность этого процесса к внешним воздействиям. В эксперименте [1] наблюдалась конкуренция режима лазерной генерации с обычным ВРМБ процессом: осциллограммы излучения лазера имеют качественно различные протяженные участки - участки, где временные флуктуаций мощности и их статистика типичны для лазерного излучения и участки типичные классического ВРМБ. В настоящем докладе рассмотрена модель кооперативного процесса, включающая воздействие внешнего акустического и теплового шума, и приведены расчеты, описывающие влияние шума на динамику генерации.

Суть Бриллюэновской случайной лазерной генерации заключается в том, что ВРМБ механизм обеспечивает эффективное усиление оптического сигнала в однородной полосе усиления порядка ~ 10 МГц, а обратное Рэлеевское рассеяние - рассеяние на замороженных неоднородностях волокна, создает распределенную обратную связь, приводя к строгой селекции частоты лазерной генерации ν_{s0} [2].

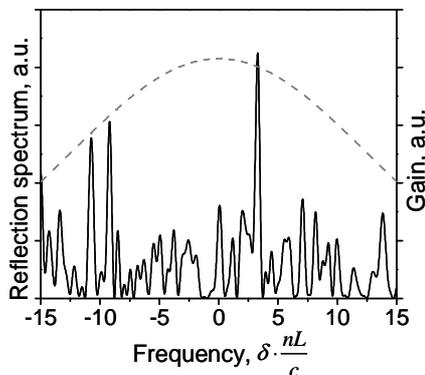


Рис.1. Пример спектра отражения Рэлеевского зеркала

Математически Рэлеевское рассеяние описывается как отражение высококогерентного излучения от распределенного зеркала с локальными рефлекторами $h\rho(x_i)$, замороженными в точках x_i вдоль волокна ($x_{i+1} - x_i \equiv h$). Хотя значения $\rho(x_i)$ случайны, для данного невозмущенного волокна набор $\{\rho(x_i)\}$ строго фиксирован. Коэффициент отражения такого зеркала для конкретного волокна имеет

сильную зависимость от отстройки частоты оптического сигнала $\delta = \nu_s - \nu_{s0}$:

$$R(\delta) = h^2 \sum_i \rho(x_i) \rho^*(x_i) + \sum_i \sum_{m \neq i} \exp \left[i4\pi\delta h \frac{n}{c} (m-i) \right] \rho(x_i) \rho^*(x_m)$$

Спектр $R(\delta)$ (Рис.1) представляет собой случайную функцию с пиками разной случайной амплитуды, расстояние между которыми в среднем определяется длиной волокна L : $\langle \Delta\delta \rangle = c/nL$ - в линию эффективной ВРМБ лазерной генерации в среднем попадает $N = \Delta\nu L n/c$ число пиков, (для $L \sim 200$ м и 20 км $N \sim 10$ и 1000, соответственно). Воздействие на волокно внешних акустических и тепловых полей приводит к модуляции оптической длины

волокна и к смещению рассеивающих центров $\rho(x_i)$ из начальных точек x_i к \tilde{x}_i : $\tilde{x}_{i+1} - \tilde{x}_i = h[1 + s_i]$, где $s_i \equiv s(x_i, t) \ll 1$ - модулирующий фактор. При однородном воздействии на волокно коэффициент отражения сигнала на резонансной частоте ν_{s0} в зависимости от $s(t)$ описывается выражением $R(\delta + \nu_{s0}s(t))$. Таким образом, внешнее воздействие не меняет структуры спектра отражения, а приводит лишь к его перемещению как целого. Перемещение пропорционально функции $S(t) = 2\pi s(t)\nu_{s0}n/cL$, которая описывает изменение набега фаз резонансного излучения на длине волокна и связана с вариациями температуры волокна T и акустического давления p : $S = \kappa_1 TL + \kappa_2 pL$ через известные κ_1 и κ_2 . При изменении $S(t)$ на 2π спектр отражения сдвигается на $\langle \Delta\delta \rangle$.

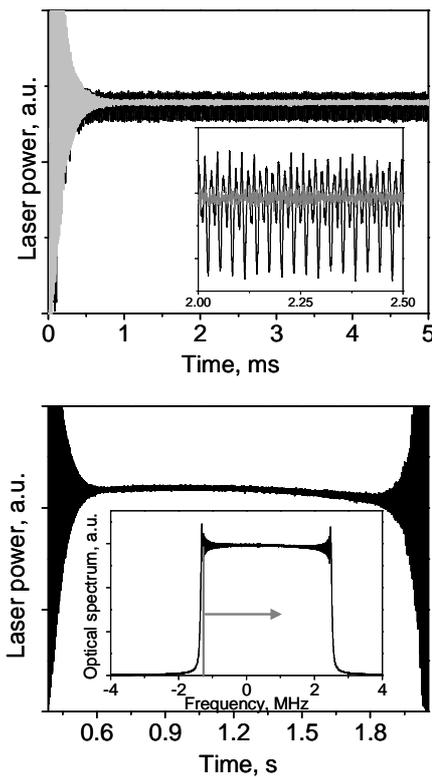


Рис.2. Примеры моделирования случайной ВРМБ генерации.

На Рис.2 приведены примеры моделирования случайной ВРМБ генерации в 20 км волокне для двух случаев. В первом (Рис.2а), функция $S(t) = A \sin(2\pi ft)$, где $f = 3\text{кГц}$, $A = 0.2 \cdot 2\pi$ - параметры типичные для акустических флуктуаций на уровне лабораторного шума. Такие флуктуации приводят к дрожанию спектра с амплитудой $0.2 \langle \Delta\delta \rangle$ и проявляются в увеличении переменной составляющей лазерной генерации (Рис.2а, серая кривая - без модуляции), а в спектре, к появлению гармоник, отстоящих от линии генерации на кратные f частоты.

Во втором примере (Рис.2б), $S(t) = 275 \cdot 2\pi t$, что соответствует росту температуры волокна на $\sim 0.03^\circ\text{C}$ за 1 сек. Модуляция приводит к линейному сдвигу спектра со скоростью $\sim 3\text{МГц/с}$, что проявляется в спектре лазерного излучения как сканирование частоты лазерной генерации от левой границы (начало генерации, серая линия), до правой границы, где происходит ее срыв из-за ухода из области достаточного усиления.

Таким образом, оценки показывают, что влияние акустического шума приводит к увеличению шума интенсивности в лазере, уширению полосы генерации и, следовательно, к уменьшению области устойчивости узкополосной генерации. В то время как температурные флуктуации на уровне сотых градусов приводят к срыву генерации.

This work was supported by the European FP7 IRSES, IAPVII/35 project of the Belgian Science Policy and programs of Ministry of Education and Science of the RF.

Литература

- [1] A.A. Fotiadi, I. Lobach, P. Mégret, "Dynamics of ultra-long Brillouin fiber laser," Proc. SPIE 8601, Fiber Lasers X: Technology, Systems, and Applications, 86011K (2013)
- [2] A.A. Fotiadi, R.V.Kiyan, *Opt. Lett.* **23**, 1805-1807 (1998)

Высокоэффективная каскадная генерация волоконного лазера со случайной обратной связью

С.А. Бабин^{1,2,*}, И.Д. Ватник¹, А.Ю. Лаптев³, М.М. Бубнов⁴, Е.М. Дианов⁴

¹Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³Институт химии высокочистых веществ РАН, Нижний Новгород

⁴Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

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

В отличие от обычных лазеров, свойства генерируемого излучения которых определяются структурой мод резонатора, в т.н. «случайных» лазерах генерационные характеристики обуславливаются процессами многократного рассеяния в разупорядоченной усиливающей среде. В качестве такой среды обычно используются порошки лазерных кристаллов или полупроводников, суспензии лазерных красителей с рассеивающими наночастицами, как в объёме, так и внутри полого световода [1]. Случайные лазеры обычно излучают в импульсном режиме, имеют сложную изрезанную структуру спектра и диаграммы направленности, которые однако можно существенно улучшить за счёт перехода к меньшей размерности среды [1]. Если для обратной связи использовать рэлеевское рассеяние на естественных неоднородностях показателя преломления кварцевого стекла, а для усиления – эффект вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), оказывается возможным получить стабильную узкополосную лазерную генерацию в обычном пассивном волоконном световоде без каких-либо элементов резонатора (отражателей, селекторов и т.д.) [2]. Такой одномерный случайный лазер - волоконный лазер со случайной распределённой обратной связью (СРОС) за счёт рэлеевского рассеяния назад - имеет принципиально лучшие характеристики по сравнению с объёмными случайными лазерами. А в отличие от обычных волоконных ВКР-лазеров с регулярными (точечными и распределёнными) отражателями, рэлеевские СРОС-лазеры генерируют «безмодовое» излучение и не имеют принципиальных ограничений по длине [2], могут достаточно просто перестраиваться по частоте [3], генерировать на многих линиях внутри контура ВКР-усиления первой стоксовой компоненты [4], а также осуществлять каскадное преобразование в стоксовы компоненты более высоких порядков [5]. При этом равномерность перестроечной характеристики и распределения мощности по линиям оказывается на порядок лучше, чем для перестраиваемого и многоволнового вариантов обычного волоконного ВКР-лазера с точечными отражателями. Предельная эффективность генерации СРОС-лазера определяется только распределёнными потерями из-за рэлеевского рассеяния во все стороны, которые можно уменьшить путём укорочения световода, однако при этом возрастет порог генерации. Так для волоконного световода длиной 850 метров получена рекордная эффективность генерации первой стоксовой компоненты (около 70 % - абсолютная, около 100 % - квантовая) при мощности накачки 11 Вт [6].

В данной работе исследуется возможность получения высокоэффективной каскадной генерации в схеме волоконного лазера с рэлеевской случайной распределённой обратной связью. Также как и в работе [6], в качестве активной среды использовался фосфосиликатный волоконный световод [7], отличающийся от стандартных германосиликатных световодов наличием компоненты с большей величиной стоксова сдвига частоты (1330 см^{-1} для P_2O_5) в дополнение к стан-

дартным ($440\text{--}450\text{ см}^{-1}$ для $\text{SiO}_2/\text{GeO}_2$). Для получения каскадной генерации на первой и второй стоксовых компонентах длина световода была увеличена до 1650 м. Накачка осуществлялась с помощью волоконного иттербиевого лазера с длиной волны генерации 1115 нм, излучение которого заводилось в исследуемый фосфосиликатный световод через спектрально-селективный ответвитель (WDM) со специально подобранными характеристиками. Дальний конец световода был сколот под углом $>10^\circ$ для устранения влияния френелевского отражения. Для снижения пороговой мощности генерации, к одному сигнальному концу ответвителя было приварено волоконное зеркало Саньяка. При увеличении мощности накачки до 3 Вт достигался порог генерации первой стоксовой компоненты (P_2O_5) с длиной волны 1308 нм. При превышении порога проходящая мощность накачки резко падала практически до нуля, а выходная мощность генерации достигала значений, сравнимых по абсолютной величине со значениями проходящей мощности накачки, полученными путём линейной экстраполяции допороговой прямой (сплошная линия на Рис. 1а). При мощности накачки ≥ 8 Вт был превышен порог каскадной генерации второй стоксовой компоненты ($\text{SiO}_2/\text{GeO}_2$) с длиной волны 1398 нм. При этом мощность первой стоксовой компоненты резко падала, а мощность генерации второй стоксовой компоненты так же приближалась к линейной экстраполяции допороговой прямой для мощности накачки.

Таким образом, абсолютное значение эффективности преобразования по отношению к входной мощности накачки составляет около 50% как для первой, так и для второй стоксовой компоненты. Квантовая эффективность преобразования, посчитанная как отношение числа генерируемых квантов к числу квантов накачки с учетом потерь в световоде оценивается как 110% и 100% для первой и второй компонент соответственно. Относительное увеличение количества квантов на выходе объясняется уменьшением рэлеевских потерь с ростом длины волны. Детальный анализ полученных результатов будет представлен в докладе.

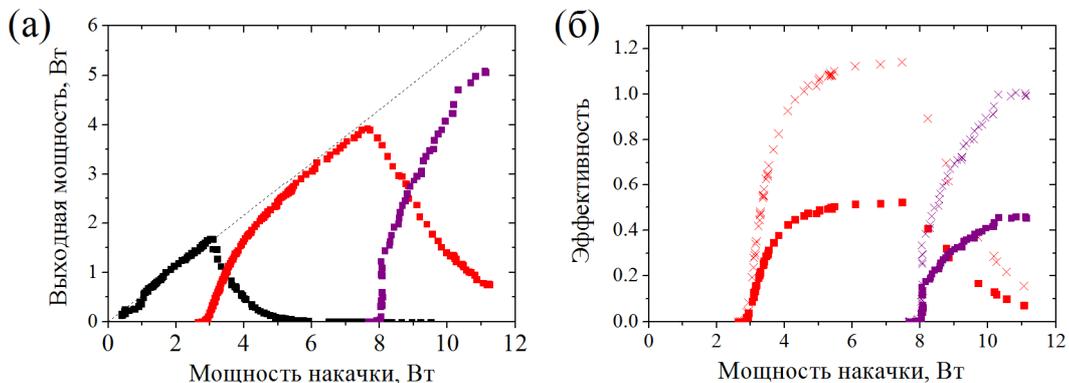


Рис.1. (а) Мощность накачки (черные), первой стоксовой компоненты на 1308 нм (красные) и второй стоксовой компоненты на 1398 нм (фиолетовые) на выходе из световода; (б) соответствующая абсолютная оптическая (квадраты) и относительная квантовая (кресты) эффективность преобразования для первой и второй стоксовых компонент.

Литература

- [1] C.J.S. de Matos, L.S. Menezes, A.M. Brito-Silva et al. *Phys. Rev. Lett.* **99**, 153903 (2007).
- [2] S.K. Turitsyn, S.A. Babin, A.E. El-Taher, et al., *Nature Photonics*, **4**, 231-235 (2010).
- [3] S.A. Babin, A. E. El-Taher, P. Harper, et al. *Phys. Rev. A* **84**, 021805(R) (2011).
- [4] A. E. El-Taher, P. Harper, S.A. Babin, et al. *Optics Letters*, **36**, 130 (2011).
- [5] I.D. Vatnik, D.V. Churkin, S.A. Babin, S.K. Turitsyn. *Opt. Express*, **19**, 18486-18494 (2011).
- [6] I.D. Vatnik, D.V. Churkin, S.A. Babin, *LPHYS 2013* (Prague, 15-19 July 2013), paper 8.2.3.
- [7] E.M. Dianov, M.V. Grekov, I.A. Bufetov, et al. *Electr. Lett.* **33**, 1542-1544 (1997).

Генерация ультрафиолетового излучения на длине волны 266 нм в кристалле LBO

Д.Г. Никитин^{1,2,*}, О.А. Бялковский², О.И. Вершинин^{1,2},
В.А. Тыртышный², Б.Л. Давыдов^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²НТО «ИРЭ – Полюс»

*E-mail: dimonnikitin@gmail.com

Источники лазерного ультрафиолетового (УФ) излучения используются в полупроводниковой промышленности, для микрообработки стекол, пластиков, керамики [1]. Применение УФ излучения обусловлено высокой энергией квантов и возможностью фокусировать излучение в перетяжки малые размеров.

Одним из способов получения УФ излучения является использование нелинейно-оптического преобразования частоты излучения иттербиевого или неодимового лазера ($\lambda = 1064$ нм). Обычно, генерацию четвертой гармоники (ГЧГ) получают путем удвоения второй. Для данной задачи можно использовать нелинейно-оптические кристаллы: ВВО, CLBO, LB4, DKDP. Ведется поиск кристаллов устойчивых к долговременному воздействию мощного УФ излучения в режиме генерации четвертой гармоники. Исследуются новые кристаллы для ГЧГ: YAB, CBF.

Кристалл трибората лития – LBO (LiB_3O_5) обладает широкой областью прозрачности 170 – 2600 нм, высоким порогом оптического разрушения, малым углом сноса, большими полуширинами синхронизмов и выращивается в больших количествах по отработанной технологии. Благодаря этим свойствам LBO широко используется для генерации третьей гармоники (355 нм) [2]. К сожалению, в LBO отсутствует синхронизм для удвоения частоты излучения на длине волны 532 нм. Однако получать излучение на длине волны 266 нм возможно путем нелинейного сложения частот фундаментального излучения ($\lambda=1064$ нм) и его третьей гармоники ($\lambda=355$ нм) в режиме фазового синхронизма первого типа ($oo \rightarrow e$, $\varphi=61^\circ$, $\theta=90^\circ$) [3,4].

Данная работа посвящена исследованию процесса генерации четвертой гармоники в нелинейно-оптическом кристалле трибората лития по однопроходной схеме. Оптическая схема экспериментальной установки представлена на Рис.1. Иттербиевый волоконный лазер генерирует одномодовое линейно поляризованное излучение на длине волны 1064 нм, средней мощностью 25 Вт, с длительностью импульсов 1,5 нс и частотой повторения 1 МГц. Данное излучение последовательно преобразуется в излучение на длине волны 266 нм в трех кристаллах LBO.

Получено 3,3 Вт средней мощности излучения на длине волны 266 нм. Эффективность преобразования ИК излучения в четвертую гармонику составила 14 %, насыщение эффективности преобразования не достигнуто (Рис.2). При этом наблюдалось падение мощности и деградация качества выходного пучка. За время ~1 час мощность четвертой гармоники снижалась на 10%.

Под действием УФ излучения в кристалле LBO образуются дефекты. Проведено сравнение времени деградации кристалла при генерации УФ излучения средней мощностью 1 Вт при диаметрах перетяжек ~ 60 и ~ 250 мкм. Падение мощности на 10% наблюдалось за время ~10 и ~100 часов соответственно.

Полученные дефекты в кристалле LBO для генерации четвертой гармоники удалось визуализировать с помощью фотокамеры. Мы считаем, что дефекты образуются в объеме LBO, так как их форма и количество остаются неизменными после полировки торцов кристалла.



Рис.1. Оптическая схема генерации четвёртой гармоники частоты излучения волоконного Yb-лазера.

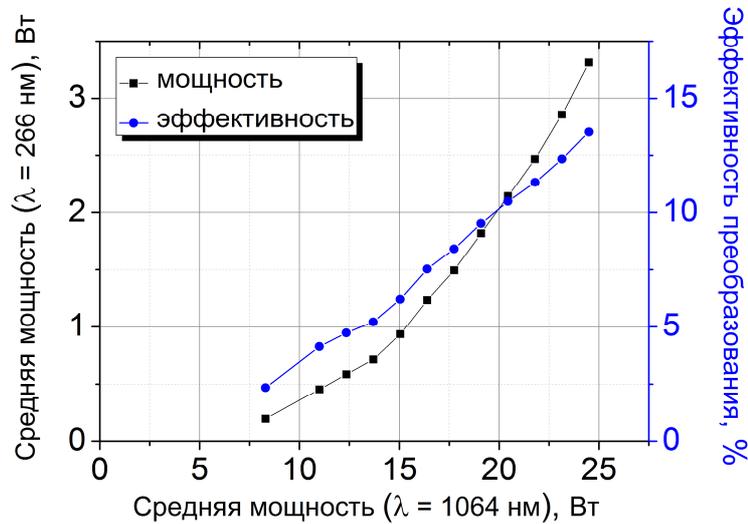


Рис.2. Выходная средняя мощность и эффективность преобразования при генерации УФ излучения с $\lambda=266$ нм в зависимости от средней мощности фундаментального излучения накачки с $\lambda=1064$ нм.

Литература

- [1] *Solid-state lasers and applications*, ed. by B.J. Thompson, 2007, 510
- [2] V. Gapontsev, V. Tyrtshnyy et al, *Opt. Express* **21**, 3715-3720 (2013)
- [3] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, D.N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, Germany: Springer Series in Optical Sciences, 1999, 413
- [4] R. Wu, J. D. Myets et al, *Advanced Solid-State Lasers* **20**, 377-380 (1994)

Исследование стабильности волоконных удвоителей частоты при воздействии интенсивного излучения на длине волны 532 нм

**П.А. Новиков, О.И. Медведков, А.Ф. Косолапов, М.В. Яшков,
С.А. Васильев, А.В. Гладышев***

Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

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

Волоконные световоды, обладающие квадратичной нелинейностью $\chi^{(2)}$, представляют несомненный интерес для практических применений. Квадратичная нелинейность в волоконных световодах возникает в процессе температурного полинга [1], который заключается в создании сильного постоянного электрического поля E_{dc} , «вмороженного» в объеме стекла. Реализованная на практике величина квадратичной нелинейности в кварцевых световодах составляет $\chi^{(2)} \approx 0,1 - 0,25$ пм/В [2], что позволило продемонстрировать полностью волоконную генерацию второй гармоники с эффективностью преобразования 15% при пиковой мощности накачки всего 207 Вт [3]. Достигнутый уровень технологии температурного полинга волоконных световодов позволяет рассчитывать на генерацию второй гармоники с эффективностью более 50 % при использовании пиковой мощности накачки, введенной в световод, порядка 1 кВт. При этом, интенсивность излучения второй гармоники будет составлять порядка 10^9 Вт/см² и возникает вопрос о стабильности квадратичной нелинейности под воздействием интенсивного оптического излучения.

Влияние оптического излучения на стабильность $\chi^{(2)}$ исследовалось ранее в работах [4, 5], при этом был выявлен многофотонный характер оптического стирания квадратичной нелинейности и были получены различающиеся зависимости снижения величины $\chi^{(2)}$ во времени.

В данной работе мы исследовали стирание квадратичной нелинейности в полностью волоконных удвоителях частоты под воздействием интенсивного ($\sim 10^9$ Вт/см²) излучения на длине волны 532 нм. Стирающее излучение было получено удвоением (в кристалле КТР) частоты лазера YAG:Nd, работающего в режиме модуляции добротности ($\tau_1=200$ нс, $f_1=1200$ Гц) с синхронизацией мод ($\tau_2=100$ пс, $f_2=76$ МГц). Получены кривые спада $\chi^{(2)}$ во времени отличающиеся от наблюдавшихся в работах [4, 5].

В качестве образцов для полинга использовались отрезки ($L = 20$ см) германосиликатного световода с диаметром сердцевины 6 мкм и разницей показателей преломления сердцевины и оболочки $\Delta n = 0,0075$. Оболочка световода имела два параллельных сердцевине воздушных отверстия диаметром 55 мкм, в которые вводились электроды. Температурный полинг всех образцов проводился в течение 20 минут при температуре 220 °С и приложенном внешнем напряжении 8 кВ. Квадратичная нелинейность $\chi^{(2)}$ в заполигovaných образцах подвергалась периодическому стиранию УФ излучением ($\lambda=244$ нм, $F=10$ Дж/см²) с пространственным периодом 61,8 мкм вдоль световода, в результате чего обеспечивалось условие фазового квазисинхронизма для генерации второй гармоники в области $\lambda \approx 775$ нм. Пик второй гармоники регистрировался экспериментально с помощью оптического анализатора спектра. В качестве

накачки использовалась длинноволновая часть спектра излучения источника суперконтинуума. Мерой квадратичной нелинейности в образцах служила величина $\sqrt{P_{2\omega}}$, где $P_{2\omega}$ – спектральная плотность мощности в максимуме пика второй гармоники.

Методика исследования оптического стирания $\chi^{(2)}$ заключалась в следующем: стирающее излучение на длине волны 532 нм, вводилось в полингованный световод на фиксированные интервалы времени Δt , в перерывах между которыми проводилась характеристика величины $\chi^{(2)}$ в образце. Полученные значения $\chi^{(2)}(t)$ нормировались на начальную величину $\chi^{(2)}(0)$ измеренную перед оптическим стиранием. В результате, строился график зависимости нормированной величины квадратичной нелинейности от времени.

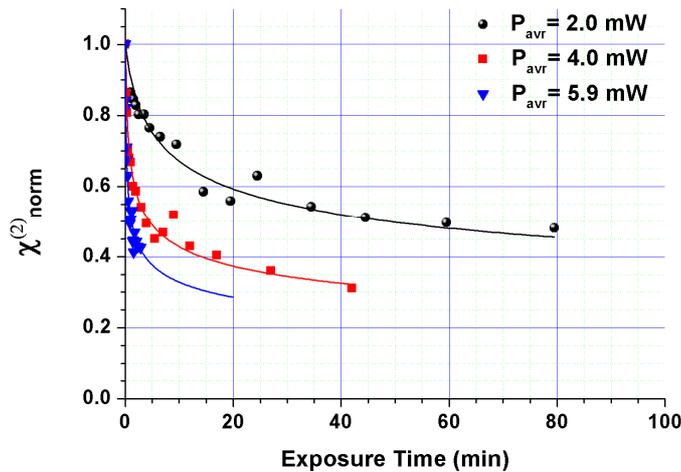


Рис.1. Зависимости нормированной квадратичной нелинейности от времени облучения образцов при различной мощности стирающего излучения. Средняя мощность $P_{avr}=1$ мВт соответствует пиковой мощности 515 Вт. Длина волны стирающего излучения составляла $\lambda=532$ нм.

Результаты экспериментов, проведенных в данной работе, подтверждают сам факт стирания квадратичной нелинейности оптическим излучением видимого диапазона, а также многофотонный механизм стирания $\chi^{(2)}$. Полученные временные зависимости $\chi^{(2)}_{norm}(t)$ хорошо аппроксимируются функцией вида

$$\chi^{(2)}_{norm}(t) = \frac{1}{\sqrt[5]{1 + A \cdot t}},$$

что существенно отличается от данных, опубликованных

другими авторами [4, 5]. Сравнительный анализ результатов данной работы с работами других авторов будет представлен на конференции. Также будут обсуждаться возможности повышения оптической стабильности квадратичной нелинейности в полностью волоконных удвоителях частоты.

Работа выполнена при финансовой поддержке ЕС в рамках программы FP7 (грант №288786)

Литература

- [1] R.A. Myers et al., *Opt. Lett.* **16**, 1732-1734, (1991)
- [2] W. Margulis et al., *Opt. Express* **17**(18), 15534-15540, (2009)
- [3] A. Canagasabey et al., *Opt. Lett.* **34**, 2483-2485, (2009)
- [4] F. Ouellette et al., *Opt. Lett.* **13**, 515-517, (1988)
- [5] H.G. de Chatellus et al., *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3018-3020, (2001)

Нелинейно-оптические свойства жидких кристаллов, интегрированных с оптическими волокнами

С.И. Трашкеев^{1,*}, Б.Н. Ньюшков^{1,2,}, В.М. Клементьев¹, А.Н. Кудрявцев³**

¹*Институт лазерной физики СО РАН*

²*Новосибирский государственный университет*

³*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН*

**E-mail: sitrskv@mail.ru*

***E-mail: nyushkov@laser.nsc.ru*

В настоящее время интенсивно изучаются нелинейно-оптические свойства сред, обозначаемых термином "мягкая материя", таких как жидкие кристаллы (ЖК). Одна из уникальных особенностей подобных сред – аномально высокие нелинейные восприимчивости. В частности, в ЖК была экспериментально продемонстрирована светоиндуцированная квадратичная оптическая нелинейность с показателем эффективной восприимчивости на несколько порядков выше, чем в твердых кристаллах [1]. В общем случае оптическая нелинейность ЖК имеет смешанный ориентационно-электронный характер.

Данная работа посвящена изучению генерации гармоник нематическими ЖК, находящимися в оптическом контакте с волоконными световодами, используемыми для ввода и вывода излучения, рис.1. Для накачки ЖК использовались волоконные лазерные системы ближнего ИК диапазона в непрерывном режиме и режиме ультракоротких импульсов. Незначительная разность в показателях преломления ЖК и кварцевых волокон, а также крайне высокая плотность мощности излучения накачки, получаемая на торце одномодовых волокон, позволяют реализовать эффективное преобразование оптических частот в микроскопических объемах ЖК (менее 10^{-3} мм³) [2].

В ЖК, интегрированных с волокном, кроме несинхронной генерации 2-й гармоники (ГВГ), была достигнута высокоэффективная автосинхронная генерация 3-й гармоники (ГТГ) при накачке фемтосекундным излучением [3]. При определенных условиях реализуется одновременная генерация 2-й, 3-й и 4-й гармоник, рис.2. Исследование температурных зависимостей ГВГ и ГТГ вблизи точки фазового перехода ЖК позволило подтвердить светоиндуцированный механизм возникновения квадратичной восприимчивости в ЖК и достичь предельной эффективности ГТГ (сравнимой с квантовым пределом) [4]. Помимо преобразований частоты в экспериментах наблюдались такие нелинейно-оптические явления, как самофокусировка, пространственные солитоны и турбулентность.

Частотные преобразования излучения сопровождаются структурными изменениями в самой среде ЖК. Получено управляемое образование точечных дисклинаций с целой и полуцелой дискретностью, ориентационные солитоны и структурная турбулентность [2]. Во многих наблюдаемых процессах одним из интересных свойств с точки зрения практического использования является возможность управления с помощью слабого стационарного или квазистационарного (радиочастотного) внешнего электрического поля [2,3].

Продemonстрированная высокая эффективность частотного преобразования излучения в ЖК (например, до $\sim 10^{-1}$ в 3-ю гармонику [4], $\sim 10^{-2}$ в разностную частоту [1]) дает основание полагать, что использованный подход может быть

эффективен для получения когерентного излучения в труднодоступных спектральных диапазонах, включая УФ и ТГц.

Использованные в экспериментальной работе оригинальные нелинейные оптические системы на основе ЖК, интегрированных с оптическим волокном, и волоконных лазерных источников излучения достаточно просты конструктивно и надежны. Эти системы могут послужить основой для разработки и создания нового поколения интегральных волоконно-оптических элементов с разнообразными нелинейно-оптическими свойствами и возможностью динамического управления ими. Такие элементы позволят создавать предельно компактные высокоэффективные источники и преобразователи когерентного излучения различных спектральных диапазонов, а также могут найти применение в спектроскопии сверхвысокого разрешения ТГц диапазона, новых био- и медицинских технологиях, телекоммуникационных технологиях и оптической криптографии.

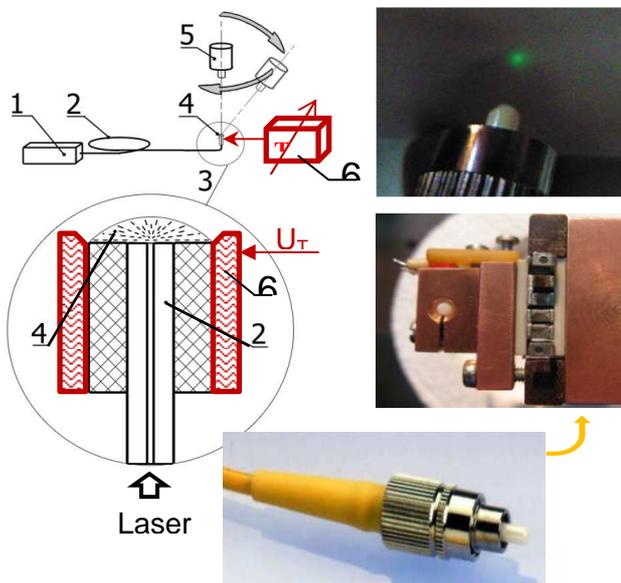


Рис.1. Схема эксперимента, основные узлы и ГТГ.

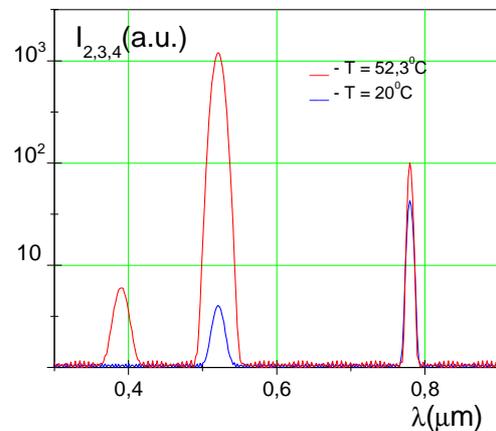


Рис.2. Генерация трех гармоник одновременно при разных температурах.

Литература

- [1] S.I. Trashkeev, V.M. Klementyev et al, *Quantum Electronics* **38**, 4, 373-376 (2008)
- [2] S.N. Bagayev, V.M. Klementyev et al, *J. Phys.: Conf. Series* **345**, 012018 (2012)
- [3] B.N. Nyushkov, S.I. Trashkeev et al, *Quantum Electronics* **43**, 2, 107-113 (2013)
- [4] B.N. Nyushkov, S.I. Trashkeev et al, *ICONO/LAT 2013*, 18-22 June, Moscow, Russia.

Влияние нестабильности генерации фемтосекундных импульсов волоконного эрбиевого лазера на эффективность их преобразования в терагерцовое излучение

Н.А. Николаев^{1,*}, Н.Н. Гуляева^{1,2}

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

²Новосибирский государственный технический университет

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

Работа выполнена на широкополосном терагерцовом спектрометре с разрешением во времени (в зарубежной литературе – Time-domain terahertz spectrometer). Для генерации и регистрации терагерцового излучения используются лазерные импульсы волоконного эрбиевого лазера компании Toptica: средняя мощность – 220 мВт, длина волны излучения – 1550 нм, длительность и частота следования импульсов – 90 фс и 78 МГц.

Генерация терагерцового излучения осуществлялась двумя способами: методом оптического выпрямления в нелинейном кристалле, и методом преобразования лазерных импульсов на поверхности узкозонных полупроводников. В первом случае использовался кристалл GaAs с ориентацией (110), во втором полупроводники InAs и InSb с электронной и дырочной проводимостью ориентации (111) помещенные в магнитное поле. Регистрация терагерцового излучения основана на электрооптическом эффекте Поккейса в нелинейном кристалле GaAs ориентации (110) и реализована в поляризационно-оптической схеме.

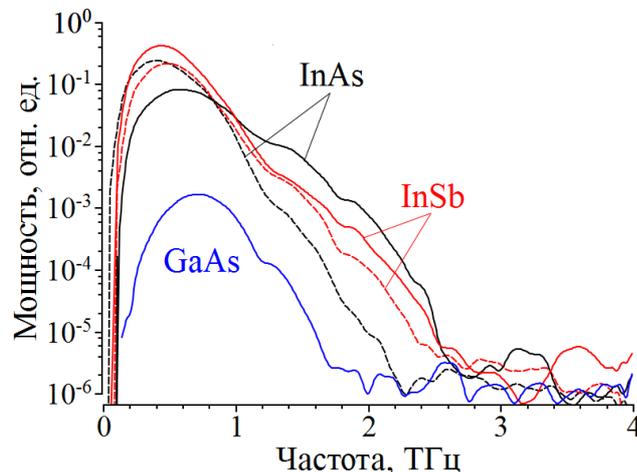


Рис. 1. Спектры терагерцового излучения, генерируемого в различных материалах. Для полупроводников InAs и InSb штриховой и сплошной линией отмечены материалы с дырочной и электронной проводимостью соответственно.

В работе экспериментально исследована эффективность преобразования фемтосекундных импульсов в терагерцовое излучение вышеуказанными методами в стабильном и нестабильном режиме генерации лазера. Сравнение результатов, полученных в разных режимах, позволило извлечь дополнительную информацию об эффектах генерации терагерцового излучения и их вкладах.

Показано, что эффективность генерации методом преобразования лазерных импульсов на поверхности полупроводников выше, чем эффективности метода оптического выпрямления в нелинейном кристалле (Рис. 1). Установлено, что наименее чувствительным к нестабильности генерации фемтосекундных импульсов является полупроводник InAs, за счет доминирования токовых эффектов генерации терагерцового излучения, реагирующих на энергию лазерных импульсов и нечувствительных к изменению амплитуды и фазы их спектральных компонент.

Литература

- [1] В.Д. Анцыгин, А.А. Мамрашев и др., *Автометрия* **46**, 110–117 (2010)
- [2] В.Д. Анцыгин, Н.А. Николаев, *Автометрия* **47**, 23–30 (2011)

Параметрическое преобразование частоты при накачке узкополосным волоконным самосканирующим лазером

Е.А. Злобина*, И.А. Лобач, С.И. Каблуков

Институт автоматизации и электрометрии СО РАН

E-mail: ZlobinaKaterina@gmail.com

В настоящее время параметрическая генерация, основанная на эффекте четырехволнового смешения в фотонно-кристаллических волоконных световодах (ФКВС), является перспективным методом получения новых длин волн когерентного излучения с большими частотными отстройками (≥ 100 ТГц) как в импульсном [1], так и в непрерывном режиме [2].

Для эффективного параметрического преобразования необходимо выполнить условие фазового синхронизма взаимодействующих волн, которое чаще всего осуществляется вблизи длины волны нулевой дисперсии (ДВНД) световода. ДВНД зависит от структуры ФКВС и может меняться от 0,5 до 1,3 мкм, позволяя проводить исследования с субмикронной длиной волны накачки. В области 1 мкм перспективными источниками накачки для создания полностью волоконных параметрических лазерных систем являются иттербиевые волоконные лазеры (ИВЛ) с высокой плотностью мощности и диапазоном генерации от 1,01 до 1,13 мкм. Используя такой оптический источник, в предыдущей работе мы реализовали непрерывный волоконно-оптический параметрический генератор (ВОПГ) с мощностью генерации до 460 мВт [3]. Перестройка ВОПГ осуществлялась в диапазоне от 0,95 до 1,01 мкм при изменении длины волны накачки путем механического сжатия (разжатия) волоконной брэгговской решетки. Для некоторых практических применений, например, в спектроскопии, необходимо иметь стабильный автоматически перестраиваемый источник излучения. К настоящему времени параметрическое преобразование частоты сканирующих лазеров исследовалось только с накачкой вблизи 1,5 мкм [4,5]. В данной работе для получения нового диапазона генерации в качестве источника накачки впервые предлагается использовать ИВЛ с самосканированием частоты в области 1,05 мкм [6]. Такой лазер также имеет узкополосный спектр излучения $\Delta\nu < 1$ МГц, что позволяет прописать спектральный контур параметрического усиления с высоким разрешением.

В работе исследуется параметрическое преобразование длины волны излучения сигнального узкополосного лазерного диода ($\lambda = 975$ нм) при накачке узкополосным ИВЛ с самосканированием частоты. Источник накачки генерирует стабильные импульсы длительностью 2 нс, с частотой повторения 100 кГц, пиковой мощностью 7,5 Вт и областью самосканирования 1045 – 1065 нм. Излучение накачки и сигнала заводится через волоконный ответвитель в отрезок двулучепреломляющего ФКВС LMA5-PM длиной 18 м. На рис. 1 сплошной линией представлены спектры параметрической генерации при сканировании длины волны излучения накачки, пунктирная линия – теоретический контур параметрического усиления для фиксированной длины волны сигнала и перестраиваемой накачки. Экспериментальная ширина области усиления хорошо согласуется с теорией. Из рис. 1 видно, что в двулучепреломляющем световоде существуют два контура усиления, соответствующие поляризации накачки либо

вдоль медленной, либо вдоль быстрой оси световода. Запись каждого спектра проводилась с помощью спектрографа LSA Angstrom/HighFinesse с временем измерения ~ 1 мс. За это время лазер накачки генерировал 100 импульсов, и его частота (длина волны) изменялась на 1 ГГц (3,6 пм). При этом изменение длины волны генерации оценивается как 7,2 пм. Ширина регистрируемого спектра ≈ 50 пм соответствует аппаратной функции используемого спектрографа. К сожалению, из-за узкого спектра излучения накачки в ФКВС появляется конкурирующий процесс вынужденного рассеяния Манделштама-Бриллюэна (ВРМБ), который ограничивает пиковую мощность заводимой в световод накачки до 3 Вт, что приводит к малой эффективности преобразования. ВРМБ также затрудняет реализацию ВОПГ с накачкой самосканирующим ИВЛ. В дальнейшем необходимо увеличить порог ВРМБ, например, уширив спектр излучения накачки с помощью фазового модулятора.

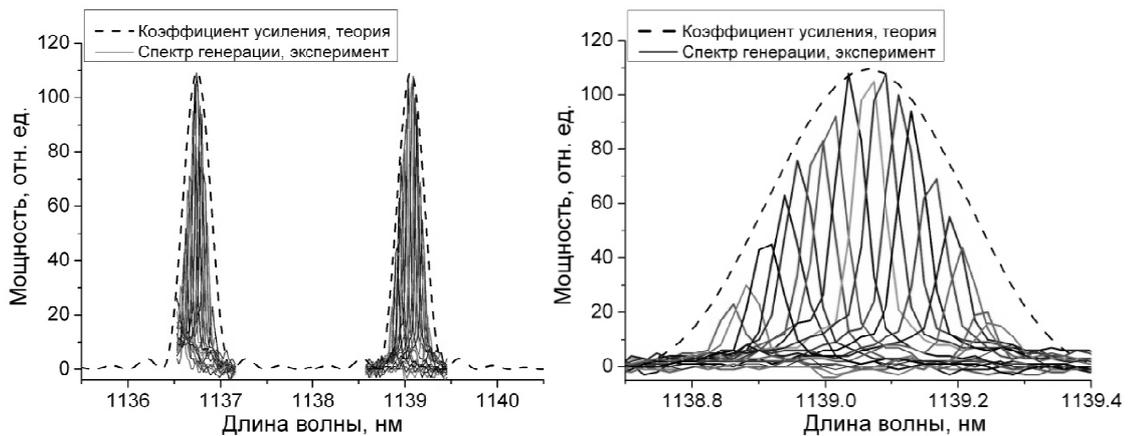


Рис.1. Экспериментальные спектры генерации (сплошная линия) и теоретический контур параметрического усиления для фиксированной длины волны сигнала и перестраиваемой накачки (штриховая линия): а) для двух поляризационных мод; б) приближенная область вблизи 1139 нм.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована возможность применения самосканирующего ИВЛ в качестве источника накачки при параметрическом преобразовании частоты.

Литература

- [1] A. Herzog, A. Shamir, and A.A. Ishaaya, *Opt. Lett.* **37**, 82-84 (2012)
- [2] E.A. Zlobina, S.I. Kablukov, S.A. Babin, *J. Opt. Soc. Am. B* **29**, 1959-1967 (2012)
- [3] E.A. Zlobina, S.I. Kablukov, S.A. Babin, *Opt. Express*, **21**, 6777-6782 (2013)
- [4] Y. Zhou, K.K.Y. Cheung, Q. Li, S. Yang, P.C. Chui, K.K.Y. Wong, *Opt. Lett.* **35**, 2427-2429 (2010)
- [5] B.P.-P. Kuo, N. Alic, P.F. Wysocki, S. Radic, *J. Lightwave Technol.* **29**, 410-416 (2011)
- [6] I.A. Lobach, S.I. Kablukov, E.V. Podivilov, S.A. Babin, *Laser Phys. Lett.* **11**, 045103 (2014)

Параметрическое трехволновое взаимодействие с учетом отстройки от фазового синхронизма

Р.Н. Минвалиев

Ульяновский Государственный Университет

E-mail: romeldd@mail.ru

Параметрические межволновые взаимодействия охватывают широкий круг нелинейных процессов и явлений: возбуждение второй гармоники, генерацию суммарных и разностных волн, параметрическое усиление, распадную неустойчивость и другие.

Как отмечается в большинстве работ, эффективность параметрических процессов снижается при появлении отстройки от фазового синхронизма по волновым числам. Однако, в случае реального параметрического взаимодействия достижение фазового синхронизма весьма сложно. Между тем, отстройка от фазового синхронизма способна существенно изменить дисперсионные характеристики взаимодействующих волн и, следовательно, динамику совокупного волнового пакета (ВП) [1, 2]. В частности, в определенных случаях отстройка от фазового синхронизма оказывается тем параметром, изменение которого позволяет эффективно управлять динамическими режимами соответствующих параметрических генераторов.

В работе приведено решение системы уравнений, описывающих трехволновое параметрическое взаимодействие при наличии квадратичной нелинейности, а так же при наличии как квадратичной, так и кубической нелинейностей.

В среде с квадратичной нелинейностью при наличии большой отстройки от фазового синхронизма возникает эффективная межмодовая связь между сигнальной волной и холостой в результате чего происходит перекачка энергии из одной волны в другую. Наличие связи позволяет эффективно управлять лазерным излучением, как в стационарном, так и импульсном режиме. Эффективное управление осуществляется за счет того, что эффективная дисперсия ПИ зависит от коэффициента межмодовой связи (от интенсивности накачки), следовательно, меняя интенсивность накачки, можно управлять эффективными дисперсионными параметрами. Для режима полного фазового синхронизма полученные результаты совпадают с приведенным в работе [3]. При этом дисперсионные параметры световода (реализующего режим трехволнового взаимодействия в поле мощной низкочастотной волны накачки) определяются в общем случае, как мощностью волны накачки, так и способом ввода излучения в световод, а также величиной параметра отстройки от фазового синхронизма и могут достигать значительных величин.

В среде с кубической и квадратичной нелинейностями происходит распад высокочастотной волны накачки на две волны – сигнальную и холостую. Каждая из указанных волн, в свою очередь, распадается на два парциальных волновых пакета с разными значениями чирпа и скоростями максимума огибающей. Таким образом, трехволновое взаимодействие фактически переходит в пятиволновое.

В работе получены выражения для скоростей максимумов огибающих парциальных импульсов с учетом параметров вводимого излучения (мощность, скорость частотной модуляции, способ введения в световод) и параметра световода (значения кубической и квадратичной нелинейности, дисперсионные

параметры). В средах с кубической керровской нелинейностью для частотно-модулированных лазерных импульсов при наличии отстройки от фазового синхронизма возможно распространение максимумов огибающих импульсов со скоростями, большими скорости света в вакууме (в том числе и при отсутствии начальной ЧМ). Достижение высоких скоростей (в том числе больше скорости света в вакууме) на конечных расстояниях способно приводит к огромным ускорениям максимумов огибающих соответствующих ПИ. При этом достижение СС скоростей распространения максимумов огибающих ПИ не противоречит СТО, а является следствием эффекта переформировки.

Так же в работе показано, что в метаматериалах, представляющих из себя туннельно-связанные световоды, в одном из которых реализуется отрицательное значение показателя преломления, возможно создание магнитоуправляемых резонаторов. При этом возможно управление отражательной способностью структуры с помощью внешнего магнитного поля за счет изменения величины туннельной связи волн и длины взаимодействия встречных волн. Получены условия параметрической генерации излучения в квадратично-нелинейном метаматериале, обладающими свойствами «левой» среды.

Полученные в ходе работы результаты могут найти приложения при использовании параметрических процессов для усиления сигнала, генерации второй лазерной гармоники, генерации ультракоротких и сверхмощных импульсов излучения, генерации излучения терагерцового диапазона, а так же создания сверхбыстродействующих логических элементов принципиально нового типа.

Литература

- [1] И.О. Золотовский, Р.Н. Минвалиев, Д.И. Семенцов, *Оптика и спектроскопия*, **109**, 637 – 642 (2010)
- [2] И.О. Золотовский, Р.Н. Минвалиев, Д.И. Семенцов, *Оптика и спектроскопия*, **110**, 307 – 310 (2011)
- [3] А.П. Сухоруков, А.К. Сухорукова. *Письма в ЖЭТФ*, **34**, 200 – 203 (1981)

Многочастотные методы исследования спектра усиления Мандельштама-Бриллюэна

О.Г. Морозов, А.А. Талипов*

Казанский национальный исследовательский технический университет имени А.Н. Туполева

**E-mail: talipov.anvar@gmail.com*

Вынужденное рассеяния Мандельштама-Бриллюэна является результатом рассеяния света акустическими волнами. Возбужденные тепловыми полями акустические волны (акустические фононы) осуществляют периодическую модуляцию показателя преломления волокна. В результате брэгговской дифракции индуцированная решетка показателя преломления рассеивает излучение накачки. Соответственно происходит появление смещенных по частоте стоксовой и антистоксовой составляющих. Этот процесс может быть вынужденным, когда интерференция лазерного излучения и стоксовой волны усиливает акустическую волну через механизм электрострикции. Так как рассеянный свет подвержен доплеровскому эффекту, сдвиг частоты, обусловленный ВРМБ, зависит от звуковой скорости. Сильное затухание звуковых волн в кварце определяет форму СУМБ. Рост интенсивности стоксовой волны характеризуется коэффициентом усиления $g_{MB}(\nu)$. Экспоненциальное затухание акустических волн приводит к тому, что спектр усиления $g_{MB}(\nu)$ будет иметь форму Лоренца [1].

Исследование спектра усиления, вызванного эффектом ВРМБ в одномодовом оптическом волокне, необходимо в ряде применений [2-5]. Сдвиг частоты Мандельштама-Бриллюэна составляет порядка 10-20 ГГц, а усиление Мандельштама-Бриллюэна наблюдается в полосе пропускания 20-100 МГц. Основными характеристиками для нахождения являются центральная частота, добротность и коэффициент усиления.

Типовой метод определения характеристик контура усиления базируется на применении двух лазеров: одного – для накачки ВРМБ, а другого – для зондирования сформированного спектра усиления [6]. Недостаток метода - необходимость контроля разницы частот двух источников. Метод [7] решает эту задачу, и основан на преобразовании комплексного спектра ВРМБ из оптической области в электрическую с помощью однополосного АМ излучения с подавленной верхней боковой полосой. Применение этого метода не всегда действенно, так как сохраняется характерная невысокая чувствительность измерений, аналогично методу представленному в работе [8], с измерениями двухполосным АМ зондирующим излучением в широкой полосе частот (10-20 ГГц).

Разработанные нами методы исследования спектра усиления Мандельштама-Бриллюэна базируются на применении многочастотного зондирующего излучения. Метод, основанный на использовании преимуществ однополосной модуляции и двухчастотного зондирующего излучения, характеризуется высокой разрешающей способностью, повышенным практически на два порядка отношением сигнал/шум измерений (перенос спектра информационного сигнала в область минимальных шумов фотоприемника), простотой предложенных алгоритмов нахождения центральной частоты, добротности контура и коэффициента максимального усиления Мандельштама-

Бриллиуэна. Методы двухчастотного сканирования и маломодового зондирования являются модернизацией метода с однополосной модуляцией, и базируются на технологии, представленной в работе [9], с целью улучшения отношения сигнал/шум измерений.

Для преобразования комплексного спектра ВРМБ из оптической области в электрическую применяется однополосная модуляция, прямое или гетеродинное детектирование. Нахождение характеризующего положения составляющих многочастотного излучения в контуре усиления осуществляется через коэффициент амплитудной модуляции их огибающей и разность фаз между огибающими зондирующих и прошедших через контур составляющих.

Литература

- [1] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics. Academic Press, Boston, MA, (1989).*
- [2] X.P. Mao , et al, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **4**, 66–69 (1992)
- [3] A. Loayssa, et al, *Opt. Lett.* **25**, 1234. (2000)
- [4] R. Bernini, et al, *IEEE Sensors Journal* **3**, 36–43. (2003)
- [5] I. Oh, et al, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **14**, 358–360 (2002)
- [6] I. Shibata, et al, *Opt. Lett.* **13**, 595–597 (1988)
- [7] A. Loayssa, et al, *Optics Lett.* **29**, 638-640 (2004)
- [8] A. Loayssa, et al, *Electron. Lett.* **37**, 367–368 (2001)
- [9] O.G. Morozov, *Proc. of SPIE* **7026**, 70260J (2007).

Сессия
«Применения волоконных лазеров: связь»

Когерентные DWDM системы связи высокой емкости

О.Е. Наний^{1,2}, В.Н. Трещиков^{2,*}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

²НТЦ Т8

*E-mail: vt@t8.ru

В связи с ростом объемов передаваемой информации потребность в увеличении скорости передачи информации растет на всех уровнях, начиная с локальных сетей и соединений между компьютерами и заканчивая дальними транспортными сетями, охватывающими всю планету. В сетях дальней связи задача увеличения пропускной способности волоконно-оптических линий связи при сохранении дальности без регенерационной передачи информации стоит наиболее остро. Для ее решения в настоящее время во всем мире на смену системам с канальной скоростью 10 Гбит/с и прямым детектированием приходят когерентные оптические системы с канальными скоростями 40 и 100 Гбит/с [1-3]. Когерентное детектирование в новом поколении систем связи позволяет увеличить объем передаваемой информации, используя спектральное и поляризационное уплотнение каналов а также спектрально-эффективные форматы модуляции, в частности, формат DP-QPSK (Dual Polarization – Quarter Phase Shift Keying).

В докладе рассматриваются технологии и требования к оптическим DWDM системам дальней связи. Приведено описание разрабатываемой компанией Т8 DWDM-системы связи емкостью 25 Тбит/с. Система основана на передаче в спектральных C+L диапазонах 250 каналов со скоростью 100 Гбит/с каждый и плотностью расположения каналов 33 ГГц. Используемый четырехуровневый фазовый формат модуляции с поляризационным мультиплексированием (формат DP-QPSK) обеспечивает сочетание высокой спектральной и энергетической эффективности. Тем самым обеспечивается максимальная производительность системы связи (произведение дальности на суммарную скорость передачи информации).

Представлены результаты экспериментальных исследований деградации оптического сигнала под действием нелинейных эффектов в когерентных DWDM линиях связи высокой емкости. Показано, что в линиях без оптической компенсации хроматической дисперсии нелинейная деградация сигнала обусловлена формированием нелинейного интерференционного шума. В линиях с периодической компенсацией дисперсии и в однопролетных линиях деградация сигнала обусловлена нелинейными искажениями, которые могут быть уменьшены оптимизацией дисперсионного плана линии. Приведены результаты эксперимента по передаче 1 Тбит/с на расстояние 500 км в однопролетной линии с удаленно накачиваемыми усилителями.

Обсуждаются возможности увеличения суммарной скорости передачи информации до 100 Тбит/с и в перспективе до 1 Пбит/с. Проведен анализ взаимосвязи суммарной скорости и дальности передачи информации.

Литература

- [1] S. Gringeri et al., *IEEE Commun. Mag.* **51**, 32 (2013)
- [2] V. Gainov, N. Gurkin et al., *Laser Phys. Lett.* **10**, 075107 (2013)
- [3] N. Gurkin, O. Nanii et al., *Quantum Electron.* **43**, 550 (2013)

**Цифровая обработка сигналов, основанная на
нелинейном преобразовании Фурье в волоконно-
оптических линиях связи**

С.К. Турицын

НГУ, Новосибирск

Университет Астон, Бирмингем, Великобритания

Распределение однофотонного квантового ключа по волоконно-оптическим линиям связи

В.Л. Курочкин^{*}, И.И. Рябцев, И.Г. Неизвестный

Институт физики полупроводников СО РАН

^{}E-mail:kurochkin@isp.nsc.ru*

Представлен краткий обзор экспериментальных работ в области квантовой криптографии. Изложены основные принципы построения протоколов квантовой криптографии на примере протокола BB84. Приводится описание экспериментальной установки по распределению квантового ключа через оптоволокно, созданной в ИФП СО РАН.

Основной задачей квантовой криптографии является практическая реализация абсолютно секретной передачи информации, поскольку классические линии связи не решают эту проблему. Для решения этой проблемы квантовая криптография предлагает передавать секретный ключ посредством квантовых объектов - одиночных фотонов, при этом абсолютная секретность передачи обеспечивается законами квантовой механики, в противоположность используемым сейчас методам криптографии, которые основаны на математических закономерностях и, в принципе, поддаются расшифровке.

В настоящее время квантовая криптография является наиболее развитой областью квантовой информатики с точки зрения практического применения. Исследования в области квантовой криптографии вызывают большой интерес в мире [1, 2].

Для распределения однофотонного квантового ключа в ИФП СО РАН создана экспериментальная установка [3, 4] на основе двухпроходной автокомпесационной оптической схемы для фазового кодирования, предложенной в [5]. Кодирование фотонов происходило по протоколу BB84 в двух не ортогональных друг другу базисах.

Для управления процессом передачи данных используется разработанный аппаратурно-вычислительный комплекс. Управление передачей и непрерывное синхронное формирование квантового ключа обеспечивает специализированный высокоскоростной процессор, реализованный на базе программируемой логической матрицы высокой степени интеграции. Внутри этой матрицы реализованы цифровые схемы для выполнения программ и алгоритмов генерации ключа квантовой криптографической системы, быстрого управления фазой электрооптических модуляторов, сервисные схемы для мониторинга за состоянием различных подсистем. Генерирует псевдослучайная последовательность чисел на основе 64-битного линейного конгруэнтного алгоритма, которая используется для кодирования фазы в программе формирования квантового ключа. Процессор реализуют два режима: режим настройки и формирования ключа. При первом включении выполняют настройку всей квантовой системы связи. В режиме формирования ключа программы по определенному алгоритму формируют квантовый ключ на основании анализа передаваемой и принимаемой информации. В дальнейшем программа может автоматически контролировать состояние квантового канала на предмет выявления возможного прослушивания и принимать решение о продолжении безопасной передачи или информирует пользователей о несанкционированном вторжении нелегитимного пользователя.

Детекторы одиночных фотонов являются одним из важнейших элементов любой системы связи, построенной на принципах квантовой криптографии. Наилучшими однофотонными детекторами в области телекоммуникационных длин волн для практического использования являются лавинные InGaAs-InP фотодиоды (ЛФД). Для регистрации отдельных фотонов ЛФД включают так, чтобы они работали в гейгеровском режиме [1-4]. Для этого обратное напряжение питания на них поднимают выше порогового напряжения пробоя, при этом, чем выше напряжение над порогом, тем выше вероятность регистрации фотона. Однако при этом обычно значительно возрастают темновые шумы и вероятность появления так называемых послеимпульсов. При протекании тока лавины после срабатывания фотодиода от фотона или теплового шумового импульса заряжаются ловушки в объеме диода и затем, с некоторой задержкой, начинают разряжаться и могут приводить к появлению новой лавины заряда. Это приводит к ложным срабатываниям фотодетектора. Для снижения вероятности появления послеимпульсов применяют метод активного гашения лавины или работают в режиме с импульсным питанием, когда напряжение на ЛФД поддерживается ниже порогового, а для регистрации одиночных фотонов его кратковременно (несколько наносекунд) увеличивают выше порога [1].

Представлены характеристики созданных детекторов одиночных фотонов на основе малозумящих лавинных AsInGa фотодиодов ERM547 (JDS Uniphase, США) с импульсным режимом питания. Для дополнительного подавления паразитных послеимпульсов после прохождения лавины напряжение понижают ниже порога на некоторое время (5-20 мкс), чтобы дать возможность ловушкам разрядиться. Такой метод позволяет существенно снизить уровень шумов. Работой детекторов управляет процессор, организованный на базе программируемой логической матрицы. Так же рассмотрены характеристики самых малозумящих детекторов на данный момент, построенных на основе сверхпроводящих элементов и перспективы их применения в квантовых системах связи.

Приводятся результаты цикла экспериментов по демонстрации распределения квантового ключа по оптоволоконным линиям связи на основе фазового и поляризационного кодирования одиночных фотонов с применением полупроводниковых и сверхпроводниковых детекторов фотонов.

Литература

- [1] N. Gisin, G. Ribordy, W. Title et al. *Rev. of Mod. Phys.*, **74** 145 (2002)
- [2] V. Scarani, H. Pasquinucci, N. Cerf, et al. *Rev. of Mod. Phys.* **81** 1301 (2002)
- [3] В.Л. Курочкин, А.В. Зверев, Ю.В. Курочкин et al., *Автоматрия*, **45**, 110 (2011)
- [4] В.Л. Курочкин, А.В. Зверев, Ю.В. Курочкин et al., *Микроэлектроника* **40**, 245 (2011)
- [5] D. Stucki, N. Gisin, O. Guinnard., G. Ribordy and H. Zbinden, *New J. Phys.* **4** 41 (2002)

Взаимодействие поляризационных и нелинейных эффектов при передаче WDM-сигналов по ВОЛП большой дальности

Р.В. Кутлугаров^{*}, А.Х. Султанов, В.Х. Багманов

Уфимский государственный авиационный технический университет

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

Поляризационно-модовая дисперсия (ПМД) в современных высокоскоростных волоконно-оптических системах передачи является одним из основных факторов, влияющих на качество принимаемого сигнала. В случае передачи WDM-сигнала керровские нелинейности приводят к возникновению кросс-поляризационной модуляции, т.е. зависимости поляризации одного сигнала от поляризации второго сигнала. Так как случайный вектор ПМД вызывает деполяризацию сигнала, и битовые последовательности сигналов распространяются в волокне с различной скоростью вследствие хроматической дисперсии, то в реальном волокне имеет место картина сложного взаимодействия ПМД и нелинейных эффектов, результат которой, строго говоря, является случайным. В существующих публикациях описан эффект компрессии импульсов в результате взаимодействия фазовой самомодуляции и ПМД [1, 2] при передаче сигнала на одной длине волны. В данной работе исследованы особенности взаимодействия ПМД и керровских нелинейностей при передаче двухканального WDM-сигнала. Для этого применялось имитационное моделирование ВОЛП большой дальности с использованием системы связанных нелинейных уравнений шредингеровского типа, которые численно решались Фурье-методом расщепления по физическим параметрам (Split-step Fourier method) с применением метода грубого шага (coarse-step method). Моделируемая линия включала в себя 5 пролетов, каждый из которых состоял из 80 км NZDSF-волокна, компенсатора дисперсии на основе DCF-волокна и идеального оптического усилителя. В качестве параметров, характеризующих качество принимаемого сигнала, рассматривались Q-фактор сигнала на выходе квадратичного детектора после полосового оптического фильтра и раскрытие глаз-диаграммы того же сигнала (как нормированная разность между средними значениями принятых «1» и «0»).

Для количественной оценки взаимодействия ПМД и керровских нелинейностей для каждой реализации линии Q-фактор и раскрытие глаз-диаграммы вычислялись дважды: в случае одновременного действия ПМД и нелинейностей и в случае присутствия только нелинейностей (двулучепреломление в волокнах отсутствует).

По результатам моделирования было показано, что для некоторых реализаций волокон качество принимаемого сигнала в случае взаимодействия ПМД и нелинейностей выше, чем в случае действия только нелинейных эффектов. При этом эффект компрессии импульсов проявляется при высоких значениях мощности сигнала накачки (что вызывает сильную фазовую модуляцию импульса), а эффект повышения Q-фактора сигнала наблюдается даже при малых мощностях сигналов, что, очевидно, связано с деполяризацией сигнала вследствие ПМД и снижением искажений, вызванных кросс-модуляцией.

При этом показано, что для NRZ-сигналов этот эффект выражен сильнее, чем для RZ-сигналов, что иллюстрируется комплементарными функциями рас-

пределения вероятностей значения Q-фактора в линиях с ПМД и нелинейностями (нормированного к значению Q-фактора в линии с нелинейностями без ПМД), см. Рис. 1.

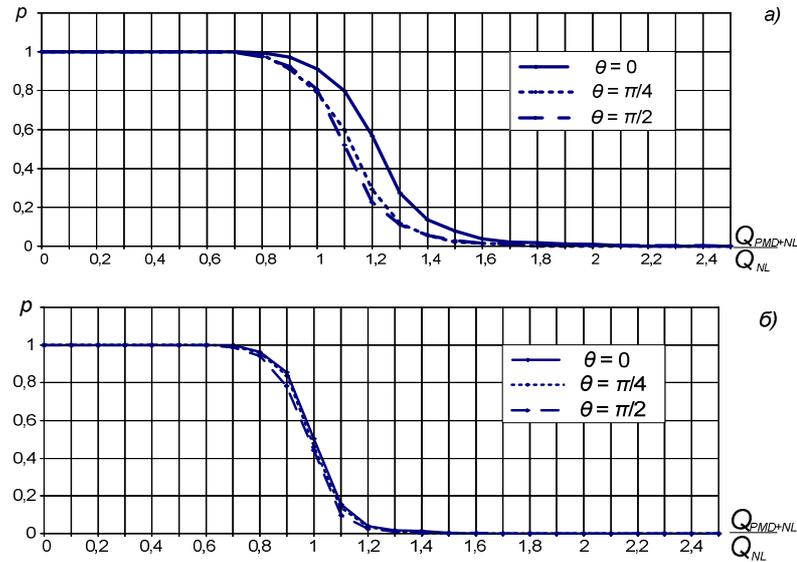


Рис. 1. Комплементарная интегральная функция распределения вероятностей значения Q-фактора в линиях с ПМД и нелинейностями (нормированного к значению Q-фактора в линии с нелинейностями без ПМД) при передаче а) NRZ-сигнала и б) RZ-сигнала. θ – угол между исходными векторами поляризации сигналов

Показанный эффект может быть использован для повышения качества принимаемого WDM-сигнала. В линиях с низким значением ПМД (соответствующим современным NZDSF-волокнам) нелинейные искажения могут быть снижены посредством использования непрерывного скремблирования поляризации WDM-сигнала на передающей стороне. Результаты моделирования приводятся на Рис. 2.

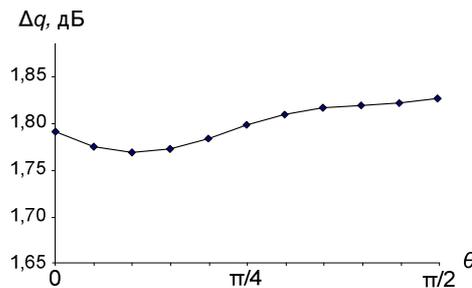


Рис. 2. Повышение Q-фактора скремблированного сигнала по сравнению с сигналом без скремблирования в зависимости от угла между исходными векторами поляризации сигналов

Исследование проводится при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части государственного задания образовательным организациям высшего образования №2014/240.

Литература

- [1] C.R. Menyuk, B.S. Marks, *J. Lightw. Technol.* **24**, 2806-2826 (2006)
- [2] E. Ibragimov, C. R. Menyuk, W. L. Kath, *Proc. OFC*, 2000, 195–197, Paper WL3

Моделирование РМД-коиндуцированного ламинарно-турбулентного перехода в волоконной линии

М.Р. Мусакаев

*Дрезденский технический университет
Уфимский государственный авиационный технический университет
E-mail: Marat.Musakaev@mailbox.tu-dresden.de*

Ламинарно-турбулентный переход в волоконных лазерах, активно исследуемый в последние годы [2,4-7], являет собой фундаментальную задачу не только оптики [1], но и позволяет на основе аналогий решить некоторые задачи гидродинамики [8]. Зависимость поведения волны от нелинейности и дисперсии в уравнении Шредингера на сегодня уже относительно хорошо исследована.

Критичность поведения ламинарно-турбулентного перехода к поляризации и поляризационной модовой дисперсии [3], в частности, остается пока открытым вопросом. В докладе будут показаны результаты элементарного качественного численного моделирования методом грубого шага (coarse-step method) распространения лазерного излучения в стандартном одномодовом оптическом волокне в турбулентном режиме при наличии ПМД.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Erasmus Mundus MULTIC Action 2 Европейского Союза. Автор также выражает благодарность С.К. Турицыну за обсуждение проблемы.

Литература

- [1] E.G. Turitsyna et al., *Nat. Photon.* **7**, 783-786 (2013)
- [2] E.G. Turitsyna et al., *Phys. Rev. A* **80**, 031804(R) (2009)
- [3] М.Р. Мусакаев, А.Х. Султанов, *Комп. опт.* **36**, 165-171 (2012)
- [4] S.A. Babin et al., *JOSA B* **24**, 1729-1738 (2007)
- [5] S.A. Babin et al., *Opt. Lett.* **32**, 1135-1137 (2007)
- [6] S.A. Babin et al., *Opt. Lett.* **31**, 3007-3009 (2006)
- [7] S.A. Babin et al., *Phys. Rev. A* **77**, 033803 (2008)
- [8] V.E. Zakharov, V.S. Lvov, G.E. Falkovich, "Kolmogorov Spectra of Turbulence." – Berlin: Springer-Verlag, 1992. – pp. 264

Численное моделирование действующих экспериментальных DWDM линий связи с канальной скоростью 100 Гбит/с

О.Е. Наний^{1,2}, А.А. Редюк^{3,4,*}, В.Н. Трещиков¹, М.П. Федорук^{3,4}, О.В. Юшко^{3,4}

¹Т8 НТЦ

²Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

³Институт вычислительных технологий СО РАН

⁴Новосибирский государственный университет

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

В настоящее время интенсивно исследуется и разрабатывается новое поколение волоконно-оптических систем связи с канальной скоростью 100 Гбит/с. Главной особенностью данных систем связи является когерентное детектирование оптического сигнала, многоуровневые фазовые форматы модуляции и одновременное использование двух поляризаций сигнала. Вследствие указанных радикальных отличий новых от традиционных систем связи происходит существенное изменение характера нелинейных искажений передаваемого оптического сигнала. Данная проблема требует дополнительного экспериментального и численного исследования.

В представляемой работе было выполнено математическое моделирование экспериментальных линий связи с плотным спектральным уплотнением каналов (DWDM) с канальной скоростью 100 Гбит/с. В качестве формата модуляции использовался формат NRZ-DP-QPSK – квадратурная фазовая модуляция без возвращения к нулю для каждой из двух поляризаций. Исследована зависимость искажения передаваемого сигнала от протяжённости линии связи, длины пролётов, количества частотных каналов и мощности вводимого в волокно излучения. Рассчитана максимальная дальность безошибочной работы линий связи.

Математическая модель распространения оптического сигнала вдоль волоконного световода основана на системе связанных нелинейных уравнений Шрёдингера для комплексной огибающей амплитуды электромагнитного поля:

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_X}{\partial z} &= i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_X}{\partial t^2} + i \frac{\beta_3}{2} \frac{\partial^3 A_X}{\partial t^3} + \gamma(|A_X|^2 + \frac{2}{3}|A_Y|^2)A_X - i \frac{1}{2}\alpha A_X \\ \frac{\partial A_Y}{\partial z} &= i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_Y}{\partial t^2} + i \frac{\beta_3}{2} \frac{\partial^3 A_Y}{\partial t^3} + \gamma(|A_Y|^2 + \frac{2}{3}|A_X|^2)A_Y - i \frac{1}{2}\alpha A_Y,\end{aligned}$$

где z – расстояние вдоль волокна, t – время, β_2 , β_3 – дисперсия второго и третьего порядка, γ – коэффициент нелинейности, α – потери. Для численного решения данного уравнения применялся метод расщепления по физическим процессам [1]. Оценка коэффициента ошибки линии связи выполнялась как с помощью прямого моделирования статистики ошибок, так и на основе параметра качества Q-фактора.

Исследование выполнено при поддержке проекта №14.В25.31.0003 (Министерство образования и науки Российской Федерации).

Литература

- [1] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic Press, 2001)

Специализированные методы обработки сигнала в современных волоконно-оптических линиях связи

Скидин А.С.^{1,2,*}, Федорук М.П.^{1,2}, Турицын С.К.^{1,3}

¹ Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск

² Институт вычислительных технологий СО РАН, г. Новосибирск

³ Университет Астона, г. Бирмингем, Великобритания

*E-mail: ask@skidin.org

Современные волоконно-оптические системы связи способны передавать сигнал со скоростями порядка 10 Тбит/с и выше. Одним из перспективных методов модуляции сигнала, позволяющих достичь такую скорость, является оптическая ортогональная частотная модуляция (OFDM – Orthogonal Frequency Division Multiplexing) [1-4], в которой каждый из частотных каналов использует множество несущих частот (подканалов), способных передавать свои собственные информационные потоки; в этом контексте каждый канал, содержащий множество несущих частот, иногда называется суперканалом.

Одной из главных проблем применения OFDM является высокий уровень флуктуаций мощности – высокое отношение пиковой мощности к средней (PAPR – Peak-to-Average Power Ratio), возникающее из-за интерференции разных частот в суперканале. Проблема возникает при усилении сигнала с большим PAPR, поскольку коэффициент усиления начинает зависеть от входной мощности сигнала, что крайне нежелательно в сложных информационных сетях.

Данная проблема достаточно давно изучается в контексте радиосвязи. Предложено множество методов, сочетающих в себе использование пустых последовательностей в передаваемом потоке, технику частичной передачи информации по дополнительным каналам (подканалам), технику избирательного отображения (SLM – Selective Mapping Method) и других [5-8]. Так, метод отображения генерирует несколько последовательностей, из которых «на выход» (то есть на вход генератора сигнала) идёт лишь одна, с минимальным PAPR. В настоящий момент наиболее эффективным методом снижения PAPR является метод вставки состояний (tone injection), при котором увеличивается количество состояний модуляции, таким образом каждый символ из базового набора может быть представлен несколькими способами, выбираемыми исходя из минимизации PAPR.

Ниже предлагается метод по снижению PAPR для OFDM-сигнала, основанный на выделении специальных частот, передающих «компенсирующий» сигнал.

Математически OFDM-сигнал может быть представлен в следующем виде:

$$s(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \sum_{l=0}^{N-1} c_{k,l} \cdot \mu(t - k \cdot T_s) \cdot e^{i \frac{2\pi l}{T_s} t},$$

где T_s – длительность символа, $c_{k,l}$ – представление k -го символа на l -м подканале, $\mu(t)$ – оптический несущий сигнал, имеющий прямоугольную форму на промежутке $0 < t \leq T_s$ (такая форма несущего импульса необходима для сохранения ортогональности между подканалами). Рассмотрим отдельный символ OFDM:

$$s(t) = \sum_{l=0}^{N-1} c_{0,l} \cdot e^{i \frac{2\pi l}{T_s} t}, 0 < t \leq T_s.$$

Отношение пиковой мощности к средней тесно связано с пиковым значением функции $s(t)$. В свою очередь, данное пиковое значение определяется совокупностью значений $c_{0,l}$. При большом количестве подканалов (больше 64) реальная и мнимая части данной функции могут рассматриваться в силу большого количества случайных факторов как случайные величины с гауссовым распределением.

Для компенсации PAPR разделим подканалы на информационные и «компенсационные». Пусть первых будет $N-2K$, вторых – $2K$. В этом случае сигнал будет

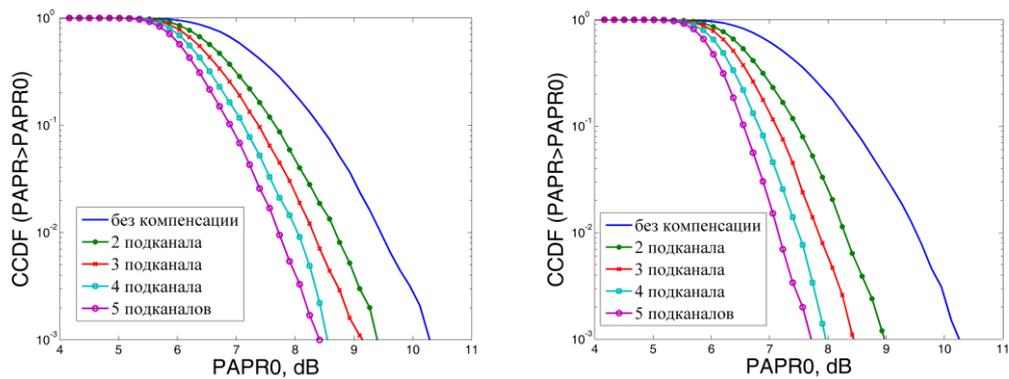


Рис. 1. Дополнительные интегральные функции распределения PAPR для OFDM-системы со 100 подканалами и различным количеством «компенсирующих» подканалов (формат модуляции QPSK). Слева – удвоенная мощность компенсирующих подканалов, справа – утроенная.

иметь вид (для $K=1$):

$$s(t) = \sum_{l=0}^{N-3} c_{0,l} \cdot e^{i \frac{2\pi l}{T_s} t} + d_{0,1} \cdot e^{i \frac{2\pi(N-2)}{T_s} t} + d_{0,2} \cdot e^{i \frac{2\pi(N-1)}{T_s} t}, 0 < t \leq T_s.$$

Здесь подканалы $N-2$ и $N-1$ модулируются форматами BPSK и $\pi/2$ -BPSK с пиковой мощностью s . BPSK порождает точки $d_{k,1} \in \{(\sqrt{s}, 0); (-\sqrt{s}, 0)\}$, сигнал $\pi/2$ -BPSK представляется на фазовой плоскости точками $d_{k,2} \in \{(0, \sqrt{s}); (0, -\sqrt{s})\}$ (это BPSK, точки которого повернуты на $\pi/2$ относительно «классического» BPSK). Принцип действия такой схемы простой: чётные «компенсирующие» частоты компенсируют пики в действительной части суммы $s(t)$, нечётные – в мнимой части.

На рисунке 1 показаны результаты применения описанного метода к OFDM-системе, состоящей из 100 подканалов на одном канале шириной 25 ГГц. Формат модуляции, который был использован для демонстрации метода, – QPSK, как популярный формат модуляции, активно используемый в реально действующих линиях связи. Этот формат позволяет передавать сигнал на много тысяч километров без использования сложной цифровой обработки сигналов [9]. Были также проведены эксперименты для 16-QAM, 256-QAM. Установлено, что показатели по оптимизации мало отличаются от достигнутых на QPSK формате. Это связано с тем, что при наличии большого количества подканалов каждый отдельно взятый подканал вносит очень небольшой вклад в общее значение PAPR.

Предложенная схема формирования сигнала позволяет снизить уровень отношения пиковой мощности к средней до 7 дБ с использованием 2-5 подканалов с целью компенсации. Схема может быть настроена для любой конкретной OFDM-системы с разным количеством подканалов и частотным расстоянием между ними.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки (договор №14.В25.31.0003), а также РФФИ (проект №14-01-31160).

Литература

- [1] L.E. Du et al., *OSA'2013*, **OW3B.5** (2013).
- [2] A.J. Lowery et al. *Opt. Fiber Tech. spec. edition*, **17**, **421** (2011).
- [3] R. Dischler et al. *ECOC'2010* (2010).
- [4] Z. Dong et al. *OFC'2011* (2011).
- [5] H.-G. Ruy et al., *IEEE Trans. Cons. Electronics*, **50**, **89** (2003).
- [6] J.-K. Hyung et al., *Proc. IEEE 58th Vehicular Technology Conference*, **3**, **1478** (2003).
- [7] C.-L. Wang et al., *IEEE J. Sel. Topics in Signal Processing*, **4(3)**, **637**, (2010).
- [8] C. Tuna et al., *Proc. IEEE Conf. on Signal Processing*, (2010).
- [9] Наний О.Е. и др., *Фотон-экспресс*, **3** (2012).

Высокоэффективный метод вычисления пропускной способности линии связи

Е.Г. Шапиро^{1,2,*}, Д.А. Шапиро^{1,2} and С.К. Турицын^{2,3},

¹ *Институт автоматики и электрометрии СО РАН*

² *Новосибирский государственный университет*

³ *Aston Institute of Photonic Technologies, Aston University, UK*

* E-mail: elena.shap@gmail.com

Пропускная способность канала связи без памяти, определенная здесь как максимальное количество информации, передаваемое без ошибок в единицу времени на единицу спектральной ширины канала B и на степень свободы, математически описывается формулой Шеннона [1]:
$$\frac{C}{B} = \max_{P_x(x)} \left\{ \iint dy dx P(y|x) P_x(x) \log_2 \left[\frac{P(y|x)}{\int ds P(y|s) P_x(s) ds} \right] \right\}.$$

Здесь $P_x(x)$ - вероятностное распределение ($\int P_x(x) dx = 1$) входного сигнала. Оно должно быть определено при решении задачи на максимум функционала C/B при дополнительном условии $\int x^2 P_x(x) dx = S$. $P(y|x)$ – заданная плотность вероятности детектирования значения y при передаче по каналу входного сигнала x . Решение задачи о шенновской пропускной способности канала возможно аналитически для очень ограниченного класса каналов связи и, как правило, требует численных расчетов [2]. Самым известным и широко применяемым в этой области численным алгоритмом является метод Аримото-Блэхута [2]. В этой работе мы опишем новый метод вычисления пропускной способности канала связи и покажем его преимущества в сравнении с методом [2].

Если алфавит входного сигнала ограничен дискретными значениями, тогда $P_x(x) = \sum_{k=1}^N p_k \delta(x - x_k)$. Пропускная способность канала C/B задается формулой:

$$\frac{C}{B} = \max_{p_k} \left\{ \sum_{k=1}^N p_k \int dy P(y|p_k) \log_2 \left[\frac{P(y|p_k)}{\sum_{m=1}^N p_m P(y|p_m)} \right] \right\}. \quad (1)$$

Воспользуемся методом множителей Лагранжа. Будем искать решение следующей системы уравнений ($F=C/B$): $\frac{\partial F}{\partial x_k} - 2\lambda p_k x_k = 0$, $k = 1, \dots, N$; $\sum_{k=1}^N p_k x_k^2 = S$. Пусть $F_k = \frac{\partial F}{\partial x_k}$, $\Phi_k = F_k - 2\lambda p_k x_k$. Введем дополнительный параметр t , будем считать, что $x_k(t)$, $k = 1, \dots, N$; $\lambda(t)$ – функции переменной t . Найдем решение динамической системы уравнений $\frac{d\Phi_k}{dt} = -\Phi_k$, $k = 1, \dots, N$; $\sum_{k=1}^N p_k x_k^2 = S$. Видно, что с ростом t решение дополнительной системы сходится к решению исходной системы уравнений.

Положим $w_k = \frac{dx_k}{dt}$. Тогда $\dot{\Phi}_k = \sum_{l=1}^N \frac{\partial \Phi_k}{\partial x_l} w_l = -\Phi_k$. Далее зададим достаточно большой шаг по времени τ и выполним следующие итерации:

0. задаем некоторые начальные значения x_1, \dots, x_N ,
1. находим w_k , решая линейную систему уравнений,
2. полагаем $x_k(t + \tau) = x_k(t) + \tau w_k$,
3. повторяем пункты 1 и 2 до тех пор, пока не будет с достаточной точностью выполнено искомое равенство.

Пусть оптимальным распределением является дискретная функция $P_x(x) = \sum_{k=1}^N p_k \delta(x - x_k)$. Найдем значения z_1, z_2, \dots, z_M , при которых достигается максимум функции (1), если заданы вероятности \tilde{p}_i величин $z_i: \tilde{p}_i = \frac{1}{M}, i = 1, \dots, M$. Сравним $P_x(x) = \sum_{k=1}^N p_k \delta(x - x_k)$ и $\tilde{P}_x(x) = \sum_{k=1}^M \frac{1}{M} \delta(x - z_k)$. Аппроксимируем функцию $F(x)$ суммой $R_x(x) = \sum_{i=1}^N r_i \delta(x - x_i)$ с рациональными коэффициентами $r_i = \frac{m'_i}{M}$. Числа m'_i выбираются так, чтобы $|p_i - r_i| \leq \frac{1}{M}$ и $m'_1 + \dots + m'_N = M$. Увеличивая M , можно аппроксимировать $P_x(x)$ с любой заданной точностью.

Сравним вычисление пропускной способности канала Райса $P(y|x) = \frac{y}{\sigma} e^{-\frac{y^2+x^2}{2\sigma^2}} I_0\left(\frac{yx}{\sigma^2}\right)$ при $\sigma = 1$ методом Аримото-Блэхута [2] и методом, описанным выше. Можно показать аналитически, что оптимальным форматом при небольших значениях величины S является бинарный формат, при котором передаются нулевые и единичные биты. Численно это утверждение подтверждается в работе [3].

На рис.1а приведена функция распределения вероятности $V(x) = \int_0^x P_x(\tilde{x})d\tilde{x}$, полученная при $M = 401, S = 1.4$ предложенным выше методом. Плотность вероятности в этом случае есть функция $p(x) = p_1\delta(x - x_1) + p_2\delta(x - x_2)$, $x_1 = 0, p_1 = 0.875, x_2 = 3.35, p_2 = 0.125$.

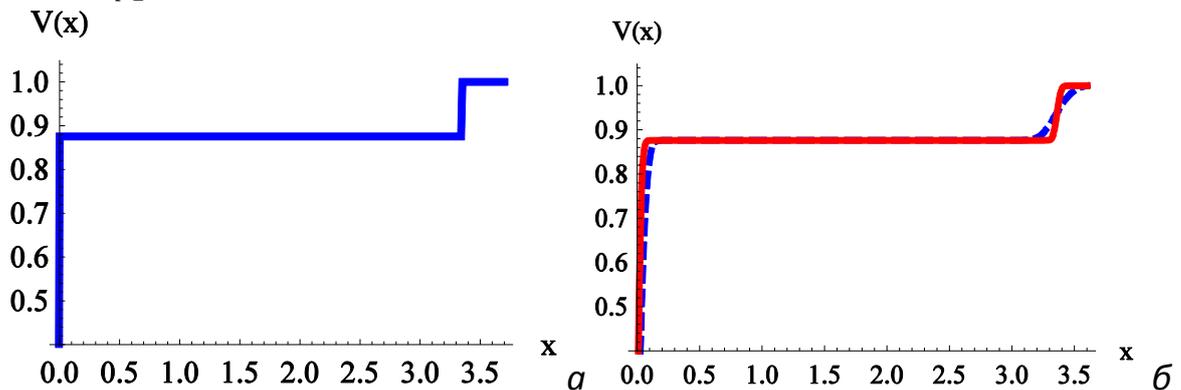


Рис. 1 Оптимальная вероятность x , полученная новым методом (а) и методом Аримото-Блэхута (б).

На рис.1а приведена функция полученная новым методом после 500 итераций. На рис.1б показано распределение, полученное методом Аримото-Блэхута: сплошной линией изображена функция распределения вероятности $V(x)$ после 20000 итераций, прерывистой – после 1000 итераций. Для получения графика 1а потребовалось примерно в 3 раза меньше времени, чем для сплошной кривой 1б.

Если плотность вероятности является суммой δ -функций, то распределение вероятности есть сумма функций Хэвисайда, имеющая ступенчатый профиль. Преимуществом предложенного метода является то, что $V(x)$ сразу состоит из «ступенек» (рис 1а). Если использовать метод Аримото-Блэхута, «ступеньки» получаются сглаженными (рис 1б) и для хорошей точности аппроксимации требуется значительно увеличить количество точек по переменной x , что также увеличивает время вычислений.

Литература

- [1] С. Е. Shannon, *Bell Syst. Tech. J.* **27**, 379-423, 623-656 (1948).
- [2] S. Arimoto, *IEEE Trans. Inf. Theory*, **18**, 14-20 (1972).
- [3] К.-Р. Но, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 858-860, (2005).

Математическое моделирование солитонных волоконно-оптических линий связи

О.В. Юшко^{1,2,*}, А.А. Редюк^{1,2}, М.П. Федорук^{1,2}, С.К. Турицын^{1,3}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия

³Институт Фотоники университета Астана, Бирмингем, Англия

*E-mail: olesya.yushko@gmail.com

Увеличение спектральной эффективности волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) является одним из приоритетных направлений развития в области телекоммуникационных технологий. Всё больший интерес вызывают солитонные линии связи [1]: возможность поддержания непрерывного баланса эффектов дисперсии и нелинейности в солитонных ВОЛС за счёт специальной формы огибающей импульса позволяет сохранять высокое значение спектральной эффективности на больших расстояниях.

В настоящей работе исследуется спектральная эффективность солитонных когерентных ВОЛС, а также основные эффекты, накладывающие ограничения на её рост: эффекты временного и фазового «дрожания» солитонов. Кроме этого, проводится сравнение с «традиционными» ВОЛС – линиями связи, в которых выполняется компенсация только дисперсионных эффектов. В таких линиях основным ограничением роста спектральной эффективности является нелинейный эффект Керра [2].

Для описания распространения электромагнитного поля по оптоволокну использовалось обобщённое нелинейное уравнение Шрёдингера (НУШ) [3]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i\gamma |A|^2 A + iN(z, t),$$

где $A(z, t)$ – комплексная огибающая амплитуды поля, t – время, z – расстояние вдоль волокна, β_2 – параметр хроматической дисперсии, γ – параметр нелинейности. Член уравнения $N(z, t)$ описывает генерацию шума, возникающего вследствие оптически усиленной спонтанной эмиссии (*ASE – Amplified Spontaneous Emission*). В линиях связи с использованием Рамановского усиления оптические потери компенсируются непрерывно таким образом, что среднее значение мощности сигнала остаётся постоянным на протяжении всей дистанции распространения. В качестве модели шума используется модель аддитивного белого Гауссова шума со спектральной плотностью на поляризацию: $N_{ASE} = n_{sp} \hbar \omega \alpha L$, где \hbar – постоянная Планка, ω – частота, α – потери, L – дистанция распространения, n_{sp} – параметр спонтанной эмиссии. Численное моделирование проводилось на основе Фурье-метода расщепления по физическим процессам (*Split Step Fourier Method*) [3]. Моделируемая линия связи с распределённым рамановским усилением состояла из передатчика, оптического волновода и приёмника.

С помощью численных расчётов было показано, что в области высоких значений отношения сигнал/шум (*SNR*) солитонные ВОЛС обладают большим значением спектральной эффективности (см. Рис.1). Более того, сдвиг «солитонной» кривой вправо говорит о преимуществе солитонной передачи сигнала в 5 дБ. За счёт этого сдвига, при одном и том же значении спектральной

эффективности, возможна передача сигнала на большие расстояния по сравнению с передачей по «традиционным» ВОЛС.

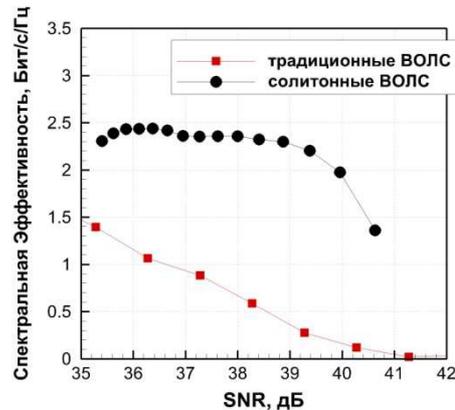


Рис.1. Спектральная эффективность как функция отношения сигнал/шум в «традиционных» и солитонных ЛС.

Также были проанализированы основные эффекты, ограничивающие рост спектральной эффективности солитонных ВОЛС: эффекты Гордона-Хауса и Гордона-Молленауэра, проявляющиеся в случайном отклонении положения центра импульса и его фазы соответственно от начального значения. Оба эффекта возникают вследствие накопления шума усиленной спонтанной эмиссии, однако частично могут быть подавлены на приёмнике при помощи методов цифровой обработки сигнала. При помощи математического моделирования было показано, что в когерентных ВОЛС больший вклад в разрушение сигнала вносит эффект Гордона-Молленауэра, в то время как эффект Гордона-Хауса может быть эффективно скомпенсирован методом обратного распространения сигнала [4].

В настоящей работе продемонстрированы принципиальные возможности солитонных линий связи, проведено сравнение с современными «традиционными» линиями. Кроме того, проанализированы причины уменьшения спектральной эффективности при росте отношения сигнал/шум.

Исследование выполнено при поддержке проекта №14.В25.31.0003 (Министерство образования и науки Российской Федерации), а также при поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-01-31258.

Литература

- [1] M. Nakazawa, H. Kubota, K. Suzuki, E. Yamada, *Chaos* **10**, 486-512 (2000)
- [2] R.-J. Essiambre, P. J. Winzer, *Journal of Lightwave Technology* **28**, 662-701 (2010)
- [3] Г. Агравал, *Нелинейная волоконная оптика*, (М: Мир, 1996)
- [4] E. Ip, J. M. Kahn, *Journal of Lightwave Technology* **26**, 3416-3425 (2008)

Анализ возможности применения волоконных лазеров для организации лазерного информационного канала передачи энергии в космосе

А.А.Барабанов, В.К. Сысоев*

ФГУП НПО им. Лавочкина, Россия, Химки

**E-mail: sysoev@Laspace.ru*

В настоящее время применение лазеров в космических комплексах достигло значительных успехов, особенно в системах передачи информации и дальнометрии.

Однако в последнее время рассматриваются проекты по передаче энергии, как между космическими аппаратами, так и с космического аппарата на Землю [1]- с использованием лазерного излучения.

Для передачи энергии в таких системах к лазерным источникам предъявляются требования:

- способность генерировать высокий уровень мощности в пределах 10÷100 кВт и более;
- необходима реализация как можно высокого уровня КПД;
- реализация очень низкого уровня расходимости лазерных пучков;
- длина волны лазерного излучения должна быть в области прозрачности атмосферы;
- длина волны излучения должна быть в области максимального КПД фотопреобразователей.

Кроме этих основных физико-технических требований к лазерному источнику предъявляются технические условия, связанные с установкой и эксплуатацией на космическом аппарате:

- малые массогабаритные параметры;
- низковольтное питание систем накачки;
- возможность создания высокоэффективного охлаждения в космических условиях;
- возможность автоматизации управления мощностью и направлением излучения в широком диапазоне этих параметров с низкой временной инерционностью.

Дополнительные требования к источнику излучения лазерного излучения на борту космического аппарата является необходимость использования его для создания высокоскоростного канала передачи информации и проведению высокоточных дальнометрических измерений.

Проведенный анализ имеющихся лазерных источников в рамках данной работы показывает, что наиболее оптимальным источником является система фазированных волоконных лазеров с длиной волны излучения 1.5 мкм позволяющая удовлетворить всем выше перечисленным требованиям.

Экспериментальная реализация такой системы позволит проектировать новые по качеству космические проекты.

Литература

- [1] В.К. Сысоев, К.М. Пичхадзе и др., *Солнечные космические электростанции-пути реализации М, МАИ-Принт, (2013), 160 с.*

Сессия
*«Применения волоконных лазеров:
сенсоры, биомедицина, обработка и
фотомодификация материалов»*

Применение фемтосекундной записи для фотоники среднего ИК диапазона

**В.К. Мезенцев^{1*}, М.В. Дубов¹, А.Г. Охримчук^{1,2}, Х. Каракузу¹,
С. Босколо¹, Л.А. Мельников³, Ю.А. Мажирина³,
N.V. Lichkova⁴, V.N. Zagorodnev⁴**

¹Астонский институт фотонных технологий, Университет Астон,
Бирмингем, Великобритания

²Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

³Государственный технический университет, Саратов

⁴Институт проблем технологий микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,
Черноголовка

*E-mail: v.mezentsev@aston.ac.uk

Применение лазерных технологий в среднем инфракрасном (СИК) диапазоне электромагнитного спектра (длина волны 3-20 мкм) является относительно новой бурно развивающейся областью фотоники [1]. Применения технология СИК диапазона включают, оборонные, детектирование взрывчатых и других материалов, СИК-коммуникации, мониторинг окружающей среды и химического производства, применения в медицинской диагностике, термовизуализация в диапазоне окон 3-5 и 8-12 мкм, лазерная хирургия и терапия и т.д. Эффективное освоение этого диапазона требует не создания новых когерентных источников излучения, но и новых физических и инженерных решений для интеграции отдельных компонентов СИК-оптики.

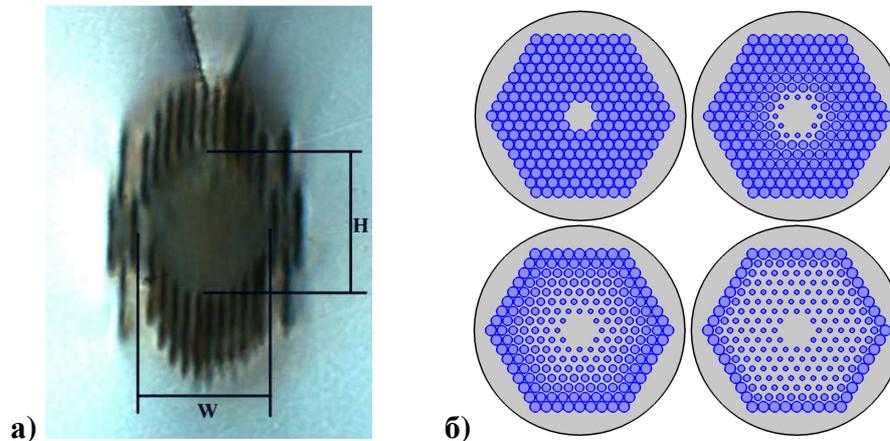


Рис.1. Типичные конфигурации волноводов для среднего инфракрасного диапазона при использовании фемтосекундной записи. а) Микрофотография поперечного среза волновода в кристалле RPC с ядром овальной формы с диаметрами W и H ; б) модификация конфигурации и диаметров индивидуальных каналов для оптимизации потерь волновода.

В докладе анализируется применение фемтосекундной микромодификации материалов прозрачных в СИК диапазоне для формирования волноводных структур, необходимых при создании резонаторов твердотельных СИК лазеров, нелинейных волноводов для различных методов преобразования частоты (ап- и даун- конверсии) и т.п. [2,3]. Волноводы также являются ключевыми компонентами для сопряжения различных элементов оптических устройств, таких как сенсоры.

Формирование волноводов методом фемтосекундной микромодификация материала под поверхностью является элегантным решением сразу нескольких проблем, например, исключает влияние окружающей среды, принципиально облегчает интеграцию компонентов, увеличивает длину взаимодействия и т.д. Среди принципиальных проблем этого метода можно назвать существенное различие в размерах записываемого пятна и требуемого диаметра волновода, что исключает возможность формирования одноканального волновода, значительные потери и существенное влияние дисперсии при использовании ультракоротких импульсов и многочастотных преобразований. В настоящем докладе представлен анализ фемтосекундной записи как метода создания многоканальных волноводов для интегральной оптики СИК диапазона, численный анализ оптимизации структуры многоканальных волноводов в нелинейных кристаллах ниобата лития, а также приведены примеры экспериментальной реализации волноводов с относительно малыми потерями в кристаллах RbPb_2Cl_5 (RPC).

Литература

- [1] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies and K. Richardson, *Nature Photonics*, **5**, 141–148 (2011)
- [2] A.G. Okhrimchuk, V. K. Mezentsev, A.V. Shestakov, and I. Bennion, *Optics Express*, **20**, P.3834 (2012)
- [3] A.G. Okhrimchuk, V.K. Mezentsev, N.V. Lichkova, V.N. Zagorodnev, *Optical Materials*, submitted

Фемтосекундная модификация показателя преломления и запись волноводов в кристаллах

А.Г. Охримчук

ИЦВО РАН, Москва

E-mail: okhrim@fo.gpi.ru

С момента записи фемтосекундными импульсами первого волновода в кристалле прошло более 10 лет [1], но полная картина физических процессов, приводящих к изменению показателя преломления остается пока за кадром. Более того, не прекращается приток и новых экспериментальных данных, связанных с данным явлением. В докладе дается обзор общих закономерностей модификации показателя преломления, а также методов и архитектуры записи волноводов в кристаллах.

Изменение показателя преломления в прозрачных диэлектриках под действием жестко сфокусированных фемтосекундных импульсов видимого или инфракрасного света зависит от множества параметров записывающего пучка и условий его фокусировки в образце, а именно энергии, длительности и частоты повторения фемтосекундных импульсов, скорости сканирования образцом, длины волны, числовой апертуры фокусирующего объектива. К этим параметрам нужно еще добавить материальные свойства диэлектрика, в результате чего получаем непростой для понимания и детального описания процесс.

В отличие от стекол, в кристаллах для широкого диапазона параметров записи происходит локальное уменьшение показателя преломления. Однако и для кристаллов существует диапазон энергий и скоростей сканирования, при которых фемтосекундные импульсы с высокой частотой повторения производят увеличение показателя преломления.

Формы профилей изменения показателя преломления почти для всех кристаллов зависят только от условий фокусировки и параметров фемтосекундного пучка. Идеальный пучок поперечного круглого сечения при отсутствии двулучепреломления производит модифицированную область осесимметричной формы в большинстве кристаллов (один импульс, или множество импульсов в неподвижном образце) так же, как и во всех стёклах. В настоящее время исключением является, по-видимому, только кристалл β -BaB₂O₄ (ВВО), в котором наблюдался антисимметричный профиль изменения показателя преломления с привязкой к кристаллографической оси Y, с положительным знаком изменения с одной стороны от центра воздействия импульса и отрицательным с другой стороны [2].

Классификация архитектуры записываемых волноводов в кристаллах наглядно представлена на Рис.1. Рис.1 -а) и -б) соответствуют положительному изменению показателя преломления, в этом случае одиночный трек уже является сердцевинной волновода (а). Для увеличения числовой апертуры записывается массив прилегающих друг к другу треков (б).

Часто, даже если в зоне облучения изменение показателя преломления отрицательно, в прилегающих к ней областях происходит увеличение показателя преломления из-за наведённого механического стресса и действия эласто-оптического эффекта. Это явление тоже эксплуатируется для формирования волноводов (Рис.1 -с), d), e)). Для увеличения контраста показателя преломления применяются схема с двумя треками, в которой волноводущая сердцевина

расположена между ними (Рис.1 –е). В последнее время публикуется много работ, в которых для создания волноводных лазеров на примесных редкоземельных ионах применяется “трубчатая” архитектура (Рис.1-f). В этой схеме записывается оболочка волновода, состоящая из множества параллельных треков. Несмотря на то, что мода такого волновода принципиально является вытекающей, для этой геометрии достигнуты рекордно низкие потери вплоть до 0.12 dB/cm [3], что обусловлено в первую очередь тем, что сердцевина волновода – неэкспонированная часть кристалла. Другое важное преимущество такой схемы – широкий возможный диапазон размеров сердцевины, и даже формы ее поперечного профиля.

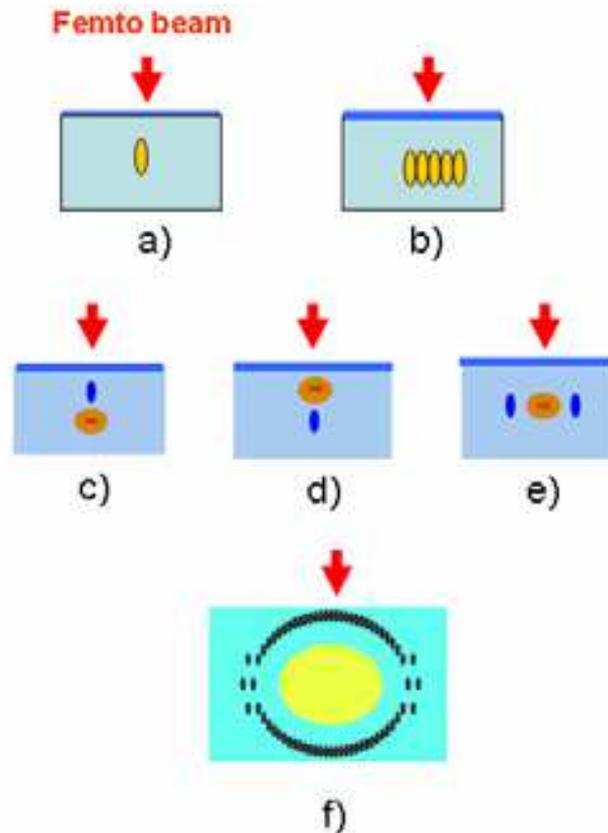


Рис.1.

Перспективным представляется распространение технологии фемтосекундной записи трубчатых волноводов на средне-инфракрасный диапазон спектра, в котором не работают самые распространённые световоды – кварцевые волокна. Однако потери на вытекание моды из трубчатого волновода драматически увеличиваются, когда длина волны становится больше толщины оболочки. Очевидно, требуется дальнейшее развитие архитектуры записываемых волноводов для продвижения в средне-инфракрасный диапазон.

Литература

- [1] A.M. Streltsov, *Proceedings of SPIE* Vol. 4941 (2003)
- [2] A.G. Okhrimchuk, S.G. Grechin, A.E. Kokh, V. Mezentsev, *Progress on Ultrafast laser modifications of Materials Conference*, Cargèse, Corsica, France, 14-19 April 2013
- [3] A.G. Okhrimchuk, V.K. Mezentsev, et al. *Optics Express*, **20**, 3834 (2012).

Экспериментальное сравнение резки низкоуглеродистой и нержавеющей стали волоконным и СО₂-лазером

А.А. Гольшев, А.Г. Маликов, А.М. Оришич*, В.Б. Шулятьев

ФГБУН Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН

*E-mail: laser@itam.nsc.ru

Лазерная резка металлов широко применяется в промышленности. Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных исследований проведенных в прошедшие десятилетия и, в основном, относящихся к резке СО₂-лазером, в настоящее время нет полного описания происходящих при лазерной резке физических процессов, отсутствует согласованная модель резки. Интерес к исследованию физики процесса лазерной резки возобновился с появлением мощных волоконных технологических лазеров. Выяснилось, что процесс резки металлов волоконным лазером имеет свои особенности, и результаты, полученные для резки СО₂-лазером, не в полной мере применимы, когда для резки используется волоконный лазер [1-2].

В данной работе проводилось комплексное исследование процесса лазерной резки нержавеющей и низкоуглеродистой стали, используя волоконный лазер (длина волны 1.07 мкм) и СО₂-лазер (длина волны 10.6 мкм). Для каждого типа стали использовалась своя технология резки. Для резки низкоуглеродистой стали использовался в качестве вспомогательного газа кислород. Струя кислорода играет в данном процессе двойную роль: кислород вступает в экзотермическую реакцию со сталью с большим выделением энергии и удаляет продукты реакции, и расплав стали из канала реза. При резке нержавеющей стали использовался инертный газ - азот.

Важнейшим критерием лазерной резки является показатель качества реза. Следует особо отметить, что в большинстве теоретических и экспериментальных работ выбор параметров резки делается без учёта качества реза. Нами была проведена оптимизация шероховатости поверхности реза от таких параметров, как мощность излучения, скорость резки, давление технологического газа, ширина реза. Получено, что резка низкоуглеродистой стали обладает ярко выраженным минимумом шероховатости от всех перечисленных выше параметров, а максимальная скорость резки не означает наличие оптимального режима. При резке нержавеющей стали было получено, что качество поверхности образца зависит только от ширины реза, а максимальная скорость характеризуется минимальной шероховатостью. Кроме этого было экспериментально исследован коэффициент поглощения лазерного излучения металлом. Методика измерения подробно описана в [3].

В ходе работы были экспериментально исследованы условия получения реза с минимальной шероховатостью при лазерно-кислородной резке низкоуглеродистой стали. Показано, что для волоконного и СО₂-лазера критерии качественного реза могут быть сформулированы с использованием одних и тех же обобщённых безразмерных переменных – числа Пекле и поглощённой лазерной мощности на единицу толщины разрезаемого листа. Они выражаются следующим образом: $vb/\gamma = \text{const}$, $AW/(ktT_m) = \text{const}$. Таким образом, условия

минимума шероховатости имеют вид для двух типов лазеров: $Pe_{opt} = 0.5$ для CO_2 -лазера, и $Pe_{opt} = 0.35$ для волоконного лазера.

Отношение безразмерной поглощённой мощности к числу Пекле представляет собой выраженную в безразмерной форме величину поглощённой лазерной энергии E в единице объёма удаляемого материала, $E = AW/(tvbpCTm)$, которая одинакова для двух типов лазеров и равна 11-13 Дж/мм³. Этот результат можно считать принципиальным: при лазерно-кислородной резке низкоуглеродистой стали минимум шероховатости поверхности реза достигается при определённой величине поглощённой лазерной энергии в единице объёма удаляемого материала, которая не зависит от мощности излучения, толщины листа и типа лазера.

Для резки нержавеющей стали толщиной 3, 5 и 8 мм было проведено детальное исследование шероховатости поверхности реза по критерию минимум шероховатости. Получено, что структура поверхности реза сильно отличается в зависимости от выбранного типа лазера. Кроме этого был исследован энергетический баланс резки, измерен коэффициент поглощения лазерного излучения. Проведя анализ энергетических характеристик, подобно лазерно-кислородной резке, получено принципиально различное поведение в описании лазерной резки, а именно отсутствие законов подобия для раскрытия высоколегированной стали.

Получено, что значение шероховатости поверхности реза, при резке нержавеющей стали, для обоих лазеров одинаково и минимально при максимальной скорости резки. Следует отметить, что максимальная скорость при резке волоконным лазером больше, чем при резке CO_2 -лазером, причем с увеличением толщины металла разница между критическими скоростями уменьшается. В итоге, исходя из выше сказанного, высказано предположение, что ограничение максимальной скорости резки волоконным и CO_2 -лазером может быть вызвано различными физическими причинами.

Выводы

1. Проведена детальная оптимизация лазерной резки нержавеющей и низкоуглеродистой стали используя CO_2 и волоконный лазер.
2. Экспериментально получены законы подобия для резки низкоуглеродистой стали с использованием в качестве вспомогательного газа кислород.
3. Получено, что при лазерно-кислородной резке число Пекле и поглощённая мощность на единицу толщины разрезаемого листа остаются постоянными.
4. Получено, что волоконный лазер при резке нержавеющей стали обладает преимуществами для более тонких листов металла, а CO_2 -лазер более эффективен для больших толщин.
5. Получено, что в зависимости от типа лазера, поверхность реза обладает различной бороздчатой структурой.
6. Высказано предположение, что при резке нержавеющей стали, ограничение максимальной скорости резки волоконным и CO_2 -лазером может быть вызвано различными физическими причинами.

Литература

- [1] J. Powell, A.F.H. Kaplan, *31th International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics «ICALEO-2012»*, 277-281. (2012).
- [2] D. Petring, F. Schneider, et al, *27th International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics «ICALEO-2008»*, 249-258 (2008).
- [3] Miyamoto I., Mauro H., *Weld. & Prod. Eng. Osaka*, (1988. p.1).

Запись длиннопериодных и брэгговских волоконных решеток фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 и 513 нм

А.В. Достовалов^{1,*}, А.А. Вольф¹, М.В. Дубов², В.К. Мезенцев², С.А. Бабин^{1,3}

¹*Институт автоматизирующей и электрометрии СО РАН, Новосибирск*

²*Aston University, Birmingham, UK*

³*Новосибирский государственный университет, Новосибирск*

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

Длиннопериодные волоконные решетки (ДПВР) и волоконные брэгговские решетки (ВБР) нашли широко применение в различных областях науки и техники. ДПВР используются в телекоммуникационных системах в качестве оптоволоконных элементов для выравнивания спектра усиления эрбиевых усилителей [1], а в волоконных лазерах - в качестве спектральных фильтров [2]. ВБР используются в качестве зеркал резонаторов волоконных лазеров, а также в качестве датчиков физических величин в оптических сенсорных системах [3]. Традиционным методом создания волоконных решеток является технология УФ записи. При этом механизм изменения показателя преломления требует использования фоточувствительных материалов, например, волокон, легированных германием. Для увеличения фоточувствительности волокна предварительно насыщаются водородом. Альтернативным методом создания волоконных решеток, развиваемым в последнее время, является фемтосекундная (1 фс = 10^{-15} с) запись [4], при которой модуляция показателя преломления наводится за счет нелинейного поглощения фемтосекундного лазерного излучения в нефоточувствительных материалах. Данная особенность позволяет создавать структуры показателя преломления в стандартных телекоммуникационных волокнах без повышения фоточувствительности, а также без снятия защитной оболочки волоконного световода, пропускающей ИК и видимое излучение. Кроме того, метод поточечной фемтосекундной записи позволяет создавать волоконные решетки со сложной структурой, включая аподизацию, чирп, фазовые сдвиги [5]. Исследования в данной области велись в основном с использованием титан-сапфирового лазера ($\lambda = 800$ нм) [6], а также УФ фс излучения ($\lambda = 264$ нм) [7]. В качестве альтернативного источника фс излучения может выступать иттербиевый лазер ($\lambda = 1026$ нм).

В данной работе приведены результаты по записи ДПВР фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 нм в стандартном телекоммуникационном волокне SMF-28e+. Запись осуществлялась импульсами с длительностью 232 фс, длина решеток составляет 20 мм, период 500 мкм. Сравнение спектров ДПВР, полученных при прямой поточечной записи и записи диафрагмированным на щели пучком, представлено на Рис. 1. Предложенный метод записи ДПВР через щель позволяет увеличить поперечное сечение модифицируемой области и, тем самым, увеличить коэффициент связи между модой, распространяющейся в сердцевине, и оболочечными модами волоконного световода. Это, в свою очередь, позволяет значительно улучшить спектральные характеристики ДПВР, а также повысить воспроизводимость результатов.

Спектр отражения ВБР, записанной в волокне SMF-28e+ на второй гармонике лазера ($\lambda = 515$ нм), приведен на Рис. 2а. Запись осуществлялась фемтосекундными импульсами с длительностью 270 фс и энергией 90 нДж,

длина решетки составляла 10 мм, период решетки 1 мкм. На Рис. 2б представлено изображение фрагмента записанной ВБР, полученное методом DIC микроскопии.

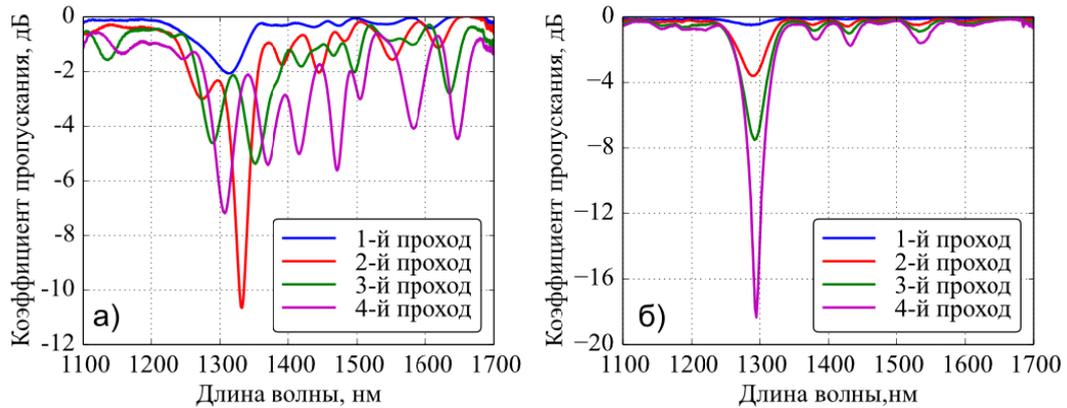


Рис. 1. Спектры пропускания ДПВР, записанных в несколько проходов: а) прямая поточечная запись, б) запись диафрагмированным на щели пучком.

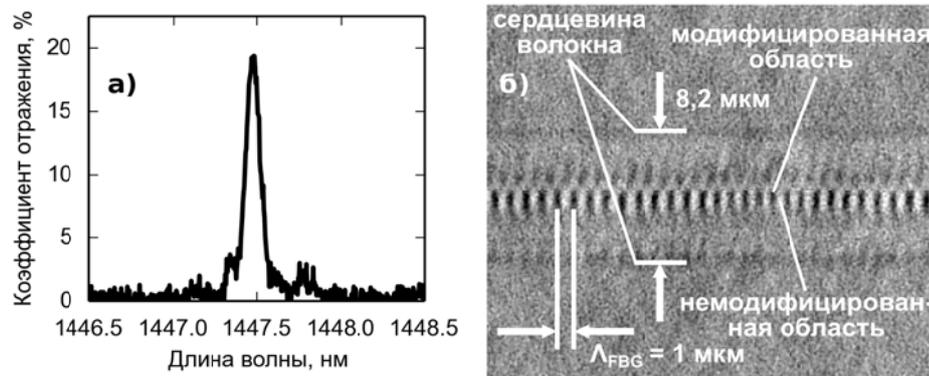


Рис. 2. а) Спектр отражения ВБР, записанной фс излучением в нефоточувствительном волокне SMF-28e+, б) фрагмент записанной ВБР.

Для оптимизации процесса записи и достижения требуемых спектральных характеристик при создании ВБР необходимо знать пространственное распределение и величину модуляции показателя преломления (ПП) в области модификации волоконного световода. Одним из методов прямого измерения модуляции ПП является метод количественной фазовой микроскопии, основанный на численном решении уравнения переноса интенсивности и широко применяемый при профилировании волоконных световодов [6]. Для записанной решетки амплитуда разности значений ПП между модифицированной и немодифицированной областями составила $\Delta n = -4,5 \times 10^{-4}$, а ширина области модуляции в радиальном сечении на половине этого уровня 1,6 мкм. Показано, что для полученной ВБР характер изменения ПП связан с вытеснением расплавленного материала из фокального объема в окружающий материал.

Литература

- [1] P. F. Wysocki et al, *IEEE Photonics Technology Letters* **9**, 1343–5 (1997)
- [2] V. Bhatia, A. Vengsarkar, *Optics Letters* **21**, 692–4 (1996)
- [3] A. Cusano et al, *Fiber Bragg Grating Sensors: Recent Advancements, Industrial Applications and Market Exploitation*, (Bentham Science Publishers, 2012)
- [4] J. Thomas et al, *Laser & Photonics Reviews* **6**, 709–723 (2012)
- [5] G. D. Marshall et al, *Opt. Express* **18**, 19844–59 (2010)
- [6] S. J. Mihailov et al, *Optics Letters* **28**, 995–7 (2003)
- [7] A. Dragomir et al, *Optics Letters* **28**, 2171–3 (2003)
- [8] A. Roberts et al, *Optics Letters* **27**, 2061–3 (2002).

Опыт разработки и применения волоконно-оптических датчиков в РФ

И.С. Шелемба

ООО «Инверсия-Сенсор»

E-mail: shelemba@i-sensor.ru

Волоконно-оптические датчики являются одним из перспективных инструментов измерения температуры, деформации, давления и других физических величин. Ряд преимуществ (среди которых нечувствительность к электромагнитным помехам, искро- и взрыво безопасность и простота объединения в системы) позволяют им успешно замещать традиционные аналоги в различных областях промышленности.

В данной работе описан российский опыт разработки точечных (на основе ВБР) и распределенных (на основе ВКР) датчиков для измерения различных физических величин, а также их применения для решения следующих задач:

- пожарное извещение;
- мониторинг состояния электрического кабеля (в том числе сверхпроводящего);
- мониторинг состояния трубопроводов и компрессорных станций;
- мониторинг напряженно-деформированного состояния элементов зданий, стадиона, ГЭС;
- измерения распределения температуры элементов турбогенератора;
- статические и динамические испытания авиационных материалов и элементов летательных аппаратов.

Предложены решения по построению комплексных систем контроля на основе волоконно-оптических датчиков для следующих объектов:

- угольные шахты;
- нефтегазовые скважины;
- летательные аппараты.

Полигармонические методы зондирования волоконно-оптических избирательных структур

О.Г. Морозов^{1*}, Г.А. Морозов²

¹Казанский национальный исследовательский технический университет – КАИ им. А.Н. Туполева

²Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики
(Казанский филиал)

*E-mail: microoil@mail.ru

Волоконно-оптические избирательные или резонансные структуры занимают широкий спектр приложений в технологиях телекоммуникаций и сенсорики оптического диапазона. К ярким примерам подобных структур относятся волоконные решетки Брэгга (ВРБ), интерферометры Фабри-Перо, тонкопленочные фильтры и т.д., огибающая которых может быть описана контуром Гаусса или Лоренца.

Для преобразования информации с ВРБ используется широкополосная или перестраиваемая в широком диапазоне оптико-электронная измерительная аппаратура: оптические анализаторы спектра, перестраиваемые лазеры, сканирующие интерферометры Фабри-Перо, дифракционные решетки с ПЗС матрицами и др.

В последнее время значительного прогресса в плане точности и разрешающей способности измерений, а также практичности применения достигли технологии интегрального многочастотного анализа [1], оптической рефлектометрии во временной [2] и частотной [3] областях, узкополосного двухчастотного зондирования ВРБ с дифференциальной [4] и интегральной [5] обработкой отраженных от или прошедших через ВРБ сигналов, что делает их конкурентоспособными для указанных выше методов преобразования информации по метрологическим характеристикам, простоте и стоимости реализации.

В результате оптимизации схемы системы мониторинга температурных и деформационных распределений с широким диапазоном измеряемых относительных удлинений/температур на основе ВРБ авторами [6] было показано, что при регистрации механического напряжения и температуры брэгговской дифракционной решетки методом оптической временной рефлектометрии принимаемый сигнал прямо пропорционален измеряемому воздействию при выполнении следующих условий:

1. Полуширина спектра отражения ВРБ много меньше, чем полуширина спектра мощности зондирующего импульса.

2. Полуширина спектра отражения ВРБ больше чем разность длин волн двух соседних продольных мод спектра мощности зондирующего импульса.

При этом для обеспечения максимального динамического диапазона полезного сигнала резонансная длина волны ВРБ должна выбираться из условия максимальной крутизны для огибающей спектра зондирующего импульса.

Таким образом, данный метод фактически представляет собой двухчастотную разновидность многочастотного метода анализа интегральной интенсивности [1] и обладает его же недостатками. А именно, для устранения погрешности измерений, обусловленной неконтролируемыми изменениями мощности зондирующих импульсов вследствие нестабильности мощности лазера, наличием модовых скачков, потерь направляемого излучения в подводящих волокнах и другими факторами, целесообразно использовать дифференциальную регистрацию сигналов от ВРБ, которая, в свою очередь, достаточно сложно реализуема.

Для устранения указанных недостатков было предложено обработку двухчастотного сигнала проводить по его огибающей и формировать опорный канал измерений [7-8]. Данные методы (с амплитудной, фазовой и амплитудно-фазовой регистрацией) обладают высокой оперативностью, обеспечивают измерение температуры в диапазоне ± 100 °С с погрешностью $\pm 0,1$ °С и относительное натяжение в диапазоне до 10^{-1} с погрешностью $\pm 0,005$. Их основным достоинством является отсутствие необходимости проведения измерений в области резонанса спектральной характеристики решетки.

Однако они используются в основном лишь для работы с точечными датчиками. Основной причиной последнего являются определенные трудности, возникающие при регистрации фазовой информации. В большинстве случаев для измерения используются ВРБ с шириной полосы отражения на полувысоте в 0,3 – 0,5 нм, что соответствует по требованиям метода необходимой разностной частоты между двумя составляющими в 40-60 ГГц. Измерение разности фаз на такой частоте достаточно сложный процесс, а используемая элементная база дорогостояща. Второй сдерживающей причиной является проблема обеспечения измерений механического напряжения в широком диапазоне. При этом кроме сдвига центральной длины волны ВРБ происходит уширение спектра решетки и изменение ее коэффициента отражения. Таким образом, необходима разработка чисто амплитудных методов с возможностью измерения, как изменений центральной длины волны, так и коэффициента отражения и полосы пропускания ВРБ на полувысоте.

Решение поставленной задачи было найдено при использовании полигармонических методов зондирования волоконно-оптических избирательных структур [9, 10]. В структуре зондирующего сигнала формируется, как минимум, четыре гармонических составляющих, производных от несущей одночастотного лазера, полученных методами внешней электрооптической модуляции в однопортовом MZM (JDSU) или PolM (Versawave Inc.) модуляторах. В докладе рассматриваются методы полигармонического зондирования ВРБ двумя двухчастотными излучениями с различными средними и разностными частотами [9] и с одинаковой средней и различными разностными частотами [10]. Последний получил название метод вариации разностной частоты. При реализации методов не требуется учета фазовых характеристик огибающих. В докладе также приведены результаты исследования созданных устройств, их характеристики, оценены возможности построения квазираспределенных сенсорных систем.

Работа выполнена в рамках госзадания Минобрнауки РФ на выполнение НИР в КНИТУ-КАИ на 2014-2016 годы (программа «Фотоника») и договора №9932/17/07-К-12 в рамках ФЦП по Постановлению Правительства РФ №218.

Литература

- [1] G. Sasaki, US Pat. № 7027473 (2006)
- [2] L.C.G. Valente et al., *IEEE sensors J.*, **3**, 31-35 (2003)
- [3] B.A. Chailders, M.E. Frogatt et al., *SPIE Proc.*, **4333**, 133-142, (2001)
- [4] T. Weaver, WO Pat. № 020838 (2008)
- [5] O.G. Morozov et al., *SPIE Proc.*, **7992**, 79920E (2010)
- [6] Ю.Н. Кульчин и др. Отчет о НИР 11.519.11.5015 (2013)
- [7] О.Г. Морозов и др., Пат. РФ № 92180 (2009)
- [8] Д.Л. Айбатов и др., Пат. РФ № 102256 (2010)
- [9] П.Е. Денисенко и др., Пат. РФ № 122174 (2012)
- [10] Г.А. Морозов и др., Пат. РФ № 124812 (2013)

Исследование виброакустических колебаний с использованием волоконных решеток Брэгга

И.И. Нуреев^{*}, А.А. Сахабутдинов

*ФГБОУ ВПО Казанский Национальный Исследовательский Технический Университет
им. А.Н. Туполева – КАИ*

^{}E-mail: n2i2@mail.ru*

Оптоволоконные датчики (температуры, движения, давления и вибрации) обладают большими преимуществами перед традиционными электрическими. Высокая точность и скорость измерений вкупе с сокращением затрат (все оптические кабели с передачей данных можно располагать в одном лотке с электрическими без риска потери или искажения сигнала) делает оптоволоконные датчики все более привлекательными.

Нами проводилась оценка возможностей оптоволоконных структур в применении к исследованию виброакустических колебаний при анализе вибраций конструкций и механизмов, а так же к определению параметров звуковых волн.

За основу чувствительного элемента была выбрана пара идентичных (с одинаковой центральной длиной волны) оптоволоконных решеток Брэгга (ВРБ). Первая ВРБ играет роль опорной. Вторая ВРБ находится под воздействием влияния механических или акустических колебаний и играет роль измерительной.

Целью исследования было создание такой оптической схемы и способа измерения сигнала, которые позволили бы определить главные частоты и амплитуды колебаний с минимальными затратами на общую схему. Фактически решалась задача определения смещения положения центральной длины волны измерительной ВРБ относительно опорной без применения процедуры интеррогации. В качестве дополнительных ограничений, которые были наложены на схему измерений, можно рассматривать независимость результатов измерений от температуры в области измерительной ВРБ.

В результате исследований была предложена конструкция датчика виброакустических колебаний, которая преобразовывала энергию механических и звуковых колебаний в энергию растяжения/сжатия измерительной ВРБ. Была создана оптическая схема, позволяющая в реальном масштабе времени преобразовывать смещение центральной длины волны измерительной ВРБ относительно опорной в амплитуду электрического тока на фотодетекторе. Данные с фотодетектора оцифровывались с помощью 12-ти разрядного АЦП и затем передавались в компьютер для дальнейшей обработки. По мере поступления данных с АЦП они подвергались быстрому преобразованию Фурье для определения главных частот и амплитуд колебаний.

В ходе научных экспериментов выявлена четкая корреляция между частотой и амплитудой внешних вибраций или акустических волн с частотой и амплитудой изменения величины тока на фотодетекторе. Исследовано влияние собственных частот конструкции датчика вибрации на внешние измеряемые частоты колебаний. Оценено влияние материалов покрытия измерительной ВРБ на точность получаемых результатов. В ходе работы была исследована зона применимости датчика для различных диапазонов частот от инфразвуковых (0 – 20 Гц) до звуковых (20 Гц – 20 кГц) и ультразвуковых (свыше 20 кГц). Подобраны параметры конструкции датчика для точного определения частот в диапазоне от 20 Гц до 1,2 кГц и для диапазона звуковых частот от 500 Гц до 20 кГц.

Стендовая сессия

Модель волоконно-оптической линии передачи, функционирующей в маломодовом режиме

В.А. Андреев, А.В. Бурдин*, В.А. Бурдин, К.А. Волков

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

**E-mail: bourdine@yandex.ru*

В работе представлена модель линейного тракта волоконно-оптической линии передачи (ВОЛП), функционирующей в маломодовом режиме, которая совместно учитывает дифференциальные модовые задержку, затухание и хроматическую дисперсию, а также процессы взаимодействия и смешения модовых компонентов оптического сигнала, обусловленные нерегулярной структурой реальных промышленных оптических волокон (ОВ), а также наличием микро- и макроизгибов волоконных световодов в оптических кабелях, неизбежно возникающих при инсталляции ВОЛП. Рассматриваются одиночные кварцевые слабнонаправляющие ОВ с произвольным осесимметричным профилем показателя преломления, ограниченным одной внешней сплошной оболочкой. Модель базируется на кусочно-регулярном представлении и использует общий подход метода расщепления по физическим процессам [1]. Так, в пределах регулярного сегмента заданной длины Δz геометрия световода – например, радиус сердцевины, параметры профиля показателя преломления и пр. – остаются постоянными, связь мод отсутствует, а модовые компоненты сигнала распространяются независимо друг от друга. Предполагается, что каждая направляемая мода, постоянная распространения которой, изменяясь от сегмента к сегменту, удовлетворяет условию отсечки для всех регулярных световодов, составляющих исследуемое ОВ, переносит одиночный импульс заданной формы, идентичной вводимому сигналу (например, гауссовой). В пределах регулярного сегмента амплитуда импульса уменьшается за счет собственного затухания моды.

Границы регулярных сегментов рассматриваются в виде соосного соединения двух подобных ОВ с некоторым заданным малым угловым рассогласованием. Это позволяет учесть наличие изгибов волокон ВОЛП, неизбежно возникающих на практике при инсталляции строительных длин оптического кабеля. Перераспределение мощности сигнала между амплитудами отдельных составляющих как результат взаимодействия и смешения модового состава определяется путем оценки коэффициентов связи на вышеописанных стыках на основе разработанной ранее методики, подробно изложенной в [2]. Последняя базируется на совместном применении модификации приближения Гаусса [3], обобщенной на случай расчета параметров передачи направляемых мод произвольного порядка, распространяющихся в слабнонаправляющих ОВ с произвольным осесимметричным профилем показателя преломления, ограниченным одной внешней сплошной оболочкой, и известного метода интеграла перекрытия полей [4].

Для устранения проблемы энтропии генераторов случайных чисел ПЭВМ, вариации диаметра сердцевины исследуемого ОВ предлагается задавать непосредственно в соответствии с протоколами измерений датчиков контроля диаметра ОВ, снятых в процессе его вытяжки, опубликованные в известных источниках – например, [5].

На приемную сторону указанные импульсы приходят с определенной задержкой относительно друг друга, обусловленной разбросом значений групповых скоростей направляемых мод. В случае появления новой модовой компоненты

форма переносимого данной модой сигнала представляет собой результат сложения гауссовых импульсов всех направляемых мод, которые непосредственно передали часть своей мощности указанной составляющей пропорционально соответствующему значению коэффициента связи. На приемной стороне результирующая огибающая импульса рассматривается как суперпозиция всех существующих модовых компонентов сигнала.

Таким образом, в рамках предложенного кусочно-регулярного представления ВОЛП, частотный отклик оптического сигнала, переносимого M модовыми компонентами LP_{lm} в нерегулярном ОБ общей протяженностью z при выбранной длине регулярного сегмента Δz вблизи несущей частоты ω_0 может быть описан выражением вида:

$$H_{\text{вых}}(\omega, z) = F \left[h_{\text{вх}}(t) \sum_p^M A_{(N_z+1)}^{(p)} \exp \left[-\alpha_{(N_z+1)}^{(p)} (z - N_z \Delta z) \right] \right] \times \\ \times \exp \left[-j(\omega - \omega_0) \tau_3^{(p; N_z+1)} (z - N_z \Delta z) \right] \exp \left[-j \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2^{(p; N_z+1)} (z - N_z \Delta z) \right] \times \\ \times \prod_{q=1}^{N_z} A_q^{(p)} \exp \left(-\alpha_q^{(p)} \Delta z \right) \exp \left(-j(\omega - \omega_0) \tau_3^{(p; q)} \Delta z \right) \exp \left(-j \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2^{(p; q)} \Delta z \right),$$

где F – прямое преобразование Фурье; $h_{\text{вх}}(t)$ – импульс на входе многомодового ОБ; $N_z = E(z/\Delta z)$; $E(x)$ – целая часть от действительного числа x ; $A_q^{(p)}$ и $\alpha_q^{(p)}$ амплитуда и коэффициент затухания p -й направляемой моды LP_{lm} ($p=1 \dots M$) на q -ом регулярном сегменте; $\beta_2^{(p; q)}$ – дисперсионный параметр p -й направляемой моды LP_{lm} на q -ом регулярном сегменте, который является 2-м элементом разложения частотной зависимости постоянной распространения $\beta(\omega)$ в ряд Тейлора – хорошо известного алгоритма записи основного уравнения распространения [1], где первый элемент ряда – это непосредственно задержка p -й направляемой моды на q -ом сегменте $\beta_1^{(p; q)} = \tau_3^{(p; q)}$, в то время как второй параметр $\beta_2^{(p; q)}$ позволяет учесть вклад хроматической дисперсии. Соответственно, результирующий импульсный отклик сигнала на выходе исследуемого нерегулярного многомодового ОБ $h_{\text{вых}}(t)$ определяется по общеизвестной формуле: $h_{\text{вых}}(t) = F^{-1}(H_{\text{вых}}(\omega)) \cdot [F^{-1}(H_{\text{вх}}(\omega))]^*$, где F^{-1} – обратное преобразование Фурье; $[x]^*$ – комплексно сопряженное число.

В работе представлены результаты экспериментальной апробации предложенной модели. Анализ полученных данных показал хорошее совпадение модельной и измеренной форм импульсного отклика на выходе кварцевых многомодовых ОБ. При этом, если для градиентных волокон, как категории ОМ2, так и ОМ2+/ОМ3, профиль которых отличается наличием центрального пика, наибольшее расхождение по отдельным параметрам сигнала – положение и разброс амплитуд между главным и периферийным максимумами, дифференциальной модовой задержки или дисперсии в целом – составила менее 20%, то для образцов многомодовых ОБ с центральным провалом профиля категории ОМ2 и с профилем без дефектов категории ОМ2+/ОМ3 погрешность не превысила 10%.

Литература

- [1] Г. Агравал. *Нелинейная волоконная оптика* (Мир, Москва, 1996), 323 с.
- [2] A.V. Bourdine, *Proceedings of SPIE* **8787**, 878706-1 – 878706-12 (2013)
- [3] A.V. Bourdine, *Proceedings of SPIE* **6605**, 660509-1 – 660509-13 (206)
- [4] А. Снайдер, Дж. Лав. *Теория оптических волноводов* (Радио и связь, Москва, 1987), 656 с.
- [5] K.J. Lyytikainen. Control of complex structural geometry in optical fibre drawing. PhD Thesis. University of Sydney, 2004

К вопросу выбора оптических волокон для высокоскоростных волоконно-оптических линий передачи дальней связи

В.А. Бурдин^{*}, А.В. Бурдин, М.В. Дашков, К.А. Волков

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

**E-mail: burdin@psati.ru*

Барьер скорости передачи в оптическом канале 100 Гбит/с был преодолен во многом благодаря компенсации дисперсионных искажений методами электронной компенсации в сочетании с применением устойчивых к дисперсии форматов модуляции и оптимизацией кодирования и приема. Современные оптоэлектронные микросхемы позволяют практически полностью исключить влияния дисперсионных искажений. В этих условиях основным фактором ошибок в оптическом канале становится нелинейность. Задача подавления нелинейных искажений в оптическом канале является крайне сложной. Вместе с тем исключить фактор нелинейности в линии с одномодовыми оптическими волокнами (ОВ) нельзя, поскольку для достижения приемлемых длин усилительного участка суммарная мощность оптического излучения в волокне на выходе оптического усилителя (ОУ) для системы со спектральным разделением каналов значительна, а площадь эффективного сечения одномодового ОВ невелика. Один из способов уменьшения влияния нелинейных эффектов – увеличение площади поперечного сечения сердцевин ОВ линии связи.

В [2] рассмотрено применение для высокоскоростной передачи информации на дальние расстояния, так называемых, маломодовых ОВ с площадью эффективного сечения 130 мкм². Экспериментально показана возможность передачи по таким ОВ десяти оптических каналов со скоростью передачи в канале 112 Гбит/с на расстояние до 5032 км.

В отличие от одномодовых ОВ, в которых распространяются две ортогонально поляризованные моды, в маломодовых ОВ из-за увеличения диаметра сердцевин может распространяться большее число мод. Каждая из направляемых мод отличается скоростью распространения, хроматической дисперсией и затуханием. Разность скоростей распространения ограниченного набора направляющих мод в ОВ проявляется как дифференциальная модовая задержка. Дифференциальная модовая задержка, хроматическая дисперсия и потери высших мод значительно увеличивают искажения оптических сигналов в оптическом канале в маломодовом режиме передачи ОВ по сравнению с одномодовым режимом. В маломодовых ОВ число направляемых мод уменьшают за счет ограничения диаметра сердцевин световода. Площадь эффективного сечения маломодового ОВ по сравнению со стандартными ступенчатыми одномодовыми ОВ увеличивается незначительно и составляет 130 мкм². Однако, при этом нелинейность также снижается незначительно.

Известно, что при возбуждении многомодового ОВ когерентным источником оптического излучения также имеет место маломодовый режим передачи – в ОВ распространяется ограниченный набор мод. Однако площадь эффективного сечения типового многомодового ОВ 50/125 примерно в 25 раз превышает соответствующий параметр стандартного ступенчатого одномодового ОВ. Соответственно, при тех же уровнях мощности оптического излучения его

интенсивность в многомодовом ОВ во столько же раз меньше, что позволяет предположить, что в этом случае нелинейностью можно пренебречь. Однако число направляемых мод в многомодовых волокнах в несколько раз больше, чем в маломодовых. Соответственно и искажения сигналов в оптическом канале за счет дифференциальной модовой задержки, хроматической дисперсии и затухания мод высшего порядка значительно больше. Память оптического канала при маломодовом режиме передачи по многомодовому ОВ может более чем на порядок превышать память оптического канала при одномодовом режиме.

В отсутствие нелинейности, дифференциальная модовая задержка, хроматическая дисперсия мод и их потери являются основными факторами искажений оптических сигналов в оптическом канале при маломодовом режиме передачи. Другими словами линейные искажения оптического канала в маломодовом режиме во много раз превышают линейные искажения оптического канала в одномодовом режиме. Но, в отличие от одномодового режима, где существенную роль играют нелинейные искажения, при маломодовом режиме искажения являются практически полностью линейными. Потенциальные возможности оптоэлектронных микросхем на современном этапе позволяют предположить, что при маломодовом линейном режиме передачи сигнал в оптическом канале может быть практически полностью восстановлен.

Учитывая вышесказанное, представляет интерес сравнение условий передачи при использовании на линиях связи многомодовых оптических волокон, функционирующих в маломодовом режиме, маломодовых и одномодовых ОВ. С этой целью было выполнено моделирование передачи сигналов в формате DQPSK (Differential Quadrature Phase Shift Keying) в одном оптическом канале в линии протяженностью 1000 км с ОУ EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier). Модель EDFA учитывала лишь коэффициент усиления и шумы ОУ. Длина усилительного участка принималась равной 100 км. Было принято, что ввод и вывод оптического излучения в многомодовое и маломодовое ОВ выполняется через стандартное ступенчатое одномодовое ОВ, а EDFA включается на линии через стандартные ступенчатые одномодовые ОВ как вставка между многомодовыми или маломодовыми ОВ. Полагали, что потери на длине усилительного участка полностью компенсируются. Расчеты были выполнены для рабочей длины волны 1550 нм. Длительность тактового интервала принималась равной 25 пс. Искажения в оптическом канале моделировали, решая систему уравнений типа уравнений Шредингера. На приеме для компенсации дисперсионных искажений включался линейный фильтр. Допускали, что дисперсионные параметры оптических волокон меняются относительно медленно. Соответственно, моделирование выполняли в два этапа. Первый этап – расчет характеристик восстанавливающего фильтра. Второй этап – анализ качества передачи в оптическом канале. Качество передачи оценивали с помощью глаз-диаграммы и Q-фактора. Была рассмотрена модель линии со стандартными ступенчатыми одномодовыми ОВ, маломодовыми ступенчатыми ОВ с площадью эффективного сечения 130 мкм² и многомодовыми ОВ категории OM3.

Литература

- [1] P.J. Winzer, G. Raybon, et al, *J. of Lightwave Technology* **26**(20), 3388-3402 (2008)
- [2] F. Yaman, N. Bai, et al, *Optics express* **18**(20), 21342-21349 (2010)

Теоретические и экспериментальные оценки чувствительности поляризационной рефлектометрии к новым событиям на оптических линиях

В.А. Бурдин, М.В. Дашков*, Е.В. Дмитриев

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

**E-mail: mvd.srttc@gmail.com*

В настоящее время при эксплуатации волоконно-оптических линий передачи (ВОЛП) широкое применение получают системы мониторинга состояния оптического волокна (ОВ). Непрерывный контроль позволяет на ранней стадии выявить и локализовать проблемный участок ОВ или деградирующее сварное соединение, сократить время аварийно-восстановительных работ и, тем самым, обеспечить требуемый уровень надежности ВОЛП. В подобных системах, как правило, используются оптические рефлектометры, работающие во временной области. Методы традиционной рефлектометрии позволяют выявлять только существенные дефекты ОВ, например, когда трещина достигает границы сердцевина/оболочка ОВ, наблюдаются изгибы с радиусом меньше критического или приложена существенная нагрузка. Одним из вариантов повышения чувствительности систем мониторинга является применение поляризационной рефлектометрии. Принцип метода заключается в измерении временной зависимости мощности оптического излучения обратного релеевского рассеяния одной поляризации – поляризационной характеристики обратного рассеяния (ПХОП) ОВ [1].

Для определения потенциальных возможностей применения поляризационной рефлектометрии в системах мониторинга важно оценить чувствительность метода по выявлению и локализации новых событий на ОВ.

Теоретическая оценка производилась на основе разработанной математической модели участка ОВ с дефектом. Модель базируется на известном представлении ОВ в виде последовательного соединения элементарных сегментов с линейным двулучепреломлением, описываемых матрицами Джонса [2]. Разработанная модель позволяет в заданной точке эмулировать дефект ОВ в виде радиальной нагрузки, изгиба или трещины на поверхности ОВ. При этом дефект описывается такими параметрами, как протяженность дефекта, наведенное двулучепреломление и угол поворота оптических осей. Следует отметить, что для различных видов воздействий (изгиб, радиальная нагрузка, трещина) в первую очередь характерно изменение ориентации оптических осей участка ОВ в соответствии с приложенной нагрузкой, что и будет определяющим фактором изменения ПХОП в случае локального воздействия.

В работе численное моделирование производилось для двух факторов, характерных для дефектов ОВ: поворот оптических осей и наведенное двулучепреломление. Модель позволяет учитывать шумы фотоприемного устройства, характерные для реальных рефлектограмм, и в данном исследовании отношение сигнал/шум (SNR) в конце ПХОП составляло 10 дБ.

При результате численного моделирования было определено, что выявить и локализовать новое событие возможно при локальном повороте оптических осей более, чем на 4 градуса, а также при изменении величины двулучепреломления на 0.07 м^{-1} .

Экспериментальное исследование производилось на макете, состоящем из трех катушек стандартного одномодового ОВ, в середине одной из которых был сделан отвод для формирования дефектов. Измерения производились оптическим рефлектометром Anritsu MW9076B1, для обеспечения поляризационной чувствительности подключение к линии производилось через поляризатор и контроллер поляризации. Параметры измерения: длина волны 1550 нм, длительность импульса 100 нс, время усреднения 1 мин. Методика измерения и анализа заключалась в следующем: проводилось измерение эталонной ПХОП, вносился дефект, и снималась текущая ПХОП, затем для полученных характеристик рассчитывалось распределение корреляционной зависимости [3]. Экспериментально оценивалась чувствительность метода к повороту оптических осей, для этого на участке ОВ в середине второй катушки формировалось кольцо с радиусом более 30 мм, которое затем можно было поворачивать на заданный угол.

На рис. 1 приведены примеры корреляционных характеристик, полученных по результатам численного моделирования и эксперимента.

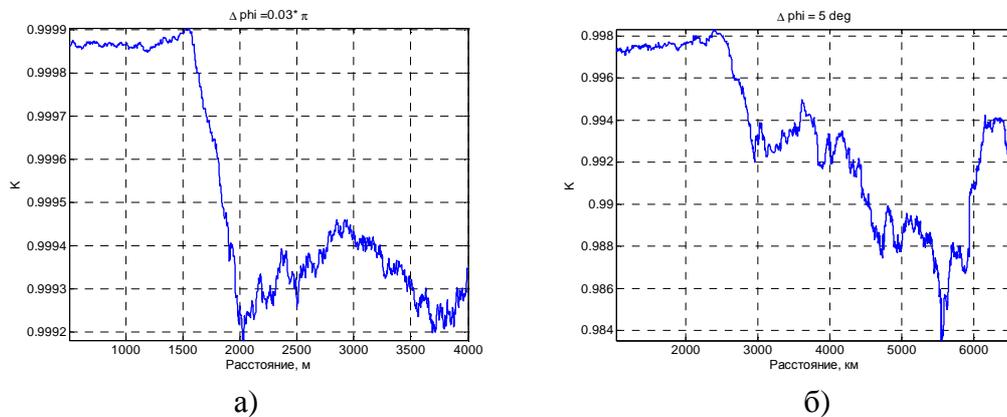


Рис 1. Корреляционные характеристики ПХОП при повороте оптических осей на 5° :
а) численное моделирование, б) эксперимент

Результаты численного моделирования и эксперимента достаточно хорошо согласуются при условии неизменности подключения рефлектометра в ходе измерения эталонной и текущей характеристик.

Следует отметить, что результаты были получены для SNR=10 дБ. При увеличении уровня шума, чувствительность может существенно снижаться. Так, например, при SNR=5 дБ однозначно выявить новое событие возможно при повороте оптических осей более, чем на 14° .

В докладе приведены оценки чувствительности в зависимости от характеристики дефекта и от величины отношения сигнал/шум.

Литература

- [1] A.J. Rogers, *Applied Optics* **20** (6), 1060-1074 (1981)
- [2] M. Wuilpart, *IEEE Photonics Technology Letters* **13**(8), 836-838, (2001)
- [3] В.А. Бурдин, Е.В. Дмитриев, *Инфокоммуникационные технологии* **8**(3), 34-37 (2010)

Выбор параметров дисперсионных карт квазисолитонных режимов волоконно-оптических линий передачи численными и аналитическими методами

В.А. Бурдин, М.В Дашков, К.А. Волков*

Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики

**E-mail: volkov_ka_lsits@mail.ru*

Для моделирования процессов распространения в волоконно-оптических линиях передачи (ВОЛП) управляемых дисперсией солитонов (УДС), как правило, применяют модифицированное нелинейное уравнение Шредингера (МНУШ) с периодически изменяющимися коэффициентами или, как его еще называют, уравнение Габитова-Турицына [1]. В наиболее общей постановке задачи его решение получают численными методами. В частности, методом разделения по физическим процессам (SSFM – Split Step Fourier Method) [1,2]. Известны приближенные решения МНУШ вариационными методами, полученные в предположении, что форма огибающей импульсов при распространении не изменяется [3]. Известны также аналитические решения МНУШ с периодически изменяющимися коэффициентами, согласно которым в ВОЛП с периодической структурой распространяются солитоноподобные импульсы с огибающей, форма которой описывается также, как и для классического солитона [4]. Аналитические решения представляют особый интерес для прикладных задач проектирования ВОЛП, к которым относятся задачи оптимизации схем компенсации дисперсии (дисперсионных карт – ДК). Как известно, параметры качества передачи бинарной последовательности в существенной степени зависят от влияния межсимвольной интерференции. На основе известного подхода к формированию ДК, представленного в работе [5], представлена методика определения границ области существования устойчивых УДС в линии с плотным управлением дисперсией и разбросом параметров ДК. На основе анализа методов решения МНУШ с переменными коэффициентами применительно к модели ВОЛП, учитывающей взаимодействие солитонов, показано, что в первом приближении области изменения параметров ДК, в которых обеспечивается распространение устойчивых УДС, для импульсов с огибающими, описываемыми функцией Гаусса и функцией гиперболического секанса, совпадают. В настоящей работе также представлены результаты моделирования распространения импульсов в ВОЛП с плотным управлением дисперсией на основе решения МНУШ методом разделения по физическим процессам, приближений, полученных на основе вариационного подхода, и аналитического решения для тестовых примеров, в которых были рассмотрены симметричные и асимметричные ДК, состоящие из двух, трех и четырех сегментов.

Литература

- [1] A. Biswas, D Milovic et al, *Mathematical Theory of Dispersion-Managed Optical Solitons*, Springer, p. 162 (2010)
- [2] Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, *Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов*. (Физматлит, Москва, 2005) 648
- [3] S.K.Turitsyn, I Gabitov, et al, *Optics Communications*, **151**, 117-135 (1998)
- [4] В.Н. Серкин, Т.Л. Беляева, *Квант. электроника* **31**, 1007–1015 (2001)
- [5] P.V. Mamyshev, N.A. Mamysheva, *Optics Letters* **24**, 1454-1456 (1999)

Активная модуляция добротности иттербиевого волоконного лазера с применением внутрирезонаторного интерферометра Маха-Цандера.

В.Г. Воронин¹, В.А. Камынин^{2*}, А.С. Курков², О.Е. Наний¹

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва.

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

*E-mail: kamyninva@gmail.com

На данный момент реализовано множество схем активной и пассивной модуляции добротности волоконных лазеров. Однако, создание источника, сочетающего в себе полностью волоконное исполнение и доступные компоненты, является интересной задачей. Особенно это касается случая с одновременной модуляцией добротности и синхронизации мод.

В данной работе предложен и реализован полностью волоконный лазер с активной модуляцией добротности. Устройство лазера представлено на Рис. 1. В основе лазера лежит иттербиевое волокно с

двойной оболочкой, вместо выходной решетки расположен интерферометр Маха-Цандера. Переменная разность плеч интерферометра получена за счет пьезокерамического элемента.

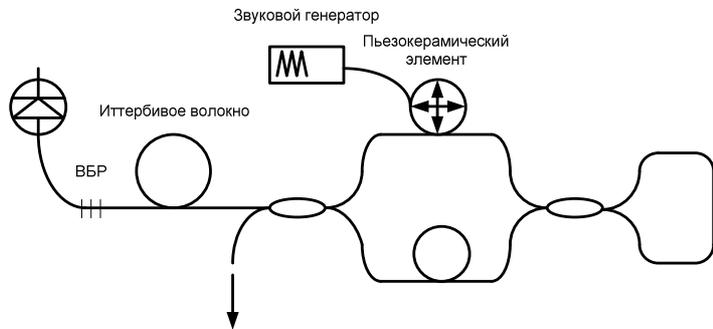


Рис. 1. Схема лазера.

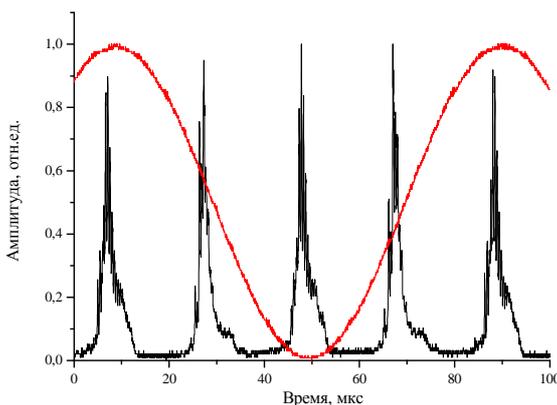


Рис. 2. Ряд импульсов в комбинационном режиме.

На выходе получено модулированное излучение с частотой следования импульсов от 12 до 48 кГц. Пиковая мощность достигала 5 Вт. Причем в ряде случаев импульсы представляли цуг наносекундных импульсов (Рис. 2). Это может быть вызвано одновременным проявлением модуляции добротности и синхронизации мод. При этом длительность огибающей импульсов составляла около 2 мкс.

Подобный тип излучения может быть использован в устройствах лазерной локации среднего действия, так как обладает достаточным периодом следования импульсов. При этом наносекундная набивка позволяет повысить точность позиционирования.

Непрерывная генерация второй гармоники в области 515 нм в волоконных световодах

Е.И. Донцова^{1,*}, С.И. Каблуков¹, И.А. Лобач¹, С.А. Бабин^{1,2}, С. Corbari³,
P.G. Kazansky³, А.В. Гладышев⁴, Е.М. Дианов⁴

¹ Институт автоматки и электрометрии СО РАН, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³ Optoelectronics Research Center, University of Southampton

⁴ Научный центр волоконной оптики РАН, Москва

*E-mail: ekaterina.dontso@mail.ru

Полностью волоконные схемы лазеров с преобразованием частоты – перспективное направление исследований. Внутри волоконного световода методом термического полинга можно создать периодическую структуру, выполняющую роль периодически-переориентированного кристалла. Период и длина структуры будут определять условия выполнения квазисинхронизма для выбранных длин волн накачки [1]. Несмотря на низкий коэффициент нелинейности в таких волокнах по сравнению с кристаллами, большая длина взаимодействия и возможность интеграции структуры в волоконную схему делают внутриволоконное удвоение частоты привлекательным направлением.

В работах по полностью волоконному удвоению частоты чаще всего пренебрегают двулучепреломлением световода. Целью данной работы было исследование влияния двулучепреломления на условия фазового квазисинхронизма в полингovaných световодах.

Для проведения экспериментов с образцом полингovanного волокна, т.е. волокна с периодически наведённой нелинейностью (ВПНН), в качестве источника накачки использовался волоконный одночастотный лазер с поляризованным излучением с длиной волны ~ 1030 нм и возможностью перестройки длины волны. Также применялся многочастотный волоконный иттербиевый лазер, работающий в аналогичном диапазоне длин волн в режиме самоподдерживающихся пульсаций и кольцевой волоконный иттербиевый лазер, работающий в непрерывном режиме. Экспериментальная установка приведена на Рисунке 1. На входе в образец ВПНН установлен контроллер поляризации (КП), позволяющий корректировать поляризацию излучения и настраиваться на максимальную мощность второй гармоники. Излучение на основной и удвоенной частоте на выходе образца разделяется селективным ответвителем. На выход порта видимого излучения добавлена коллимирующая линза (Л), 2 зеркала (Z_1, Z_2) и интерференционный фильтр (ИФ) для дополнительной фильтрации ИК излучения.

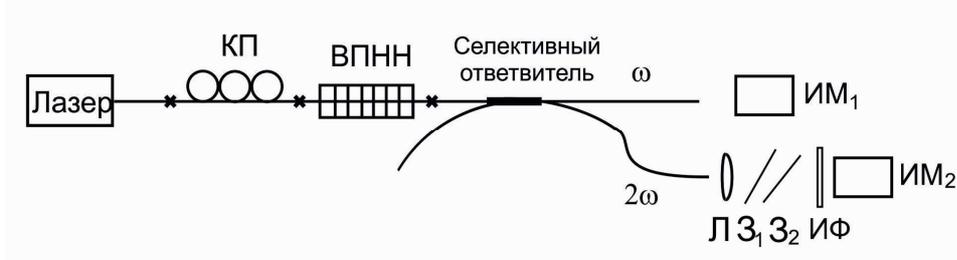


Рис.1. Схема эксперимента 1.

Добавление в схему лазера накачки поляризирующего делителя позволило получить многочастотный поляризованный источник для удвоения частоты. Измерение поляризации выходного излучения проводилось поляриметром Thorlabs PAX5710. По результатам экспериментов с различными источниками накачки можно сравнить эффективность преобразования во вторую гармонику внутри волокна, рассчитав коэффициент эффективности преобразования $k = P_{sh}/P_1^2$, где P_{sh} – мощность генерируемого излучения второй гармоники, P_1 – мощность проходящего излучения накачки со стороны ИК порта селективного ответвителя. Так коэффициент преобразования во вторую гармонику с разными лазерами составляет величину порядка (10^{-4} - 10^{-5}) 1/Вт.

В использованном образце ВПНН с помощью одночастотного волоконного лазера и лазера с самосканированием частоты, аналогичного представленному в работе [2], прописывалась кривая синхронизма по длинам волн (Рисунок 2). В работе [3] было показано, что в зависимости от поляризации волн основной и второй гармоники изменяются длина волны синхронизма и эффективность генерации. Измерения при разных состояниях поляризации излучения позволили прописать несколько кривых, представленных на рисунке. Точками обозначены данные, полученные с одночастотным лазером, линиями – измерения с помощью самосканирующего лазера. Как видно из рисунка, положение кривых в экспериментах согласуется.

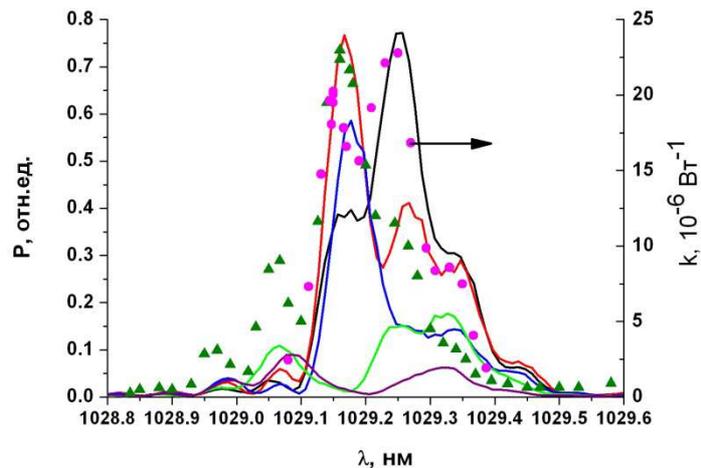


Рис. 2. Кривые синхронизма.

В работе исследовано внутриволоконное удвоение частоты непрерывного неполяризованного многочастотного лазера с различной мощностью, аналогичного поляризованного лазера, одночастотного поляризованного лазера и лазера с самосканированием частоты. Показано, что самосканирующий по частоте лазерный источник позволяет прописать различные виды синхронизма, зависящие от поляризации излучения. Подробные результаты экспериментов будут представлены в докладе.

Литература

- [1] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, R.L. Byer, *IEEE J. Quant. Electron.* **11**, 2631-2654 (1992)
- [2] I.A. Lobach, S.I. Kablukov, E.V. Podivilov, S.A. Babin, *Optics Express*, **18**, 17632-17640 (2011)
- [3] E.Y. Zhu, Li Quan, M. Liscidini et al, *Optics Letters*, **10**, 1530-1532 (2010)

Фемтосекундная поточечная запись волоконных брэгговских решеток через защитное покрытие

А.В. Достовалов¹, А.А. Вольф^{1,*}, М.В. Дубов², С.А. Бабин^{1,3}

¹Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск

²Aston University, Birmingham, UK

³Новосибирский государственный университет, Новосибирск

*E-mail: alexey.a.wolf@gmail.com

В последние два десятилетия волоконные брэгговские решетки (ВБР) нашли широкое применение в сенсорных системах благодаря ряду преимуществ, таких как компактный размер, отсутствие восприимчивости к электромагнитным полям, способность прямого измерения физических параметров, в частности, температуры и деформации [1]. Использование специализированных оптических волокон расширяет спектр применения датчиков на основе ВБР. Так, например, защитная оболочка из полиимида позволяет увеличить предел прочности волоконного световода на растяжение и повышает его стойкость к высоким температурам, световоды с чисто кварцевой сердцевиной могут быть использованы в средах с повышенной концентрацией водорода [2].

Традиционным методом создания ВБР является технология УФ записи, при которой периодическая модуляция показателя преломления возникает при экспонировании фоточувствительных волокон УФ пучком с модуляцией интенсивности, например, за счет интерференции. Относительно новым методом создания ВБР является фемтосекундная ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$) запись [3], при которой модификация показателя преломления происходит за счет нелинейного поглощения фемтосекундного лазерного излучения. Отличительной особенностью данного метода является возможность записи ВБР в нефоточувствительных волоконных световодах (например, с чисто кварцевой сердцевиной), а также запись ВБР через защитную пластиковую оболочку волоконного световода без её разрушения (например, прозрачные для ИК длин волн акрил и полиимид) [4]. Отсутствие необходимости в повторном покрытии участка волоконного световода, в котором производилась запись ВБР, увеличивает предел прочности волокна.

В экспериментах по записи ВБР использовались два типа оптических волокон с полиимидным защитным покрытием: стойкое к высоким температурам Fibercore SM1500(9/125)P, и стойкое к насыщению водородом Fibercore SM1500SC(9/125)P с чисто кварцевой сердцевиной. При диаметре $\approx 125 \text{ мкм}$, толщина защитного покрытия данных волокон составляет $\approx 10 \text{ мкм}$. Запись осуществлялась прямым поточечным методом излучением фемтосекундного иттербиевого лазера с длиной волны 1026 нм и длительностью импульса 232 фс , излучение фокусировалось микрообъективом с числовой апертурой $NA = 0.7$. Спектры отражения записанных ВБР и их параметры приведены на Рис. 1.

Результат тестирования записанных ВБР на стойкость к высоким температурам представлен на Рис. 2. Нагрев решеток осуществлялся в течении 6 часов до температур 150 , 250 и $350 \text{ }^\circ\text{C}$. При данной длительности воздействия высокой температуры деградация решеток, характерная для ВБР, созданных по технологии УФ записи [5], не наблюдалось. Также после воздействия защитное покрытие не претерпевало изменений, что дает преимущество перед ВБР с акриловым покрытием устойчивых только до температуры $150 \text{ }^\circ\text{C}$.

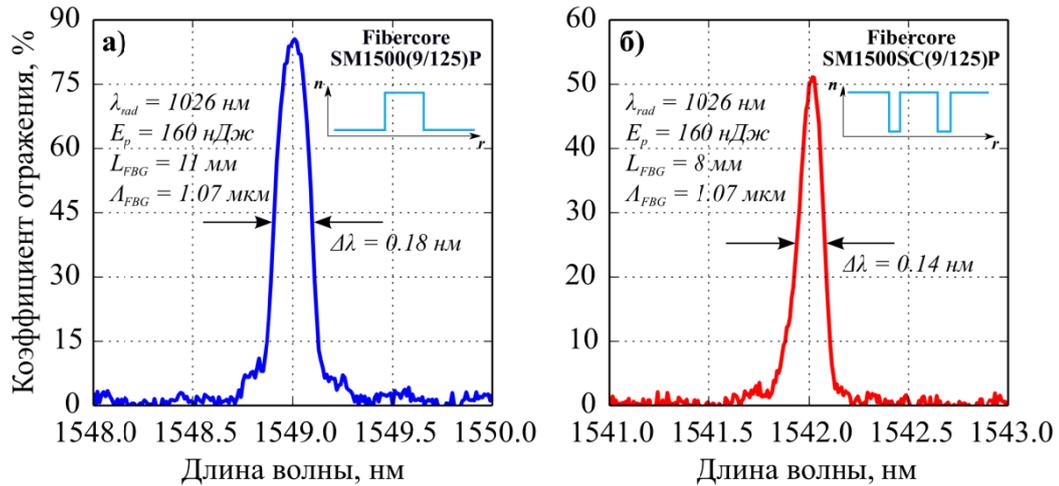


Рис. 1. Спектры отражения ВБР, записанных через полиимидное покрытие в специализированных волокнах: а) SM1500(9/125)P и б) SM1500SC(9/125)P. На вставках изображены профили показателя преломления волоконных световодов.

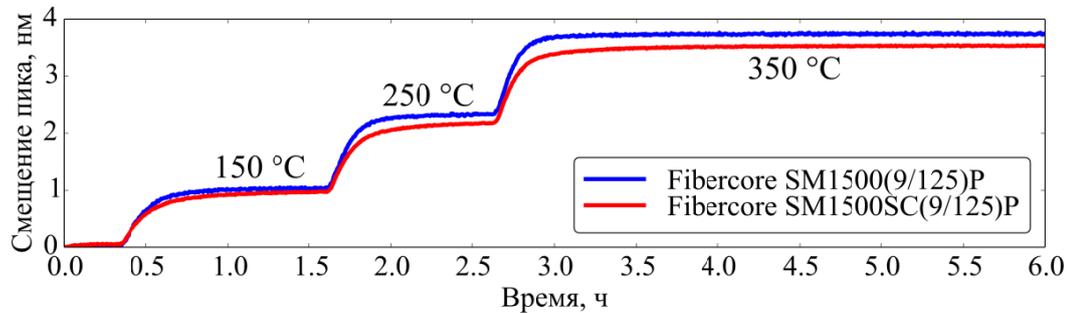


Рис. 2. Зависимость относительного смещения пиков в спектрах отражения ВБР от времени при нагреве до 350 °С.

Визуализация структуры полученных ВБР осуществлялась с помощью дифференциально интерференционно-контрастной микроскопии, измерение наведенной в сердцевине волоконных световодов модуляции показателя преломления с помощью количественной фазовой микроскопии.

Продемонстрированные результаты создания ВБР показывают преимущества технологии фемтосекундной записи перед традиционной технологией УФ записи и открывают перспективы использования волоконно-оптических датчиков на основе ВБР в агрессивных средах: высокие температуры (до 350 °С), высокое содержание водорода (> 1 атм).

Литература

- [1] S.J. Mihailov, *Sensors* **12**, 1898–918 (2012)
- [2] Y. Yamamoto et al, *Electronics Letters* **40**, 1401 (2004)
- [3] J. Thomas et al, *Laser & Photonics Reviews* **6**, 709–723 (2012)
- [4] S.J. Mihailov et al, *Electronics Letters* **43**, 442 (2007)
- [5] S. Kannan et al, *J. of Lightwave Technology* **15**, 1478–1483 (1997)

Усиление, частотная модуляция и компрессия импульсов симиляритонного типа в неоднородных по длине активных световодах

**И.О. Золотовский^{1,*}, Д.А. Коробко¹, Д.А. Столяров¹,
А.А. Сысолятин², М.С. Явтушенко¹**

¹Ульяновский государственный университет

²Институт общей физики РАН

*E-mail: rafzol.14@mail.ru

Получение субпикосекундных импульсов с большой пиковой мощностью представляется сегодня одной из наиболее важных задач лазерной физики [1-4]. Особенно актуальной эта задача выглядит в свете развития программы ICAN (когерентное сложение импульсов, создание сверхмощных лазерных комплексов). При этом для когерентного сложения импульсов необходимо обеспечить сложение либо спектрально-ограниченных, либо частотно-модулированных (ЧМ) импульсов с линейным чирпом. В работах [5-11] показано, что управлять шириной спектра импульса можно на стадии его усиления, оптимизируя усиление в соответствии с шириной линии усилителя. При этом важным фактором оказывается минимизация скорости ЧМ и, как следствие, уменьшение ширины спектра усиливаемого импульса. Сильный линейный чирп (больше 10^{24} с^{-2}) обеспечивает максимальное сжатие импульса (до субпикосекундных и фемтосекундных длительностей) после его компрессии в диспергирующих элементах. Для получения параболических импульсов с линейным чирпом важно «попадание» спектра усиливаемого импульса в ширину линии усилителя. Это обеспечивает возможности их дальнейшей эффективной компрессии и, как следствие, получения спектрально-ограниченных импульсов с большой пиковой мощностью и субпикосекундной длительностью.

Будет представлена каскадная схема усиления ЧМ-волнового пакета (см. Рис.1), состоящего из усилителя (или 2-х усилителей), модулятора и компрессора. Первым элементом каскада предлагается использовать усилитель с дисперсией групповых скоростей (ДГС), мало меняющейся по длине световода. При прохождении импульса по этому элементу можно добиться значительного увеличения площади моды и уменьшения кубической нелинейности (прежде всего, за счет увеличения эффективной площади моды). Второй элемент каскада – также усилитель, модовые площади которого по длине световода остаются постоянными, но значительно увеличивается ДГС. Данный элемент может быть изготовлен на основе ачирпованной внутриволоконной решетки показателя преломления с изменяющейся гигантской ДГС и большим погонным усилением ($D \sim 10^{-20} \text{ с}^2/\text{м}$, $\gamma \sim 1 \text{ м}^{-1}$ соответственно). Третьим элементом каскада является модулятор. В качестве этого элемента предлагается использовать пассивный световод с изменяемыми параметрами (нелинейностью, площадью моды и ДГС), который призван обеспечить получение широкополосных (с шириной линии более 10^{12} с^{-1}) параболических импульсов с линейным чирпом. Будет показано, что наиболее эффективным в данном случае будет использование одномодовых фотонно-кристаллических световодов с большой площадью моды. В качестве четвертого элемента каскада – компрессора (обеспечивающего «гашение» чирпа импульсов), могут использоваться либо фотонно-кристаллические световоды (в

этом случае может быть реализована полностью волоконная схема), либо пара дифракционных решеток. Этот элемент обеспечивает временное сжатие симилиритона и получение спектрально-ограниченного субпикосекундного импульса с большой пиковой мощностью.

Будут приведены выражения для профилей нелинейности, ДГС и площади моды, обеспечивающих устойчивое «быстрое» усиление ЧМ-импульсов параболической формы, последующую модуляцию (в элементе - модуляторе) и компрессию до длительностей менее 1 пс. Будет показано, что использование неоднородных по длине активных световодов с плавно изменяемыми параметрами (прежде всего диаметром) для усиления импульсов симилиритонного типа позволит создавать волоконные лазерные системы, обеспечивающие генерацию субпикосекундных импульсов с огромными пиковыми мощностями, значительно превышающими 100 кВт, и с энергией отдельных импульсов, значительно большей 100 нДж. Этот вывод отличается от результатов работ [5-7], где в качестве потенциальных волоконных усилителей ЧМ-импульсов предлагались либо однородные по длине световоды, либо световоды с плавно уменьшающейся ДГС.

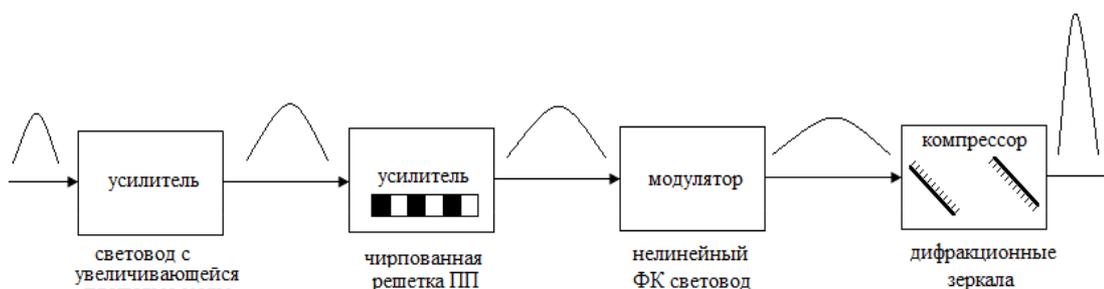


Рис. 1. Общая схема системы усиления и сжатия чирпованных импульсов с использованием каскадов неоднородных световодов.

Литература

- [1] G.Mourou, T.Tajima, & S.Bulanov, *Rev. Mod. Phys* **78**, 309–371 (2006)
- [2] V.Yanovsky, *et al*, *Opt. Express* **16**, 2109–2114 (2008)
- [3] The Extreme Light Infrastructure. <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/> (2013)
- [4] W.P.Leemans, *et al*, *Nature Phys.* **2**, 696–699 (2006)
- [5] J.M.Dudly, C.Finot *et al*, *Nature* **3**, 597 (2007)
- [6] T.Hirooka, M.Nakazava, *Optics Letters* **29**, 498. (2004)
- [7] S.Wabnitz, C.Finot, *JOSA B* **25**, 614 (2008)
- [8] И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов и др., *Квантовая электроника* **40**, 212 (2010)
- [9] A.Latkin, S.K.Turitsyn, A.A.Sysoliatin, *Optics Letters* **32**, 331 (2007)
- [10] D.A. Korobko, O.G. Okhotnikov *et al*, *JOSA B* **30**, 582 (2013).

Динамика максимума огибающей частотно-модулированного импульса распространяющегося в активной (усиливающей) сильно диспергирующей среде

**И.О. Золотовский^{1,*}, Д.А. Коробко¹, Р.Н. Минвалиев¹,
А.А. Фотиади^{1,2}, М.С. Явтушенко¹**

¹Ульяновский государственный университет.

²Университет в г.Монс.

*E-mail: rafzol.14@mail.ru.

В рамках представленной работы будет рассмотрена динамика частотно-модулированных импульсов в активной (усиливающей) нелинейной среде с кубической нелинейностью и Лоренцевым профилем линии усиления.

Наличие мнимых составляющих у дисперсионных и нелинейных параметров, наряду с влиянием скорости частотной модуляции (чирпа), приводит к принципиальной возможности перемещения для максимума огибающей волнового пакета в усиливающей среде со скоростью, существенно отличной от его групповой скорости. Более того, будет показано, что скорость максимума огибающей волнового пакета (ВП) в подобного рода средах (световодах) может превосходить скорость света в вакууме.

При этом необходимо отметить, что рассматриваемые «сверхсветовые» ВП, в принципе, являются неустойчивыми. Так, сверхсветовое движение сгустка электромагнитной энергии в любой среде должно вызывать излучение Вавилова – Черенкова, которое ведет к энергетическим потерям сгустка и ограничивает время его жизни. Сопутствующие излучения приводят к неизбежной деформации и неустойчивости «сверхсветовых» ВП. Между тем, именно специфические сверхсветовые оптические объекты могут проявлять себя как полноправные физические объекты, которые могут быть названы оптическими тахионами.

Проведенный нами анализ указывает на существенную зависимость скорости максимума огибающей соответствующих импульсов от их начальной длительности, исходной формы и начальной скорости частотной модуляции (ЧМ). Эта зависимость и связанные с ней особенности динамики гауссовых ЧМ импульсов при определенных условиях открывают возможности «квазиопережающего получения информации» (с определенной статистической достоверностью) о некотором фиксируемом событии. В этом случае, имеет смысл говорить о самовоспроизведении частично переданного импульса, обусловленное предполагаемой аналитичностью передаваемого сигнала [1-4]. Показано что сверхсветовую скорость максимума огибающей могут иметь «длинные» импульсы (длительность значительно больше 1 пкс) с отличным от нуля значением скорости частотной модуляции (чирпа).

При этом детальный анализ вопроса о перемещении импульсов со сверхсветовой скоростью максимума огибающей на относительно большие расстояния требует решения задачи о возможности выделения передней части (предвестника) ВП на фоне неизбежно возникающих в среде флуктуаций – шумов (например, неизбежных для активной среды шумов спонтанной люминесценции). Кроме того, анализ перемещения предвестника ВП на

относительно большие расстояния требует учета его деформации и, следовательно, искажения переносимой им информации, связанной с разностью скоростей максимума огибающей (амплитудного центра) u_m определяемого соотношением [5]

$$u_m = u_g / (1 + u_g k'' S), \quad (1)$$

и скорость фазового центра ВП

$$u_f = u_g / (1 - u_g k'' / S), \quad (2)$$

где u_g – групповая скорость волнового пакета в активной среде, S – сложная функция определяемая скоростью частотной модуляции (чирпом), длительностью импульса и величиной дисперсионных параметров световода первого и второго порядков (как действительных так и мнимых), а параметр k'' - определяется параметрами активной среды и отстройкой от резонансной частоты (соответствующей максимуму линии усиления). Причиной деформации сигнала в этом случае являются неизбежно возникающие сильные фазовые искажения, вызванные непостоянством групповой скорости в пределах полосы частот, «заполненной» сверхсветовым ВП [6-11].

Представляется также интересной возможность обращения волнового фронта, когда $u_m < 0$. Его возникновение может быть обусловлено большим усилением и дисперсией. В результате, максимум огибающей ВП формируется в самом его начале и смещается в сторону, противоположную направлению его распространения. Подобное явление наблюдалось экспериментально, о чем сообщалось в работах [12]).

Литература

- [1] А.Н. Ораевский *УФН* **168** 1311 (1998)
- [2] Л.А. Вайнштейн *Разделение частот в теории колебаний и волн* (Наука, Москва 1983)
- [3] П.Г. Крюков, В.С. Летохов *УФН* **99** 169 (1969)
- [4] А.Ю. Андреев, Д.А.Киржниц *УФН* **166** 1135 (1996)
- [5] И.О. Золотовский, Р.Н. Минвалиев, Д.И. Семенцов *УФН*, **183**, 1353 (2013).
- [6] Y.R. Chiao, A.E.Kozhokin, G. Kurizki *Phys. Rev. Letters* **77** 1254 (1996)
- [7] L.G. Wang, A.Kuzmich, A. Dogariu *Nature* **406** 277 (2000)
- [8] J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135 (2006)
- [9] D.V. Skryabin, A.V. Gorbach *Rev. Mod. Phys.* **82** 1287 (2010)
- [10] F. Belgiorno et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 140403 (2010)
- [11] I. Smolyaninov, E. Narimanov *Phys. Rev. Lett.* **105** 067402 (2010)
- [12] А.М. Акульшин, А. Чиммино, Д.И.Опат *Квантовая электрон.* **32** 567 (2002)

Применение волоконных решеток Брэгга с треугольным профилем в волоконной сенсорике

А.А. Кузнецов*, И.И. Нуреев

ФГБОУ ВПО Казанский Национальный Исследовательский Технический Университет
им. А.Н. Туполева – КАИ

*E-mail: serious_91@mail.ru

В настоящее время все большее распространение получают волоконно-оптические датчики. В качестве чувствительного элемента дискретных датчиков могут использоваться, в частности, волоконная решетка Брэгга (ВРБ), представляющая собой периодическую структуру с модуляцией коэффициента преломления сердцевины волокна. Для обычной ВРБ глубина модуляции и шаг является постоянной величиной Λ , связанной с Брэгговской длиной волны отражения известным соотношением:

$$\lambda_{\text{Брэгга}} = 2 \cdot n_{\text{eff}} \cdot \Lambda \quad (1)$$

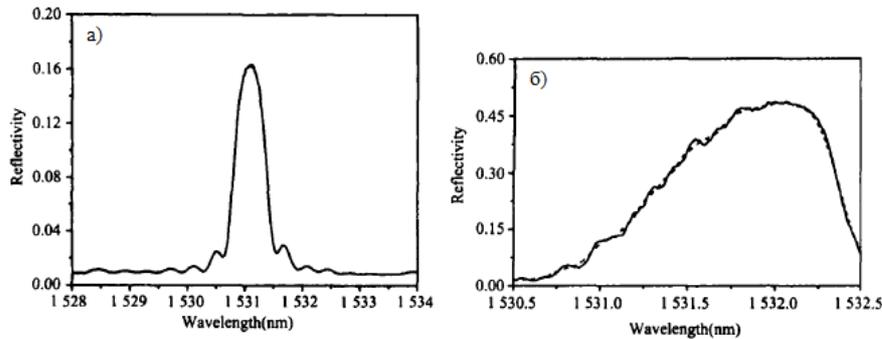


Рис.1 Профиль ВРБ (а)-обычный, б)-треугольный)

Профиль отражения такой решетки близок к гауссовому. Известны другие виды спектров ВРБ, в частности прямоугольные, с фазовым сдвигом и треугольные. На Рис. 1а представлена обычная ВРБ с гауссовым профилем отражения, на Рис. 1б - решетка с профилем, близким к треугольному. Такие решетки, могут быть использованы при построении дешевых пассивных устройств опроса датчиков на основе ВРБ. Видно, что при примерно равных параметрах FWHM обеих решеток, один из склонов треугольной более протяжен. Очевидно, что при работе на этом склоне возможно детектирование сигнала на линейном участке характеристики с большим динамическим диапазоном. В данном случае под сигналом подразумевается уход центральной длины волны отражения ВРБ опрашиваемого датчика.

Схема установки для опроса ВРБ-датчика на основе треугольной решетки представлена на Рис. 2.

В ходе экспериментов использовались широкополосный лазерный диод компании Superlum, циркуляторы диапазона 1550 нм, волоконный датчик температуры на основе ВРБ компании FiberSensing. Точность такой системы при определении температуры составила $\leq 0,8^\circ\text{C}$.

Существенный недостаток таких систем заключается в сложности производства ВРБ со специальными профилями. Некоторые методы синтеза и производства ВРБ со специальными профилями описаны в [1] и [2].

В ходе исследований была оценена возможность построения дешевых пассивных устройств опроса ВРБ-датчиков. Предложенная схема на основе ВРБ с треугольным профилем отражения показала свою состоятельность в ходе эксперимента. Полученные данные будут использованы при дальнейшей модернизации установки.

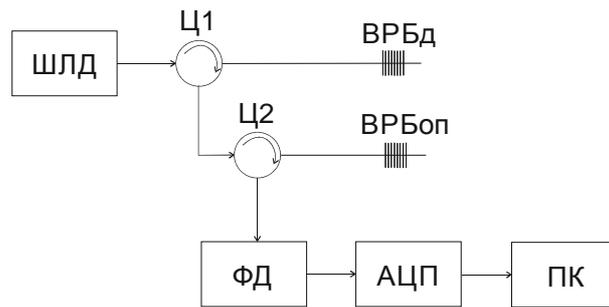


Рис.2. Схема пассивного интеррогатора на основе треугольной ВРБ

Литература

- [1] Qiang Wu, Gerald Farrell and Yuliya Semenova, *Optics Communications* **283**, 985-992 (2010)
- [2] Kunhua Wen, Lianshan Yan et. al. *Optical Engineering* **50**(5), 117-122, (2011)

Распределение квантового ключа на дальние дистанции по оптоволокну со сверхпроводящими детекторами

**В.Л. Курочкин^{1*}, А.В. Зверев¹, Ю.В. Курочкин², И.И. Рябцев¹,
И.Г. Неизвестный¹, Р.В. Ожегов³, Г.Н. Гольцман³, П.А. Ларионов³**

¹ *Институт физики полупроводников СО РАН*

² *Российский квантовый центр*

³ *Московский государственный педагогический университет*

*E-mail: kurochkin@isp.nsc.ru

Приведены экспериментальные результаты по распределению квантового ключа на расстояние свыше 100 км на оптоволоконной экспериментальной установке. Оптическая схема установки собрана по автокомпенсационной двухпроходной схеме. Для регистрации фотонов использовались сверхпроводящие детекторы одиночных фотонов.

Эксперименты по распределению квантового ключа по протоколу BB84 проведены на установке, созданной в ИФП СО РАН [1]. Она построена на основе двухпроходной автокомпенсационной оптической схемы для фазового кодирования, предложенной в [2], которая отличается устойчивой работоспособностью при изменяющихся внешних условиях и на основе которой построена коммерческая квантовая оптоволоконная криптосистема Clavis фирмы ID Quantique. В ее состав входят передатчик и приемник, которые соединены между собой одномодовым оптоволоконным каналом с потерями 1,18 дБ/км SMF-28 (квантовый канал) длиной 25-100,7 км.

Передача данных организована следующим образом. В начальный момент приемник излучает классический многофотонный лазерный импульс длительностью ~1 нс на длине волны 1555 нм. Этот импульс проходит через некомпенсированный интерферометр Маха-Цендера с электрооптическим фазовым модулятором и направляется через квантовый канал к передатчику. Передатчик отражает этот импульс с помощью зеркала Фарадея для компенсации поляризационных искажений и направляет обратно к приемнику. При этом кодирует фазу прошедшего сигнала, прикладывая импульсное напряжение к своему фазовому модулятору в соответствии с протоколом BB84. Ослабляет лазерный импульс до однофотонного уровня с помощью быстрого аттенюатора и направляет этот одиночный фотон к приемнику. После прохождения через интерферометр приемного узла фотоны детектируются однофотонными детекторами. К фазовому модулятору в приемнике прикладывается в момент прихода фотона импульсное напряжение для случайного выбора базиса измерения прошедшего фотона. Случайные числа в эксперименте генерируются обеими сторонами посредством математического генератора псевдослучайных чисел.

В качестве физического носителя информации используются квантовые состояния отдельных частиц – фотонов. Поэтому одним из основных элементов в устройствах, реализующих принципы квантовой криптографии, являются детекторы одиночных фотонов. Они должны обладать хорошей квантовой эффективностью, высокой скоростью счета, низким уровнем собственных шумов и временным джиттером. Эти характеристики напрямую влияют на параметры квантовой системы связи – дальность и скорость распределения квантового

ключа, уровень секретности. Для телекоммуникационной длины волны широкое распространение нашли детекторы на InGaAs/InP лавинных фотодиодах. В то же время в области ближнего ИК диапазона в настоящее время наивысшей чувствительностью обладают однофотонные детекторы на основе наноструктур из ультратонких сверхпроводниковых пленок или SSPD (superconducting single photon detector) [3].

Сверхпроводниковый однофотонный детектор представляет собой узкую (шириной около 50нм) и длинную полосу из сверхпроводящей пленки толщиной в несколько атомных слоев (2 нм – 4 нм) свернутую в виде меандра, занимающую площадь 10x10 мкм². Принцип действия детектора основан на переключении полосы при поглощении фотона в резистивное состояние, в условиях протекания по ней транспортного тока, близкого к критическому току сверхпроводящего перехода. Данное переключение сопровождается импульсом напряжения на детекторе, которое может быть зарегистрировано с помощью стандартных приборов. В настоящее время для SSPD достигнуты следующие характеристики: квантовая эффективность до 20% при длине волны 1.5мкм, максимальная скорость счета до 100МГц, джиттер – 30 пс, вероятность термических ложных срабатываний – на уровне .01 в сек., диапазон длин волн регистрируемого излучения – 0.4-5.6мкм.

В процессе передачи данных в эксперименте излучение ослаблялось до уровня 0,4 фотона в лазерном импульсе и частота повторения лазерных импульсов задавалась 5 МГц. Ток смещения в сверхпроводящих детекторах подбирался так, чтобы получить оптимальное соотношение сигнал/шум и однофотонные импульсы регистрировались в нужный момент времени с временными воротами 3-4 нс.

Зарегистрирована генерация квантового ключа со скоростью при длине линии 25,8 – 101,7 км (см. таблицу 1). Ошибка в ключе не превышала 1,57%. Учитывая, что максимальная допустимая ошибка в квантовой передаче не должна превышать 11%, можно считать, что полученные данные удовлетворяют условию секретности распределения квантового ключа.

Таблица 1. Экспериментальные данные по генерации квантового ключа и уровня квантовых ошибок для различной длины квантового канала.

Длина квантового канала, км	Скорость генерации ключа, б/с	Уровень квантовых ошибок, %
25,8	1418	0,25 %
51,2	748	0,3 %
76,4	143	0,25 %
101,7	33	1,57 %

Литература

- [1] В.Л. Курочкин, А.В. Зверев, Ю.В. Курочкин et al., *Микроэлектроника* **40**, 245 (2011)
- [2] D. Stucki, N. Gisin, O. Guinnard, G. Ribordy and H. Zbinden, *New J. Phys.* **4** 41 (2002)
- [3] Korneev, P. Kouminov, G. Chulkova, et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 5338 (2004)

Сравнительные характеристики применения импульсно-периодических наносекундных СО₂-волоконного и фемтосекундного лазеров для изготовления микроотверстий

А.Н. Малов^{1,*}, А.М. Оришич¹, С.А. Бабин², А.В. Достовалов², А.Г. Кузнецов²

¹Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,

²Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

*E-mail: malex@itam.nsc.ru

Применение волоконного и СО₂-лазеров для лазерной микрообработки (ЛМ) и в частности для гравировки различных материалов известно и подробно описано в литературе. Однако большинство цитируемых работ выполнены на установках, имеющих различные энергетические и временные характеристики, и не позволяют получить однозначное представление о связи физических процессов, происходящих при микрообработке и параметрами лазеров. Наша работа направлена на разработку сравнительных критериев применения для высокоточной микрообработки материалов нано - и фемтосекундных волоконных лазеров, имеющих большую энергию (>1 мДж) в импульсе при высоком качестве пучка и мощного импульсно-периодического СО₂-лазера.

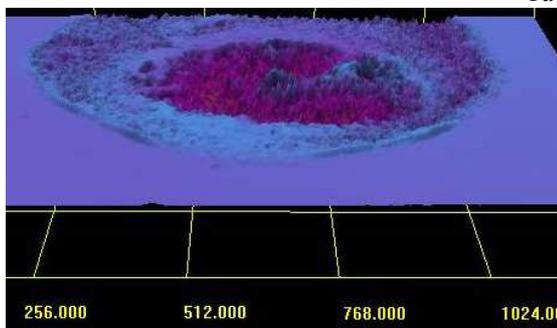
Исследования выполнены с использованием трех типов лазеров:

1. Импульсно-периодический СО₂ лазер 40-70 Вт с частотой следования импульсов 50-80 кГц длительностью 500 нс. Длина волны 10,6 мкм.
2. Импульсно-периодический волоконный лазер с длиной волны 1,07 мкм, частотой следования импульсов 20-100 кГц при средней мощности 1-11 Вт. Импульсная мощность при этом составляла значение 100 Вт- 10 кВт. Скорость обработки изменялась от 8 мм/с до 40 мм/с
3. Фемтосекундный лазер с длиной волны 1026 нм, длительность импульса 232 фс, частотой следования 2 кГц, энергия импульса 700 нДж, скорость 0,4 мм/с

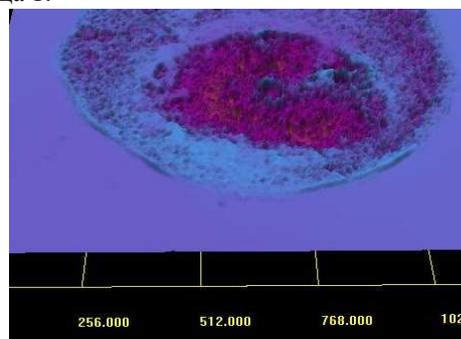
В работе приводится анализ тепловых процессов плавления и испарения материалов при воздействии на них импульсного лазерного излучения в микро- нано и фемтосекундном диапазоне времени. Показано, что соотношение этих процессов обеспечивает качество изготовления отверстий.

На рисунках помещенных в таблицу 1 сведены некоторые результаты изготовления отверстий используемыми лазерами на разных материалах.

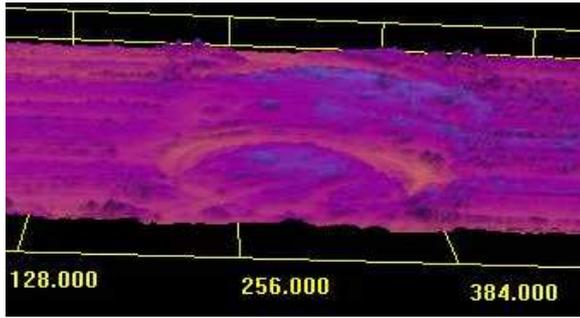
Таблица 1.



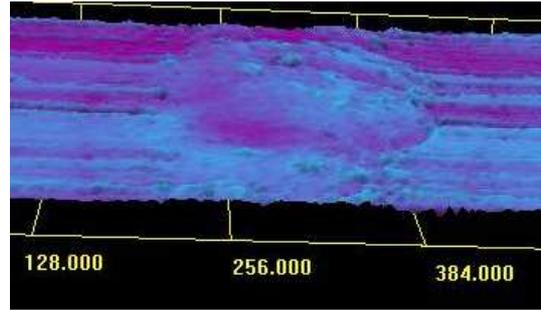
СО₂ лазер: кремний, диск $\delta=1,2$ мм прямая сторона



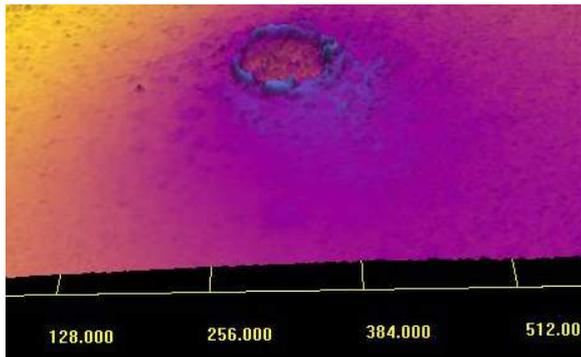
СО₂ лазер: кремний, диск $\delta=1,2$ мм обратная сторона



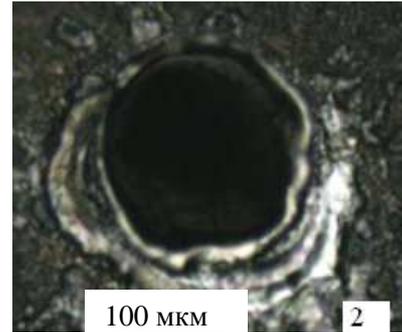
CO₂ лазер: сталь лист $\delta=1,5$ мм



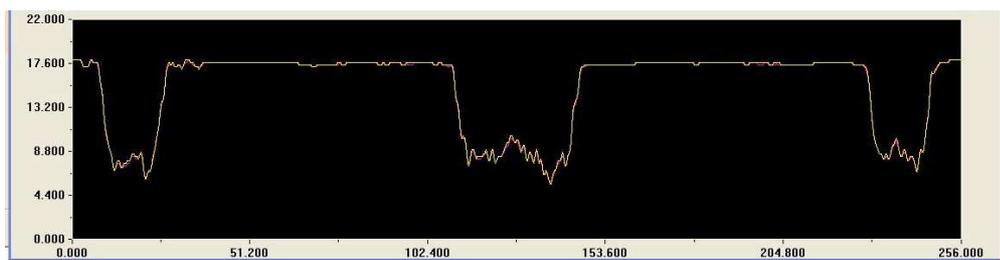
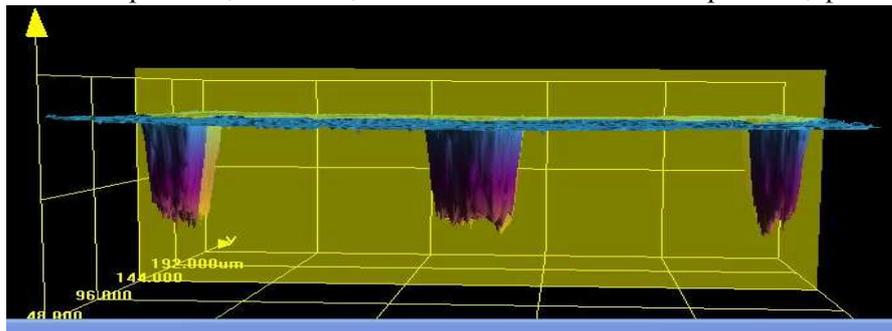
CO₂ лазер: сталь лист $\delta=1,5$ мм



Волоконный лазер: сталь, лист $\delta=1,5$ мм



Волоконный лазер: сталь, фольга 50 мкм



Фемтосекундный лазер: стекло

Приведенное на иллюстрациях отличие, заключается в наличии выбросов расплавленного материала на кромки отверстий как снизу так и сверху для CO₂ и волоконного лазера и отсутствия такого процесса для фемтосекундного лазера

Работа выполнена при поддержке средствами интеграционного проекта №68 (ИАиЭ СО РАН, ИВТ СО РАН, ИТПМ СО РАН) 2012-2014 г.г.

Метод повышения точности измерения длительности импульса пикосекундного лазера

В.А. Лазарев, К.И. Кошелев, А.Б. Пнев, Д.А. Шелестов
 НОЦ Фотоника и ИК-техника, МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва

Волоконные лазеры сверхкоротких импульсов работают в режиме высоких пиковых мощностей. При промышленном использовании это приводит к постепенной деградации элементов и, соответственно, непредсказуемому изменению параметров излучения.

В работе использован иттербиевый волоконный кольцевой лазер [1], работающий на длине волны 1064 нм. При изменении интенсивности накачки длительность импульса изменяется в диапазоне 10-15 пс. В схеме (Рис.1.) после лазера установлен волоконный усилитель, на основе которого организован контур поддержания постоянного уровня выходной мощности при изменении интенсивности входного излучения.

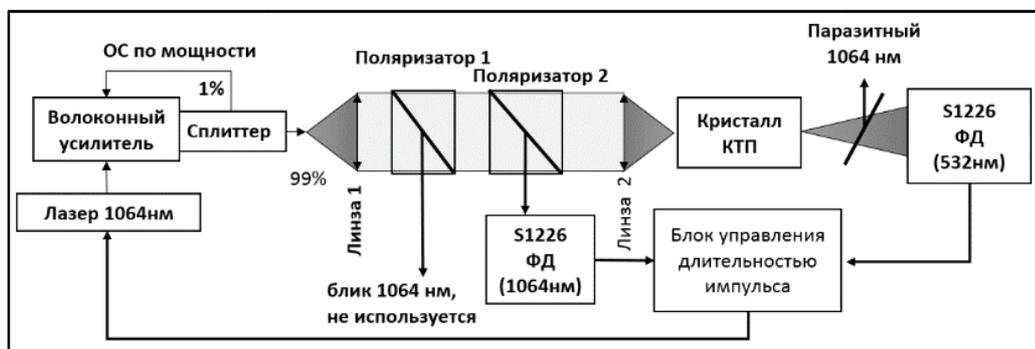


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

В процессе работы выходное состояние поляризации плавно и произвольно изменяется. Для устранения влияния этого эффекта установлен поляризатор, позволяющий оставить состояние поляризации на выходе неизменным, хотя это приведёт к дрейфу интенсивности выходного сигнала, что корректно обрабатывается алгоритмом, описываемым ниже.

Излучение с постоянной поляризацией попадает на нелинейный кристалл (КТП). Установлены фотоприёмники на 1064 нм и 532 нм. Первый из них показывает точное значение средней мощности, попадающей на кристалл (средняя мощность не чувствительна к рассматриваемым изменениям длительности импульса), второй – фиксирует интенсивность излучения после преобразования, чувствительную к длительности.

В данной работе речь идёт о компенсации относительно долговременных изменений длительности импульса с характерной постоянной времени >10 с.

Используемый алгоритм предполагает предварительную калибровку системы. При помощи усилителя происходит сканирование выходного сигнала по мощности за время, меньшее характерного изменения (за время сканирования длительность импульса предполагается неизменной). В процессе сканирования микроконтроллер запоминает определённое количество пар значений интенсивности излучений 1064 нм и 532 – точек. После получения массива данных для данной длительности импульса, система стабилизации переходит в следящий режим.

Несовпадение текущего и расчётного значений понимается как изменение длительности импульса, после чего в интенсивность накачки вносится корректирующее изменение до тех пор, пока значения не совпадут. Собранный экспериментальная установка обеспечила чувствительность на уровне 0,5 пс (Рис.2.).

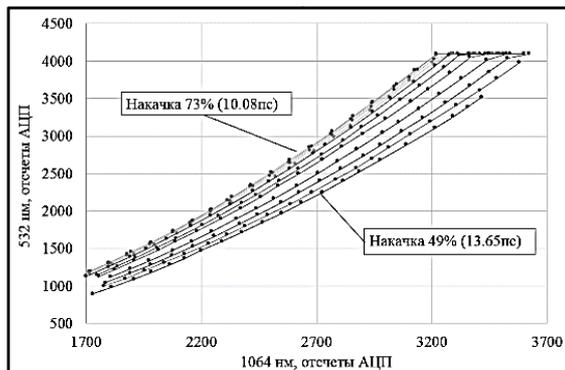


Рис.2. Результаты измерений

потенциально более высокая точность для фемтосекундных систем, в связи с большей эффективностью генерации сигнала 532 нм.

Для повышения точности результаты прямых измерений можно дополнительно обработать предложенным методом на основе аппроксимации длительности импульса как функции двух переменных.

К основным достоинствам схемы относится возможность миниатюризировать модуль генерации второй гармоники до размеров не более 10x10x10 см, а также

Литература

- [1] Патент № EP20050009990, Дания, 2005

Методика расчета характеристик активных оптических волокон с учетом оптической активности материалов

О.В. Осипов^{1,*}

¹ ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики»

* E-mail: o.osipov@psuti.ru

Как известно, большинство кристаллических материалов, используемых при создании активных и пассивных оптических волокон, являются оптически активными. Сразу же оговоримся, что под оптической активностью материала понимается возможность поворачивать плоскость поляризации оптической волны, а под активностью материала — возможность её усиления.

Как известно, в этом случае при постановке краевых задач, уже нельзя использовать классические материальные уравнения для анизотропного кристалла вида:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad (1)$$

где \vec{D}, \vec{B} — векторы электрической и магнитной индукций; \vec{E}, \vec{H} — векторы напряженностей электрического и магнитного полей; ε_0, μ_0 — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума; $\hat{\varepsilon}$ — тензор диэлектрической проницаемости кристалла. В случае активных материалов диагональные элементы тензора в общем случае являются комплексными величинами вида $\varepsilon_{ii} = \varepsilon'_{ii} + i\varepsilon''_{ii}$, где мнимая часть $\varepsilon''_{ii} > 0$ и определяет усиление в среде за счет инверсии населенностей. Недиagonальные элементы тензора $\hat{\varepsilon}$ равны нулю, то есть $\varepsilon_{ij} = 0 (i \neq j)$.

Однако при такой постановке задачи не учитывается оптическая активность материала. В общем случае необходимо использовать более общие материальные уравнения для оптически активной анизотропной среды вида [1]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + \chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{H}, \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \chi \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \vec{E},$$

где χ — относительный параметр оптической активности вещества.

В работе доказано, что оптически активный кристалл может быть описан тензорными материальными уравнениями следующего вида [2]:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu_0 \hat{\mu} \vec{H}, \quad (2)$$

где

$$\hat{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon_k & \frac{i\chi}{\eta} & 0 \\ -\frac{i\chi}{\eta} & \varepsilon_k & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_k \end{bmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{bmatrix} \mu & -i\eta\chi & 0 \\ i\eta\chi & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu \end{bmatrix}, \quad \eta = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}}.$$

Для кристаллических активных материалов в последних соотношениях необходимо положить: $\varepsilon_k = \varepsilon' + i\varepsilon''$, $\mu = 1$.

На основании вышеизложенного для расчета характеристик активных оптических волокон, обладающих дополнительно еще и оптической активностью предлагается использовать следующий метод.

На первом этапе решаются уравнения Максвелла с учетом материальных уравнений (1), а именно осуществляется их сведение к связанным дифференциальным уравнениям 2-го порядка следующего вида:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + k_0^2 (\varepsilon_k + \chi^2) \vec{E} - 2ik_0^2 \chi \vec{H} &= 0, \\ \nabla^2 \vec{H} + k_0^2 (\varepsilon_k + \chi^2) \vec{H} + 2ik_0^2 \varepsilon_k \chi \vec{E} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число для вакуума; ω — круговая частота; c — скорость света в вакууме. В случае волоконных световодов система (3) записывается в цилиндрической системе координат.

На втором этапе система дифференциальных уравнений решается либо численно, либо сводится к системе несвязанных однородных уравнений Гельмгольца при помощи разложения функций \vec{E} и \vec{H} в виде полей Бельтрами [1]:

$$\vec{E} = \vec{E}_R + \vec{E}_L, \quad \vec{H} = i \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} (\vec{E}_R - \vec{E}_L), \quad (4)$$

где \vec{E}_R и \vec{E}_L — поля Бельтрами.

В результате решение задачи сводится к двум однородным уравнениям уравнениям Гельмгольца относительно полей Бельтрами [3]:

$$\nabla^2 \vec{E}_R + k_R^2 \vec{E}_R = 0, \quad \nabla^2 \vec{E}_L + k_L^2 \vec{E}_L = 0, \quad (5)$$

где $k_{R,L} = k_0 (\sqrt{\varepsilon_k} + \chi)$ — волновые числа, учитывающие как активность вещества, связанную с усилением, так и с поворотом плоскости поляризации.

Решения уравнений (5) в цилиндрической системе координат известны и представляют собой суперпозиции функций Бесселя и Неймана (в сердцевине волокна) и Ханкеля (в оболочке).

Рассмотренный в работе метод обладает достаточно большой степенью общности, так как учитывает активность кристалла, вызванную инверсией населенностей и асимметрией структуры.

В работе с использованием рассмотренного метода, в частности получено дисперсионное уравнение для основной моды активного волоконного световода, записанное в трансцендентной форме:

$$F(\omega, \beta, \chi, \varepsilon_k) = 0, \quad (6)$$

где β — постоянная распространения основной моды.

Как видно из соотношения (6), дисперсионные характеристики основной моды активного волоконного световода определяются как параметром усиления ε'' , так и оптической активности χ .

Литература

- [1] I.V. Lindell, A.H. Sihvola et al, *Electromagnetic waves in chiral and bi-isotropic media*. London: Artech House, 1994, 291p.
- [2] O.V. Osipov, A.N. Volobuev, *Technical Physics Letters* **35**, 753-755 (2009).
- [3] A. Lakhtakia, V.K. Varadan et al, *Time-harmonic electromagnetic fields in chiral media*. Lecture Notes in Physics. Berlin: Heidelberg and Boston: Springer-Verlag, 1989, 121p.

Тулиевый волоконный лазер с перестраиваемой частотой следования импульсов

В.Е. Сыпин^{1,2,*}, С.В. Ларин²

¹Московский физико-технический институт (государственный институт)

²НТО "ИРЭ-Полюс"

*E-mail: vSypin@ntoire-polus.ru

В последнее время все большей популярностью начинают пользоваться тулиевые волоконные лазеры, генерирующие излучение в ближнем ИК диапазоне ($\lambda=1,8-2,1$ мкм). Они могут использоваться в научных, промышленных и медицинских целях. В частности, для обработки и микрообработки различных пластиков и полимеров, прозрачных в видимом диапазоне, которые плохо обрабатываются иттербиевыми лазерами. Также тулиевые лазеры применяются для исследования атмосферы [1] и для эффективного преобразования излучения (параметрическая генерация) в средний ИК диапазон [2]. Для обозначенных применений интерес представляют лазеры, работающие не только в непрерывном, но и в импульсном режиме.

В настоящее время для оптической накачки тулиевых лазеров наиболее часто используют эрбиевые лазеры ($\lambda=1567$ нм) либо полупроводниковые лазерные диоды ($\lambda=790$ нм), так как при этом достигается высокая эффективность (~60 – 65%).

В данной работе исследована оптическая схема одномодового волоконного тулиевого лазера. Получен импульсный режим генерации на длине волны 1,9 мкм с перестраиваемой частотой следования импульса. Работа источника основана на пассивной модуляции добротности резонатора эрбиевого лазера, который используется в качестве накачки ($\lambda=1567$ нм).

В результате получено выходное импульсное излучение со следующими параметрами: длина волны 1908 нм (см. рис. 1), ширина линии меньше 0,5 нм, энергия в импульсе 200 мкДж, длительность импульса 100 нс.

За счет изменения тока диодов накачки эрбиевого лазера удалось получить перестройку частоты следования импульсов в диапазоне 15-100 кГц, при этом амплитуда импульсов достаточно стабильна (кратковременная нестабильность меньше 5%, см. рис. 2). Также в ходе работы разработана и протестирована электрическая схема автоподстройки уровня накачки эрбиевого лазера для стабилизации и регулировки частоты выходных импульсов.

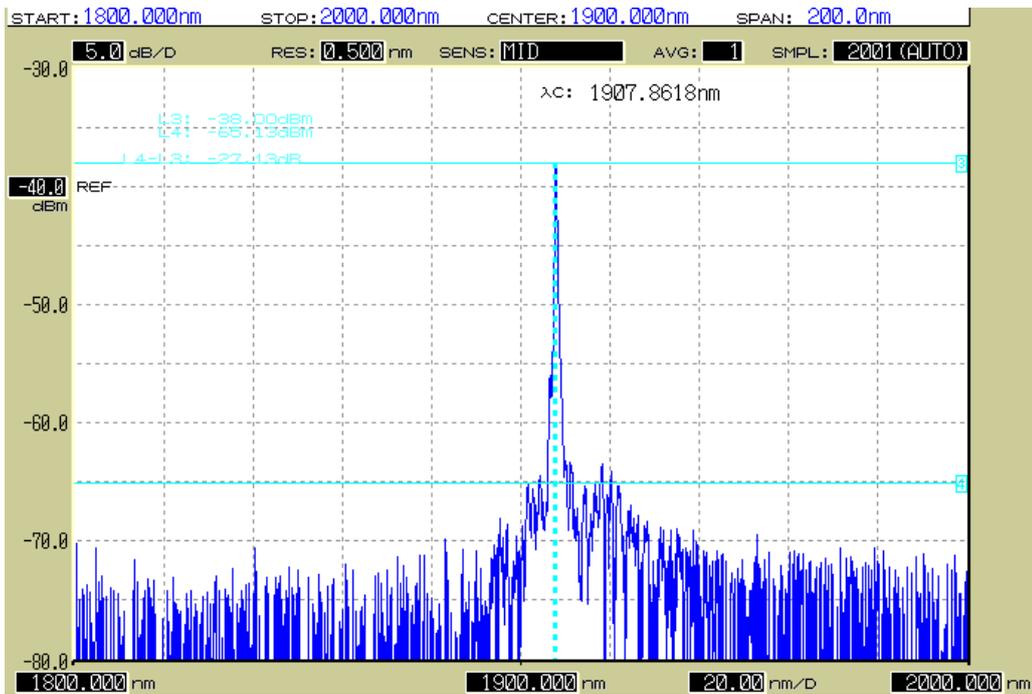


Рис. 1. Спектр выходного излучения

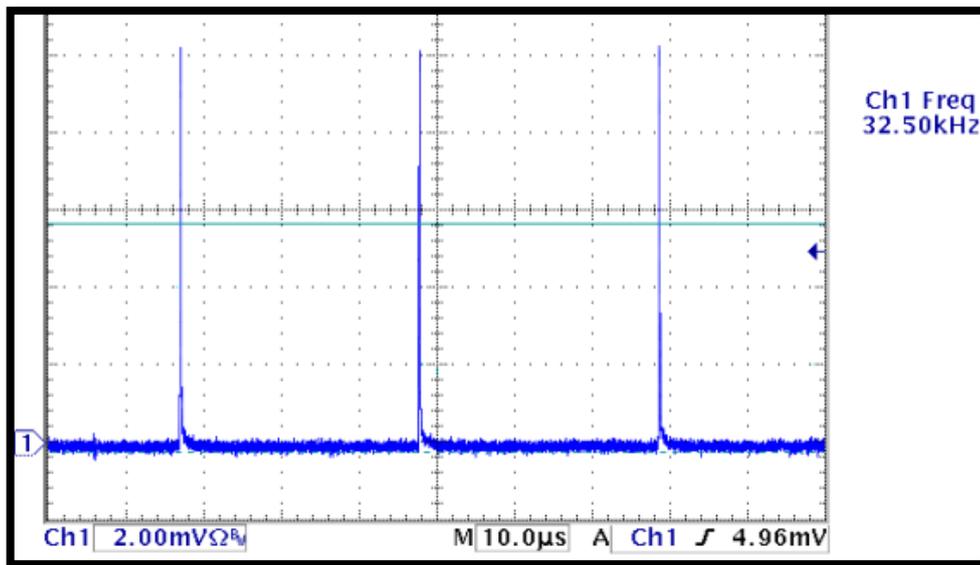


Рис. 2. Типичная осциллограмма выходного излучения

Литература

- [1] N.P. Barnes, R. De Young, *Proc. CLEO/QELS*, 1-2 (2009)
- [2] D. Creeden, P. Budni, P. Ketteridge, *Proc. SPIE 7195*, 71950X1-71950X5 (2009)

Модуляция лазерного диода многоканальным цифровым ТВ-сигналом формата QAM64/256

В.А. Варданян

ФГОБУ ВПО «СибГУТИ»

E-mail: vardgesvardanyan@mail.ru

В концепции развития телерадиовещания в Российской Федерации на 2008 - 2015 годы определены задачи перехода с аналогового на цифровое вещание. Параллельно с внедрением цифрового телерадиовещания, развиваются и системы кабельного телевидения (CATV – Cable TV), особое место в которых занимают волоконно-оптические системы передачи (ВОСП). Одним из методов передачи ТВ-сигналов цифрового вещания является квадратурная амплитудная модуляция поднесущей частоты (QAM - Quadrature Amplitude Modulation). Могут применяться QAM модуляции различных уровней от QAM16 до QAM256. В многоканальных волоконно-оптических системах ТВ-вещания необходимо учитывать влияние интермодуляционных искажений, к которым особенно чувствительны аналоговые системы передачи [1]. Очевидно, что цифровые каналы менее чувствительны к таким искажениям благодаря меньшему значению требуемого отношения сигнала к шуму (С/Ш). Однако, применяемые QAM сигналы более чувствительны к амплитудным и фазовым искажениям в волоконно-оптическом тракте. Источником этих искажений может являться нелинейность ватт-амперной характеристики (ВАХ) полупроводникового лазерного диода (ЛД), который непосредственно модулируется по интенсивности групповым многоканальным сигналом на передающей стороне. Данные искажения могут появиться даже при идеальной ВАХ ЛД, т.к. при превышении определенного порога групповым сигналом для данной модели ЛД происходит клиппирование сигнала. Поэтому вопросы проектирования ВОСП для цифрового ТВ вещания в соответствии с заданными критериями качества являются актуальными.

В данной работе приводятся результаты имитационного моделирования процесса модуляции ЛД многоканальным ТВ сигналом формата QAM64 и QAM256 (Рис.1).

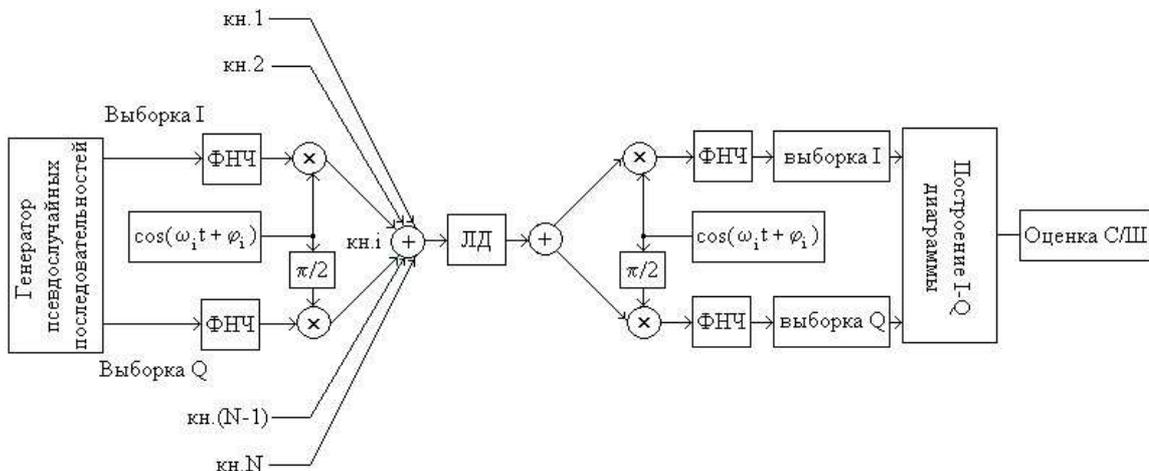


Рис.1. Структурная схема модели.

Как видим, ВОСП состоит из ЛД, который модулируется групповым цифровым многоканальным сигналом. Каждый QAM сигнал представляет собой сумму двух ортогональных поднесущих: косинусоидальной и синусоидальной, амплитуды которых формируются генератором псевдослучайных последовательностей (ГПП), а фаза принимает случайное значение на отрезке $-\pi$ до $+\pi$. Амплитуды поднесущих (выборки I и Q) перед формированием QAM сигнала ограничиваются по спектру низкочастотным фильтром (ФНЧ).

В качестве ВАХ используется аппроксимирующая и нормированная характеристика, показанная на рис.2 [1], где P - оптическая мощность на выходе лазера, $P_{см}$ - оптическая мощность при приложенном токе смещения $I_{см}$, $I_{п}$ - пороговый ток лазера, A - параметр, определяющий степень нелинейности. Если $A \rightarrow 0$ - это соответствует идеальному лазеру, а при значениях $0 < A \leq 1$, ВАХ принимает вид плавно меняющейся кривой.

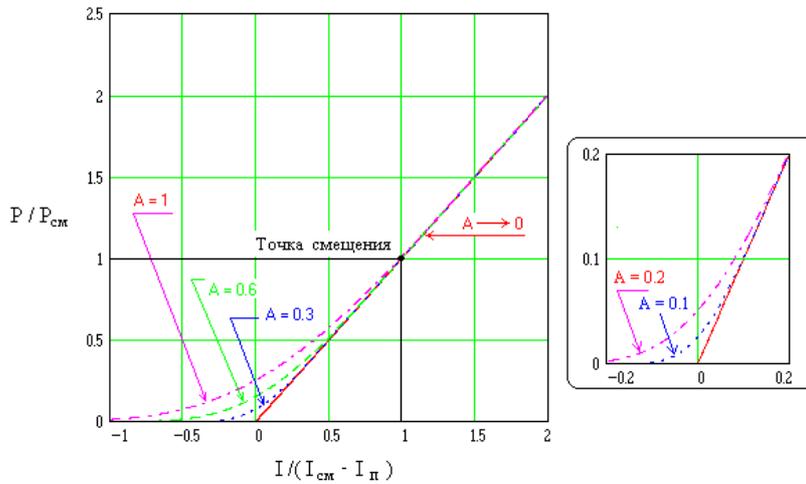


Рис.2. Нормированная ватт-амперная характеристика ЛД.

На Рис.3 в качестве примера приведены распечатки экранных изображений сигналов QAM-64, передающихся в полосе отечественного стандарта ТВ-вещания при глубине оптической модуляции (ГОМ) равной 5% для идеального ЛД. Модель позволяет наглядно демонстрировать раскрыв глаз-диаграммы (рис.3а), а также диаграмму состояний I-Q (рис.3б).

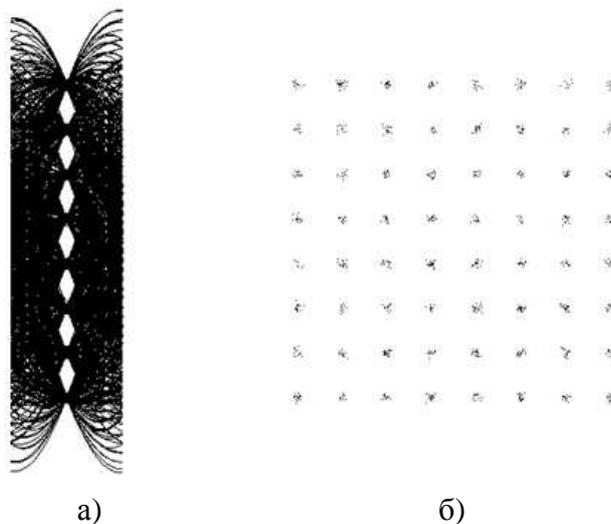


Рис.3. а) Глаз-диаграмма и б) I-Q диаграмма (ГОМ=5%, QAM64, количество каналов - 70, С/Ш > 30дБ).

Критерием оценки качества передачи принято С/Ш. Так, например, анализ показывает, что для достижения $C/Ш > 30\text{дБ}$ для QAM64 и $C/Ш > 36\text{дБ}$ для QAM256, что соответствует появлению ошибки с вероятностью менее 10^{-12} , максимальное количество каналов необходимо ограничивать (Рис.4). Более того, модель демонстрирует, что цифровые QAM каналы более подвержены ошибкам при применении ЛД с идеальной ВАХ, когда происходит клиппирование сигнала. Данное ухудшение С/Ш составило в среднем $\sim 0,5\text{дБ}$ при изменении значения А от 1 до 0. Заметим, что в аналоговых системах передачи нелинейность ВАХ сильно влияет на характеристики системы [1]. Следует отметить, что в реальных системах ГОМ имеет нижний предел, связанный с шумом интенсивности, состоящим в основном из собственных шумов ЛД и шумом из-за многократного отражения на стыках оптического волокна. Если ограничиться значением средней мощности шума интенсивности -135дБ/Гц , то ГОМ ограничивается снизу $\sim 0,01$ для QAM64 и $\sim 0,02$ для QAM256, следовательно, при таких условиях можно оценить количество каналов. Это составляет порядка ста каналов QAM256 и сотни каналов QAM64. Следовательно, для конкретного количества передаваемых каналов ГОМ не должна быть меньше определенного значения и по мере увеличения количества передаваемых каналов необходимо корректировать глубину модуляции ЛД, а также стремиться уменьшить шум интенсивности ЛД.

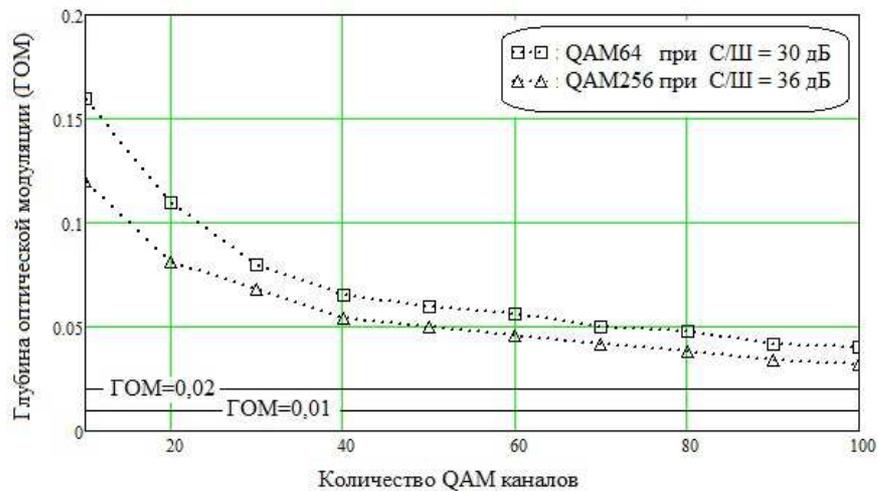


Рис.4. Зависимость глубины оптической модуляции от количества QAM каналов.

Литература

- [1] В.А. Варданын, А.Г. Овчинников, *Автометрия* **1**, 125-129 (2001).

Устройство преобразования одночастотного излучения в симметричное двухчастотное с использованием модулятора Маха-Цандера

П.Е. Денисенко^{*}, Е.П. Денисенко

Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева

^{*}E-mail: pavdeni@gmail.com

Модуляция оптического излучения с помощью электрооптических модуляторов (ЭОМ) является наиболее эффективной, т.к. требует малых управляющих напряжений, обладает широким частотным диапазоном, сами модуляторы характеризуются малыми весогабаритными показателями.

Наиболее успешные результаты в технологии изготовления были достигнуты для интегральных электрооптических модуляторов на основе схем Маха-Цандера (ММЦ). Модуляционная характеристика ММЦ по напряженности имеет четыре ярко выраженных участка, рассмотрим спектр выходного колебания при постоянном смещении, задающем положение рабочей точки в режиме "нулевой" точки. Режим «нулевой» точки соответствует минимальной выходной напряженности, т.е. при $\Phi_{см}=\pi$ (рис.1).

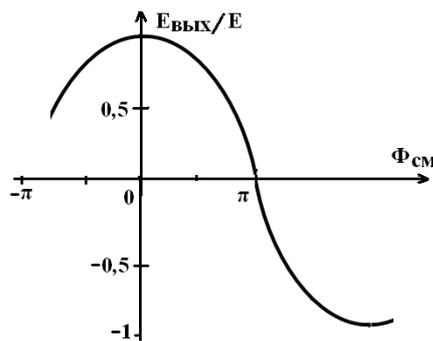


Рис. 1. Модуляционная характеристика ММЦ по напряженности поля.

Было предложено устройство преобразования одночастотного излучения в симметричное двухчастотное. В качестве электрооптического модулятора Маха-Цандера был выбран опытный образец модулятора производства Пермской Научной Производственной Приборостроительной Компании, диапазон рабочих частот до 6 ГГц, обладающий малым весом и габаритами – 65x12мм. Рабочая длина волны модулятора $\lambda=1,550$ мкм, полуволновое напряжение $V_{\pi}=1,97$ В.

Регистрировался результат детектирования выходного излучения модулятора, работающего в нулевой рабочей точке $V=1,97$ В. Амплитуда модулирующего напряжения $U=4$ В, $f=200$ МГц (рис.2).

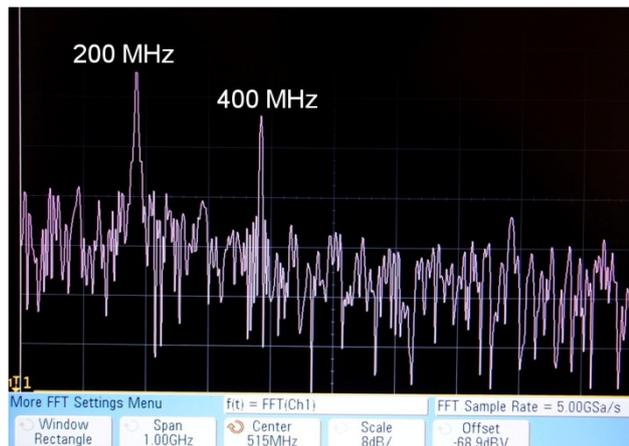


Рис.2. Спектрограмма сигнала фототока ФПУ в "нулевой" рабочей точке.

Выходной ток представляет собой периодическое колебание на удвоенной частоте модуляции 400 МГц и собственное выходное колебание генератора на 200 МГц. Такой результат возможен, если выходное излучение модулятора является двухчастотным, при подавленном несущем колебании, а боковые составляющие разнесены на удвоенную частоту модуляции.

При увеличении напряжения смещения режим устойчивой генерации двухчастотного излучения нарушается, появляются отчетливые боковые полосы сигнала (рис.3).

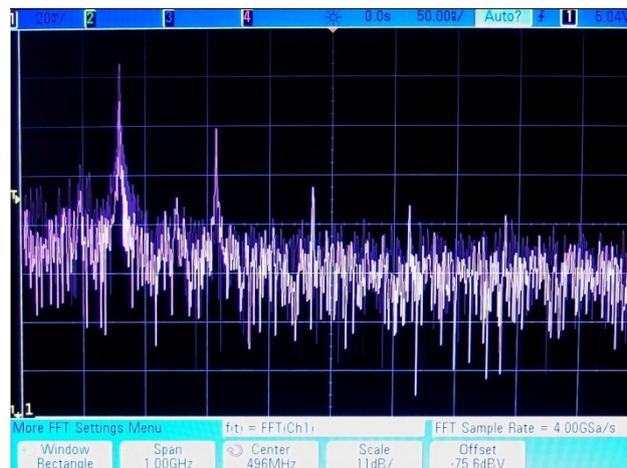


Рис. 3. Напряжение смещения 2,05 В.

При дальнейшем увеличении напряжения смещения генерации двухчастотного сигнала не происходит, что обусловлено выходом рабочей точки из «нулевой точки».

Использование двухчастотного излучателя является перспективным при использовании в фотонных методах измерения мгновенной частоты, основанных на взаимодействии двухчастотного излучения и волоконной решетки Брэгга.

Сессия
*«Лазерная оптика и компоненты:
волоконные и гибридные элементы
резонатора, интерферометры,
дифракционная и интегральная оптика»*

Нелинейные элементы для лазеров ближнего ИК диапазона на основе A_3B_5 наноструктур

Г.М. Борисов¹, С.А. Кочубей¹, А.А. Ковалёв¹, Д.В. Ледовских¹, Н.Н. Рубцова¹,
В.В. Преображенский¹, М.А.Путятю¹, Б.Р. Семягин¹, Т.С. Шамирзаев¹
Н.В. Кулешов², В.Э. Кисель², А.С. Руденков², О.В. Буганов³, С.А. Тихомиров³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

²Белорусский Национальный технический университет, Беларусь

³Государственное научное учреждение Институт физики Национальной академии наук Беларуси

*E-mail rubtsova@isp.nsc.ru

В Институте физики полупроводников СО РАН разрабатываются насыщающиеся поглотители на основе полупроводниковых соединений группы A_3B_5 , включающих квантовые ямы. На основе таких наноструктур изготавливаются образцы лазерных зеркал, применяемых для обеспечения режима синхронизации мод в лазерах ближнего инфракрасного диапазона. Технические требования к насыщающемуся поглотителю и отражательным слоям определяются свойствами лазера, для которого предназначено зеркало с насыщающимся поглощением. Спектральная полоса усиления лазера должна соответствовать отражательной части зеркала; полоса поглощения насыщающегося поглотителя должна максимально совпадать по спектру с областью усиления лазера, а уровень насыщающихся потерь должен соответствовать усилению лазера. При этом важно, чтобы зеркало с насыщающимся поглотителем вносило минимум оптических потерь (ненасыщаемых). Для лазеров с относительно низким усилением важным требованием является также низкий уровень насыщающей интенсивности для поглотителя. Для некоторых приложений необходимо повысить частоту следования сверхкоротких импульсов. В таком случае к насыщающемуся поглотителю предъявляется дополнительное требование быстрого восстановления поглощения после каждого рабочего цикла, формирующего лазерный сверхкороткий импульс.

В докладе основное внимание уделено дизайну, изготовлению и характеристике зеркал с насыщающимся поглощением на основе полупроводниковых структур группы A_3B_5 для лазера $Yb^{3+}:KY(WO_4)_2$. Исследование пробных экземпляров зеркал для этого лазера проводится сотрудниками БНТУ (г. Минск, Беларусь). Кроме того, зеркало собственного производства работает в фемтосекундном лазере $Yb^{3+}:KY(WO_4)_2$ в лаборатории лазерной спектроскопии и лазерных технологий ИФП СО РАН.

Для ускорения восстановления поглощения полупроводниковых структур подробно исследован метод обработки структур ультрафиолетовым излучением эксимерного лазера $XeCl$ (308 нм). В первых экспериментах с насыщающимся поглотителем на спектральную область 1040 нм обнаружено существенное (в десятки раз) уменьшение времени восстановления поглощения [1]. Метод исследован методом накачка – зондирование на установке ИФ НАН Беларуси на образце насыщающегося поглотителя, работающего в области 700-800 нм. Обнаружены аналогичные изменения в кинетике восстановления насыщенного

поглощения. На основании этих работ установлен механизм влияния УФ облучения, связанный с генерацией точечных дефектов [2,3].

Альтернативный подход к ускорению восстановления поглощения, основанный на структурировании барьерных слоёв, также оказался перспективным. Зеркало с насыщающимся поглощением на основе структуры такого типа использовано для синхронизации мод лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$. Синхронизация мод в этом лазере позволила получить длительности импульса 115 фс [4,5], что близко к спектрально-ограниченному типу. Поскольку максимальная средняя мощность оказалась сравнимой с мощностью в непрерывном режиме, сделан вывод о низком уровне оптических потерь в зеркале с насыщающимся поглощением.

В докладе сообщаются новые результаты по разработке и исследованию зеркала с насыщающимся поглощением для лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ повышенной мощности. Кроме того, будет сообщено о предварительных результатах исследования нелинейных элементов для генерации второй гармоники излучения фемтосекундного лазера $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$ на основе тонких пластин арсенида галлия (вицинальных и сингулярных), а также наноструктур, включающих квантовые ямы.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 12-02-00327 и интеграционного проекта СО РАН - НАН Беларуси.

Литература

- [1] N.N. Rubtsova, N.V. Kuleshov et al, *Laser Physics* **20**, 1262-1265 (2010)
- [2] А.А. Рожин, С.А. Кочубей и др., *Вестник НГУ* **7**, 117-126 (2012)
- [3] N.N. Rubtsova, S.A. Kochubei et al, *Journal of Physics: Conference series* **414** 012026 (2013)
- [4] А.А. Kovalyov, N.V. Kuleshov et al, *Laser Physics* **21**, 1300-1304 (2011)
- [5] А.А. Kovalyov, V.V. Preobrazhenskii, et al, *Laser Physics Letters* **8**, 431-435 (2011)
- [6] Г.М. Борисов, В.Г. Гольдорт и др., *Когерентная оптика и оптическая спектроскопия* **17** 212-215 (2013)

Оценки влияния спонтанного излучения на автоколебания в волоконных лазерах с микрооптомеханическими структурами

Ф.А. Егоров*, В.Т. Потапов

ФИРЭ им. В.А.Котельникова РАН

** E-mail: egorov-fedor@mail.ru*

Усиленное спонтанное излучение (УСИ) в лазерах может оказать значительное влияние на характеристики генерируемого излучения [1]. В связи с тем, что автоколебания в волоконных лазерах (ВЛ) с внутривибраторными микрооптомеханическими структурами (МОМС), играющими роль пассивных модуляторов добротности, открывают новые возможности для создания частотных волоконно-оптических датчиков [2], большой интерес представляет исследование влияния УСИ на динамику генерации ВЛ-МОМС.

При оценках влияния УСИ важную роль играют средняя длина пробега спонтанно испущенных фотонов (l); отношение (γ) числа фотонов УСИ, существующих в лазерных пространственных модах, к общему числу спонтанно испущенных фотонов, зависящие от геометрии активной среды (АС), условий распространения света в АС, структуры мод резонатора и т.д. [1]. Наряду с ними одним из ключевых параметров АС является время жизни метастабильного уровня активного центра (τ), которое зависит от энергетической плотности состояний и условий отражения света на границах АС [3]. Указанная зависимость особенно сильно проявляется в активных микро- и наносветоводах (АМНС), находящихся, например, вблизи отражающих поверхностей или в оптическом резонаторе – в тонком зазоре между отражателями. В связи с этим в настоящей работе исследована также динамика системы ВЛ-МОМС на основе АМНС с поперечными размерами $d \lesssim \lambda$, расположенных на малом расстоянии $z \lesssim \lambda$ (λ – длина волны света) от отражающей поверхности, в которых время жизни $\tau(z)$ является функцией расстояния. Нами показана возможность существования автоколебаний в ВЛ-АМНС под действием переменных поперечных оптических сил, возникающих при распространении света в активном микро-наносветоводе, который в рассматриваемой системе одновременно выполняет роль как активной среды ВЛ с переменным временем жизни $\tau(z)$, так и колебательного звена оптоволоконного МОМС.

Оценки влияния УСИ на параметры автоколебаний в ($E_f - Y_b$) волоконных лазерах с МОМС получены путем численного решения системы уравнений [4], которая в настоящей работе дополнена и скорректирована для более точного учета УСИ. Результаты расчетов показывают, что характеристики автоколебаний (частота, амплитуда, форма импульса) могут зависеть от параметров, связанных с УСИ. На рис.1 показана зависимость частоты автоколебаний $F(\gamma)$ в условиях резонанса $f_{rel.} \approx f$, где $f_{rel.}$ и f соответственно частота релаксационных колебаний ВЛ и собственная частота МОМС ($f = 61,5$ kHz, механическая добротность $Q \approx 140$). Видно, что при $\gamma \lesssim 10^{-5}$ относительная нестабильность частоты автоколебаний, обусловленная влиянием УСИ, не превышает $\left| \frac{\Delta F}{F} \right| \approx 10^{-5}$, при этом с увеличением добротности Q стабильность частоты повышается.

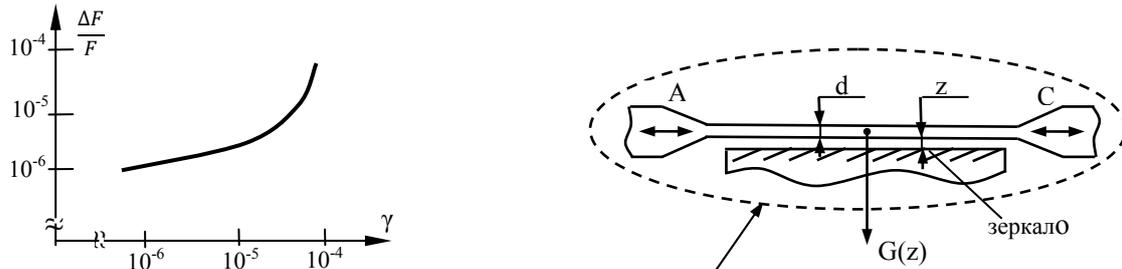


Рис.1. Зависимость частоты автоколебаний ВЛ-МОМС. $F \approx f = 61,5 \text{ kHz}$, $Q \approx 140$.

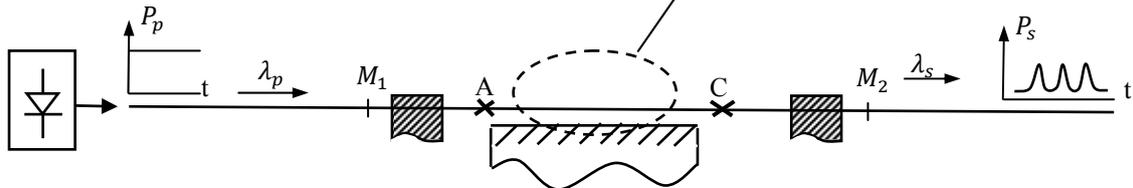


Рис.2. Схема ВЛ на основе АМНС. $M_{1,2}$ – зеркала резонатора ВЛ.

Схема предлагаемого ВЛ-АМНС представлена на Рис.2. АМНС могут быть реализованы в виде волоконных световодов или планарных волноводов, в которых при распространении поперечно неоднородной асимметричной световой волны возникают фотодеформации, обусловленные, например, действием поперечной «градиентной» оптической силы $G(z)$ или вследствие электрострикции в неоднородном электрическом поле лазерного излучения, приводящие к изменению зазора z . В результате, в условиях непрерывной накачки ВЛ при достаточном уровне обратной связи между ВЛ и АМНС, обусловленной зависимостью $\tau(z)$, в указанных ВЛ-АМНС, в принципе, возможны автоколебания.

Динамика рассматриваемого ВЛ на основе АМНС приближенно описывается системой уравнений:

$$\dot{N} = P_p - V \cdot N \cdot \Phi - \frac{N}{\tau(z)} \quad (1)$$

$$\dot{\Phi} = V \cdot N \cdot \Phi - \frac{\Phi}{\tau_{ph}} \quad (2)$$

$$\ddot{z} + \frac{\omega}{Q} \dot{z} + \omega^2 \cdot z = \frac{G(z)}{m_{eff}} = k \cdot \Phi \cdot f(z) \quad (3),$$

где (1), (2) – скоростные уравнения ВЛ с переменным временем жизни метастабильного уровня $\tau(z)$; τ_{ph} – время жизни фотона в лазерном резонаторе; $G(z) = k \cdot \Phi \cdot f(z)$ – поперечная фотоиндуцированная сила; m_{eff} – эффективная масса АМНС. Анализ линеаризованной системы уравнений (1-3) показывает, что в условиях резонанса $f_{rel.} \approx f = \omega/2\pi$ возможны решения вида $N(t) \approx N_0 + \tilde{n}(t) \cdot \cos(\omega t)$, $\Phi(t) \approx \Phi_0 + \tilde{\Phi}(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi_1)$, $z(t) \approx z_0 + A(t) \cdot \cos(\omega t + \varphi_2)$ с медленно нарастающими амплитудами $\tilde{n}(t)$, $\tilde{\Phi}(t)$ и $A(t)$, подтверждающие возможность существования синхронных автоколебаний в рассматриваемых ВЛ-АМНС.

Литература

- [1] Д. Раззахи, Ф. Хаджесмаилбеджи, М. Рузбехани, *Квантовая электроника* **42**, №8 (2012)
- [2] Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов, *Квантовая электроника*, **42**, №9 (2012)
- [3] J. Bao, N. Yu and F. Capasso, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 131103 (2007)
- [4] Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов, В.В. Никитин и др., *Вестник МГУ*, серия 3, №6 (2009)

Метод адаптивной компенсации смещения мод в маломодовом волокне на основе пространственного модулятора света

В.С. Любопытов^{*}, А.Р. Гизатулин, В.Х. Багманов, А.Х. Султанов

Уфимский государственный авиационный технический университет

**E-mail: lyubopytov.v@gmail.com*

В настоящее время широкое применение в различных областях науки и техники находят оптические пучки со спиральным фазовым фронтом, переносящие орбитальный угловой момент. Поскольку такие моды, обладающие различным орбитальным угловым моментом, образуют базис ортогональных функций, одним из очевидных приложений является их использование для реализации технологии пространственного мультиплексирования (SDM) при передаче информации. Данный подход, позволяющий многократно повысить скорость передачи по отношению к существующим системам, известен как мультиплексирование с модовым разделением (MDM) [1] и при передаче в третьем окне прозрачности предполагает использование маломодовых оптических волокон (FMF) [2].

Однако при распространении суперпозиции мод с заданным распределением амплитуды и фазы по оптическому волокну (ОВ), как известно, возникает проблема случайного смещения мод, приводящая к искажению входного модового спектра и разрушению изначальной структуры фазового фронта. Причем применение когерентных лазерных источников предполагает использование комплексных коэффициентов в модели смещения мод [3].

Регенерация модового распределения оптического излучения возможна путем цифровой обработки сигнала на основе технологии «множественный вход, множественный выход» (MIMO). Однако более предпочтительным как с экономической точки зрения, так и с позиций быстродействия, является внедрение полностью оптических решений. Для компенсации смещения мод в ОВ предлагается осуществлять обработку принимаемого излучения в оптическом домене на основе реконфигурируемого дифракционного оптического элемента (ДОЭ), формирующего одномодовые пучки в различных дифракционных порядках [4]. Данный подход позволяет пространственно разделить моды в фокальной плоскости Фурье-линзы и обеспечивает их независимую обработку. Далее такой амплитудно-фазовый ДОЭ может быть закодирован как фазовая голограмма на основе известных методов. Практическая реализация компенсирующего ДОЭ предполагает использование пространственного модулятора света (SLM).

Поскольку коэффициенты смещения в конкретном ОВ определяются его механической деформацией и в общем случае зависят от времени, должна быть обеспечена адаптация функции передачи компенсирующего ДОЭ к текущему состоянию ОВ. Для оценки коэффициентов смещения предусматривается передача тестирующего излучения в каждом модовом канале и полная декомпозиция мод в принимаемом излучении с помощью анализирующего ДОЭ [5].

На Рис. 1 представлен один из результатов численного моделирования процесса оптической компенсации смещения мод. На данном этапе моделирования предполагается использование непрерывного излучения с заданным модовым спектром. В качестве среды распространения рассматривается ступенчатое маломодовое ОВ с диаметром сердцевины 17,2 мкм и числовой апертурой 0,14, под-

держивающее распространение мод LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} и сопряженных мод. В представленном примере передается суперпозиция мод LP_{-21} и LP_{21} , каждая из которых имеет мощность 1 мВт.

Полученные результаты моделирования в целом подтверждают возможность восстановления амплитуды и фазы первоначального модового спектра излучения. Но поскольку задача компенсации смещения мод относится к классу обратных задач и может иметь только приближенное решение, эффективность восстановления модового состава в каждом случае существенно зависит от степени смещения мод в ОВ. Эффективность восстановления модового состава с учетом дисперсионных эффектов является объектом дальнейших исследований.

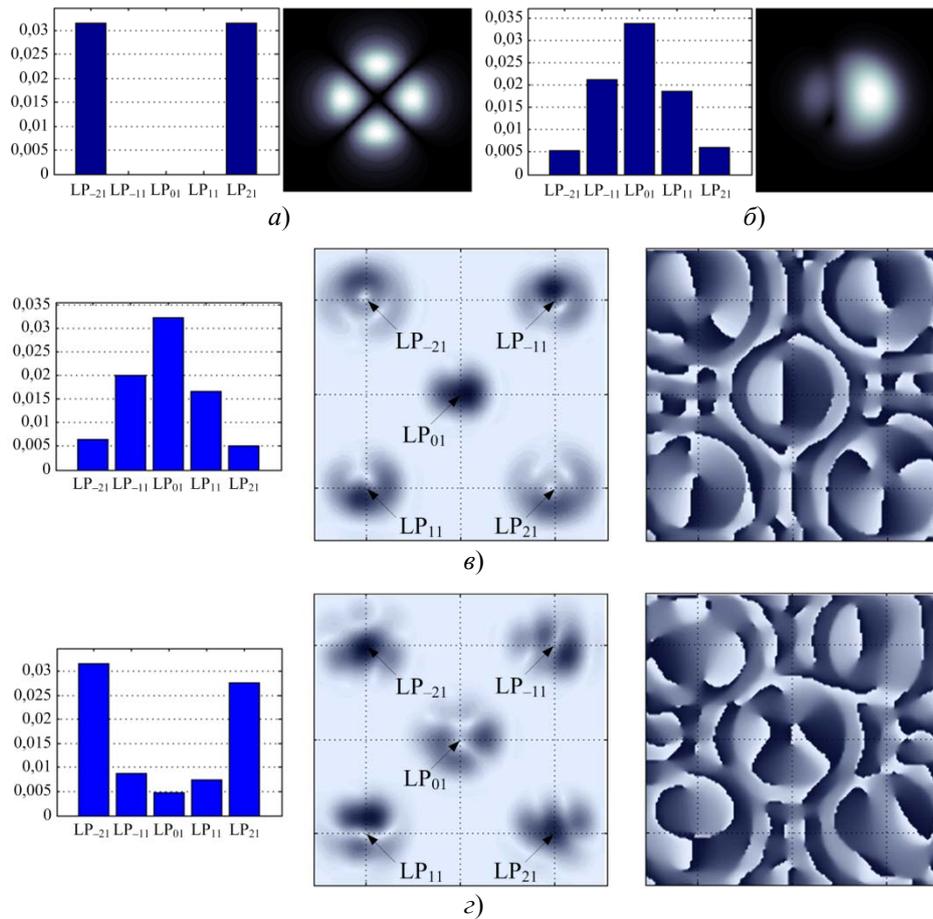


Рис. 1. Результат компенсации смещения мод: амплитуда модового спектра и поперечное распределение амплитуды излучения на входе (а) и выходе (б) ОВ; амплитуда модового спектра, распределение амплитуды и фазы в фокальной плоскости Фурье-линзы анализирующего ДОО (в) и компенсирующего ДОО (г).

Исследование проводится при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках базовой части государственного задания образовательным организациям высшего образования №2014/240.

Литература

- [1] S. Berdagué, P. Facq, Appl. Optics **21**, 1950-1955 (1982)
- [2] A.D. Ellis et al, SPIE Proc. 8434 (2012)
- [3] К.-Р. Ho, J.M. Kahn, "Mode Coupling and its Impact on Spatially Multiplexed Systems" in *Optical Fiber Telecommunications VIB: Systems and Networks* (Elsevier, 2013)
- [4] V.A. Soifer, M.A. Golub, *Laser beam mode selection by computer-generated holograms* (CRC Press, 1994, 224 p.)
- [5] В.С. Любопытов, А.З. Тлявлин и др., Компьютерная оптика **37**, 352-359 (2013).

Особенности изготовления волоконных световодов, легированных ионами гольмия, в условиях высокотехнологичного промышленного производства

П.Ю. Рогожников^{1,*}, Ю.А. Константинов^{1,2}, А.С. Курков^{2,3}

¹Пермская научно-производственная приборостроительная компания

²Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

*E-mail: rpy@ppk.perm.ru

Промышленное производство волоконных световодов в Российской Федерации – одна из самых актуальных и амбициозных задач, отчасти уже решенная в отношении волокон, сохраняющих состояние поляризации вводимого в них излучения (Промышленное производство волокна типа «Панда» в Пермской научно-производственной приборостроительной компании (ОАО ПНППК)), и дающая первые, но многообещающие производственные результаты в сфере изготовления волоконных световодов, легированных ионами редкоземельных металлов. О важности и приоритетности данного направления работ свидетельствует обилие научных публикаций и огромное количество технических решений в области волоконных источников лазерного излучения.

Главной практической задачей стало стабильное производство серийных партий волокон, легированных ионами гольмия – химического элемента, находящегося в группе лантаноидов. Он широко применяется для генерации лазерного излучения в инфракрасной области спектра на длине волны, чуть превышающей 2 мкм. В ходе проведения работ по легированию данным элементом сердцевины кварцевого световода методом химического парофазного осаждения из газовой фазы был выявлен ряд факторов, существенно влияющих на качество световода и процент выхода кондиционной продукции:

- стабильность расходов газов-носителей;
- срабатывание автоматического регулирования в ходе технологического процесса;
- стабильность осаждения оксидов на внутренней поверхности трубы по ее длине.
- концентрации других реагентов;
- чистота процесса.

Последнее требование диктует жесткие условия по масштабной подготовке технологических процессов, что при промышленных масштабах производства создает необходимость принятия серьезных мер по сокращению продолжительности производственных циклов, автоматизированному контролю качества, новым методам исследования изделий на этапах производства и при их сдаче-приемке. К ним, в частности, относится и создание единого массива технологических и исследовательских данных с автоматизированным пополнением, а также методики анализа подобной информации, в том числе корреляционного. Такие методы позволяют на ранних этапах установить допуски конструктивных и технологических параметров, оперативно корректировать их от изделия к изделию.

Корреляционные методы, однако, уместно применять не только при обработке данных технологического процесса [3], но и в автоматизированном управлении процессами химического парофазного осаждения [2] и исследования профилей показателей преломления активных волокон [4]. Последнее актуально в особенности, когда идет обработка технологического режима.

С соблюдением вышеописанных мер и применением представленных методов стало возможно производство волоконных световодов, легированных ионами Ho^{3+} , пригодных для изготовления гольмиевого лазера с длиной волны генерации 2.03 мкм [1]. Лазер на длине волны 2.03 мкм образован активным гольмиевым волокном длиной от 4 до 6,5 м в зависимости от серии эксперимента (производство ОАО «ПНППК»), двумя волоконными решетками Брегга (коэффициент отражения 0.98 и 0.3 соотв. для глухой и выходной решеток, производство НЦВО РАН).

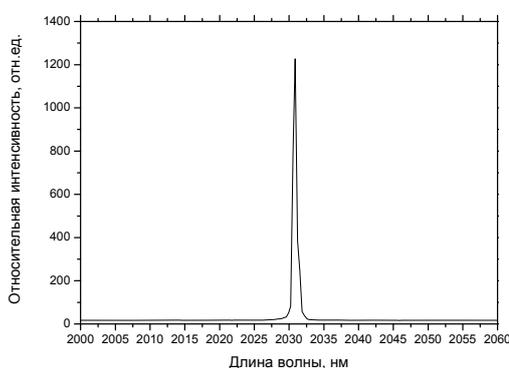


Рис. 1 Спектр выходного излучения гольмиевого лазера с длиной волны генерации 2.03 мкм, длиной резонатора 4 м. Ширина пика составила ≈ 1.5 нм на полувысоте.

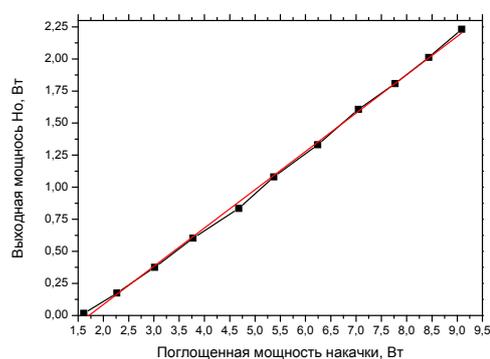


Рис. 2 Зависимость выходной мощности гольмиевого лазера от поглощенной мощности накачки на 1.12 мкм. Максимальная полученная выходная мощность составила ≈ 2.2 Вт при $\approx 9,2$ Вт поглощенной накачки.

Интересные технологические результаты в области волокон, легированных ионами гольмия, полученные в ОАО «ПНППК», как на этапе самого волокна, так и волоконного усилителя (Лаборатория фотоники Пермского научного центра УрО РАН) позволяют с оптимистичностью говорить о будущем промышленного производства различных типов специальных типов волоконных световодов в Российской Федерации. Плотное сотрудничество академической науки и высокотехнологичного промышленного производства – есть фактор, необходимый для успешного шага от макетных изделий новых разработок до их массового производства и внедрения.

Литература

- [1] S.O. Antipov, A.S. Kurkov, *Laser Phys. Lett.* **10** 125106 (2013)
- [2] Ю.А. Константинов, И.И. Крюков, М.М. Поскребышев, Н.А. Харламова, *Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета* **6**, 155–158 (2010)
- [3] Ю.А. Константинов, И.И. Крюков, М.М. Поскребышев, Н.А. Харламова, *Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета* **6–2**, 30–34 (2011)
- [4] Ю.А. Константинов, *Фундаментальные и прикладные исследования, разработка и применение высоких технологий в промышленности: тр. междунар. конф.* **3**, 239–240 (2011)

Экспресс метод оценки эффективности передачи энергии возбуждения между ионами иттербия и эрбия в заготовке активного волокна

А.С. Смирнов^{1,2,*}, К.П. Латкин^{1,2}, Я.Э. Садовникова^{3,4}, А.С. Курков^{1,2,3}

¹Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь

²Лаборатория фотоники ПНЦ УрО РАН, Пермь

³Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

⁴Московский государственный университет приборостроения и информатики

*E-mail: a.s.smrnv@gmail.com

Общепринятым способом повышения выходной мощности волоконных лазеров является использование накачки в оболочку [1] активных волокон мощными многомодовыми полупроводниковыми лазерами. Однако данный метод пригоден лишь для ионов обладающих достаточно высоким сечением поглощения на длине волны накачки и, соответственно, малым на длине волны излучения. Этому условию не удовлетворяют, в частности, ионы эрбия. Поэтому, для получения мощной генерации в области 1.55 мкм используются эрбиевые волокна, сенсibiliзированные ионами иттербия [2]. При этом важной характеристикой таких волокон является эффективность передачи энергии возбуждения от ионов иттербия к ионам эрбия. В настоящей работе предлагается метод оценки коэффициента передачи по измерению относительной интенсивности люминесценции в заготовке активного волокна.

Для измерения эффективности передачи энергии накачки в сердцевину заготовки, легированную ионами эрбия и иттербия, вводится излучение накачки на длине волны 969 нм с боковой поверхности заготовки. В качестве источника излучения накачки используется лазерный полупроводниковый диод с волоконным выходом и мощностью до 2 Вт. Поглощая излучение накачки, ионы эрбия и иттербия начинают сами излучать в своих характерных диапазонах. Получаемое излучение люминесценции собиралось в перпендикулярном направлении к направлению входного излучения с помощью другого оптического волокна. Собранное излучение направляется в оптический анализатор спектра, где записываются спектры люминесценции обоих редкоземельных элементов. Эти спектры записываются вдоль заготовки через 1 см. Юстировка выходного и входного волокон производилась посредством микроподвижек.

Полученные спектры люминесценции редкоземельных элементов обрабатывались с учетом формы спектра излучения накачки с учетом сечений поглощения и сечений рассеяния обоих элементов и соотношения концентраций. В эксперименте использовалась заготовка волокна с алюмосиликатной сердцевиной, легированной ионами иттербия с концентрацией $5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и ионами эрбия с концентрацией $4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Проведенные измерения позволяют оценить коэффициент передачи как 40%.

Литература

- [1] E. Snitzer., H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, B.C. McCollum, *Proc. Conf. Optical Fiber Sensors, Post deadline paper PD5* (1988)
- [2] E. Snitzer, R. Woodcock, *Appl. Phys. Lett.* **6**, № 3, 45-46 (1965)

Исследование модового состава излучения многослойных оптических световодов W-типа

А. Е. Уланов^{1,2,*}, В. Е. Устимчик^{1,2}, Ю. К. Чаморовский¹, С. А. Никитов^{1,2}, В. Н. Филиппов³

¹*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН*

²*Московский физико-технический институт (государственный университет)*

³*Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology*

*E-mail: a.e.ulanov@gmail.com

Развитие волоконных технологий привело к созданию волоконно-оптических лазеров с мощностью выходного излучения 10кВт и более [1-3]. Основным ограничением в развитии оптических волокон для мощного лазерного излучения являются нелинейные эффекты, так как при высоких мощностях выходного излучения в стандартных оптических волокнах достигается порог возбуждения нелинейных эффектов и даже порог разрушения. В последние годы было предложено множество решений по созданию оптических волокон, способных вести оптическое излучение высокой мощности. Это оптические волокна с большой эффективной площадью моды и высоким качеством выходного излучения, такие как: фотонно-кристаллические волокна [4], волокна с каналами утечки [5], волокна с кирально связанными сердцевинами [6]; так же возможно создание подобных волокон путем фильтрации высших мод в низко апертурных волокнах с большой площадью моды введением изгиба [7, 8]. Альтернативным подходом к созданию оптических волокон с большой площадью моды и высоким качеством выходного излучения являются световоды W-типа [9] с различным количеством оболочек. W-световоды имеют более простую структуру и следовательно простой метод изготовления, чем вышеописанные аналоги. Кроме того варьирование таких параметров волокна как количество и радиусы оболочек, показатели преломления сердцевины и оболочек позволяют изменять параметры световода в широком диапазоне. Подобные волокна были также исследованы в статье [10]

Целью данной работы является исследование модового состава излучения в оптических волокнах W-типа. А именно моделирование оптических свойств данных волокон, после чего создание опытных образцов и проведение серии экспериментов для экспериментального исследования модового состава выходного излучения. Компьютерная модель для исследования оптических свойств W-световодов основана на методе матриц передачи. Этот метод позволяет исследовать свойства как направляемых, так и вытекающих мод данных световодов. Численное моделирование подобных структур показало, что существуют структуры, в которых поддерживаются только вытекающие моды и не существует направляемых. Более того существуют диапазоны материальных параметров волокна при которых оптические потери вытекающих мод сравниваются с «серыми» оптическими потерями в стандартных волокнах, а следовательно вытекающие моды в данных волокнах будут распространяться на большие расстояния без существенных потерь [11]. Это говорит о том, что при проектировании, создании и исследовании световодов W-типа необходимо учитывать как направляемые, так и вытекающие моды.

После численного моделирования была изготовлена серия образцов световодов W-типа для проведения экспериментального исследования модового состава выходного излучения. Исследование модового состава производилось методом S^2 , качество выходного излучения определялось по параметру M^2 . Образцы были экспериментально исследованы на различных длинах волн в диапазоне 1060 – 1550 нм. Экспериментальные данные с высокой точностью совпали с данными полученными из численного моделирования. Наиболее удачные экспериментальные данные были получены для образца волокна с соотношением диаметр сердцевины/диаметр внешней оболочки 50мкм/251мкм соответственно. На длине волны 1064 нм в данном волокне параметр M^2 варьируется в диапазоне 1.3-1.5 и зависит от условий возбуждения волокна. На длине волны 1280 нм параметр качества лазерного пучка M^2 равен 1.03, что соответствует строго одномодовому выходному пучку. Спектр выходного излучения из данного образца, снятый методом S^2 представлен на рисунке 1. Спектр является гладким, что говорит об одномодовом режиме распространения излучения.

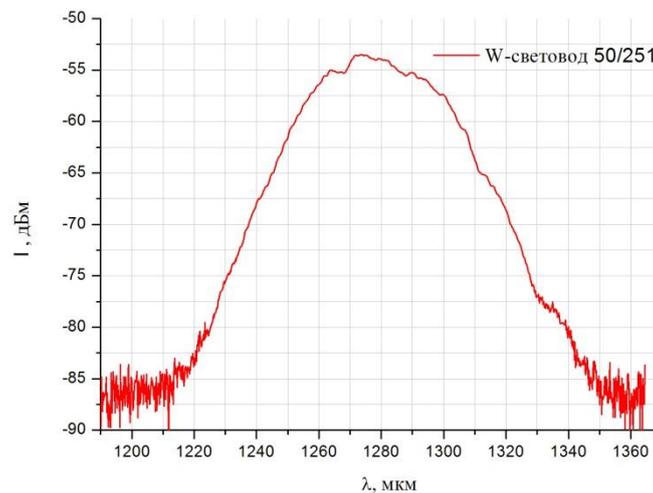


Рисунок 1. Спектр пропускания W-световода 50/251

Литература

- [1] Y. Jeong, J. Sahu et al, *Opt. Express* **12**, 6088–6092 (2004)
- [2] V. Fillipov, J. Kerttula et al, *Opt. Express* **18**, 12499-12512 (2010)
- [3] M. O'Connor, V. Gapontsev et al, *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Baltimore Maryland United States (2009)
- [4] J. Limpert, N. Deguil-Robin et al, *Opt. Express* **13**, 1055-1058 (2005)
- [5] L. Dong, X. Peng and J. Li, *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1689-1697 (2007)
- [6] C. Liu, G. Chang et al, *Proc. Conf. Advanced Solid-State Photonics*, Vancouver, Canada. (2007)
- [7] M. Fermann, *Opt. Lett.* **23**, 52-54 (1998)
- [8] J. M. Fini, *Opt. Express* **19**, 21866-21873 (2011)
- [9] S. Kawakami, S. Nishida, *IEEE Journal of Quant. Electron.* **QE-11**, 130-138 (1975)
- [10] D. Jain, C. Baskiotis, J. Sahu, *Opt. Express* **21**, 1448-1455 (2013)
- [11] A. Ulanov, S. Nikitov et al, *International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL)*, 63-64 (2013)

Оглавление

Программа семинара	3
В.Я. Принц. Метаматериалы, наноантенны и плазмонные устройства на основе 3D наноструктур.	15
Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.П. Виноградов, А.В. Дорофеенко, А.А. Лисянский. Спонтанное излучение двухуровневого атома в мультиполюсные моды плазмонной наночастицы.	16
В.П. Драчев. Нанопотоника с гиперболическими метаматериалами.	18
А.П. Виноградов, Е.С. Андрианов, А.А. Пухов, А.А. Лисянский. Особенности работы спазера в низкоквантовом режиме.	19
В.М. Парфеньев, С.С. Вергелес. К теории плазмонного нанолазера.	21
А.С. Кучьянов, И.К. Игуменов, В.М. Кучумов, Р.Г. Пархоменко, Chang-Won Lee, Young-Geun Roh, Heejeong Jeong, M.I. Stockman, А.И. Плеханов. Частотно-угловые характеристики спазерного излучения в фотонном кристалле.	23
Г.А. Цирлина. Неорганические и гибридные материалы для электрохромных устройств.	24
С.С. Косолюбов, С.В. Ситников, А.В. Латышев. Формирование больших атомно-гладких участков кремния (111) для применений в сканирующей зондовой и интерференционной микроскопии.	25
Ж.А. Кудышев, А.И. Маймистов, И.Р. Габитов, Н.М. Личинитцер. Генерация второй гармоники в переходном гиперболическом метаматериале.	27
С.С. Вергелес, А.К. Сарычев. Концентрация световой волны в малой области субволнового размера с помощью диэлектрического волновода со специальным наконечником.	28
С. Харинцев	29
С.Г. Моисеев. Модели функциональных оптических структур с плазмонными наночастицами.	30
И.Р. Габитов. Квантовая система в нелинейных материалах.	32
С.С. Вергелес, И.В. Колоколов, В.В. Лебедев. Теория случайного оптоволоконного лазера.	33
Ж.А. Кудышев, S. Will, M.C. Richardson, Н.М. Личинитцер. Передача микроволн с использованием виртуальных гиперболических метаматериалов.	34
А.И. Маймистов, Е.В. Казанцева, И.Р. Габитов. Нелинейные волны в линейках и пучках связанных волноводов с положительным и отрицательным показателями преломления.	35
С.А. Белан, С.С. Вергелес, П.Е. Воробьев. Субволновая локализация электромагнитных мод в гибридном плазмонном волноводе.	36

А.К. Сарычев. Квантовая плазмоника и тепловые эффекты в наночастицах.	38
А.В. Немыкин, С.В. Перминов, Л.Л. Фрумин, Д.А. Шапиро. Возбуждение плазмонного резонанса в металлических цилиндрах неоднородной волной.	39
П.Е. Воробьев. Перестраиваемая суб-волновая локализация в гибридном плазмонном волноводе.	41
И.Б. Ковш. Фотоника в России: отрасль, техплатформа, «дорожная карта».	43
И.А. Буфетов, Е.М. Дианов. Полые волоконные световоды - новый прорыв в волоконной оптике.	44
А.Е. Беднякова. Использование методов математического моделирования для создания новых конфигураций волоконных лазеров.	46
А.С. Курков. Прогресс в области гольмиевых волоконных лазеров и усилителей.	48
И.А. Лобач, С.И. Каблуков, Е.В. Подivilов, С.А. Бабин. Волоконный лазер с самосканированием частоты: физические принципы и применения.	49
М.А. Мелькумов, А.В. Шубин, И.А. Буфетов, К.Е. Рюмки, В.Ф. Хопин, А.Н. Гурьянов, Е.М. Дианов. Висмутовые волоконные лазеры.	51
П.Г. Полинкин. Одночастотные и импульсные лазерные источники на основе высоколегированных фосфатных волокон.	53
В.Б. Цветков. Волоконные и твердотельные лазеры с диодной накачкой для систем специального назначения.	56
А.Н. Стародумов. Фемтосекундные волоконные системы и их применения.	59
С.В. Кукарин, С.В. Смирнов, С.М. Кобцев, С.К. Турицын. Критическая мощность излучения при усилении фемтосекундных импульсов в полностью волоконной системе.	61
С.А. Бабин, Е.В. Подivilов, Д.С. Харенко, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук, В.Л. Калашников, А.А. Аполонский. Генерация многоцветных диссипативных солитонов за счёт нелинейных процессов.	63
Н.А. Коляда, Б.Н. Нюшков, В.С. Пивцов, В.И. Денисов. Достижение предельной частотной стабильности волоконных лазеров с синхронизацией мод.	64
М.Ю. Коптев, Л.В. Котов, Е.А. Анашкина, С.В. Муравьев, А.В. Андрианов, А.В. Ким, М.М. Бубнов, М.Е. Лихачев. Фемтосекундный эрбиевый волоконный лазер с субмикроджоульной энергией в импульсе для генерации дисперсионных волн в спектральной области <math><1\text{ мкм}</math>.	66
О.В. Штырина, И.А. Яруткина, М.П. Федорук, С.К. Турицын. Теоретическое описание динамики энергии в диссипативном волоконном лазере.	68

Д.С. Харенко, С.А. Бабин, Е.В. Подивилов, А.Е. Беднякова, М.П. Федорук, В.Л. Калашников, А.А. Аполонский.	70
Исследование свойств рамановских диссипативных солитонов в волоконном лазере.	
И.И. Корель, Б.Н. Ньюшков, В.С. Пивцов, Н.А. Коляда, В.И. Денисов.	72
Особенности генерации спектрального суперконтинуума в высоконелинейных гибридных волокнах.	
В.А. Камынин, А.С. Курков, И.А. Волков, А.В. Маракулин, Л.А. Минашина.	73
Многокаскадная генерация суперконтинуума: сравнение наносекундной и фемтосекундной накачки.	
А.А. Фотиади, И.А. Лобач, Р. Mégret.	76
Влияние акустического и теплового шума на динамику случайного Бриллюэновского лазера.	
С.А. Бабин, И.Д. Ватник, А.Ю. Лаптев, М.М. Бубнов, Е.М. Дианов.	78
Высокоэффективная каскадная генерация волоконного лазера со случайной обратной связью.	
Д.Г. Никитин, О.А. Бялковский, О.И. Вершинин, В.А. Тыртышный, Б.Л. Давыдов.	80
Генерация ультрафиолетового излучения на длине волны 266 нм в кристалле LBO.	
П.А. Новиков, О.И. Медведков, А.Ф. Косолапов, М.В. Яшков, С.А. Васильев, А.В. Гладышев.	82
Исследование стабильности волоконных удвоителей частоты при воздействии интенсивного излучения на длине волны 532 нм.	
С.И. Трашкеев, Б.Н. Ньюшков, В.М. Клементьев, А.Н.Кудрявцев	84
Нелинейно-оптические свойства жидких кристаллов, интегрированных с оптическими волокнами.	
Н.А. Николаев, Н.Н. Гуляева.	86
Влияние нестабильности генерации фемтосекундных импульсов волоконного эрбиевого лазера на эффективность их преобразования в терагерцовое излучение.	
Е.А. Злобина, И.А. Лобач, С.И. Каблуков.	88
Параметрическое преобразование частоты при накачке узкополосным волоконным самосканирующим лазером.	
Р.Н. Минвалиев.	90
Параметрическое трехволновое взаимодействие с учетом отстройки от фазового синхронизма.	
О.Г. Морозов, А.А. Талипов.	92
Многочастотные методы исследования спектра усиления Манделъштама-Бриллюэна.	
О.Е. Наний, В.Н. Трешиков.	95
Когерентные DWDM системы связи высокой емкости.	
С.К. Турицын.	96
Цифровая обработка сигналов, основанная на нелинейном преобразовании Фурье в волоконно-оптических линиях связи.	
В.Л. Курочкин, И.И. Рябцев, И.Г.Неизвестный.	97
Распределение однофотонного квантового ключа по волоконно-оптическим линиям связи.	

Р.В. Кутлуяров, А.Х. Султанов, В.Х. Багманов. Взаимодействие поляризационных и нелинейных эффектов при передаче WDM-сигналов по ВОЛП большой дальности.	99
М.Р. Мусакаев. Моделирование PMD-коиндуцированного ламинарно-турбулентного перехода в волоконной линии.	101
О.Е. Наний, А.А. Редюк, В.Н. Трещиков, М.П. Федорук, О.В. Юшко. Численное моделирование действующих экспериментальных DWDM линий связи с канальной скоростью 100 Гбит/с.	102
А.С. Скидин, М.П. Федорук, С.К. Турицын. Специализированные методы обработки сигнала в современных волоконно-оптических линиях связи.	103
Е.Г. Шапиро, Д.А. Шапиро, С.К. Турицын. Высокоэффективный метод вычисления пропускной способности линии связи.	105
О.В. Юшко, А.А. Редюк, М.П. Федорук, С.К. Турицын. Математическое моделирование солитонных волоконно-оптических линий связи.	107
А.А. Барабанов, В.К. Сысоев. Анализ возможности применения волоконных лазеров для организации лазерного информационного канала передачи энергии в космосе.	109
В.К. Мезенцев, М.В. Дубов, А.Г. Охримчук, Х. Каракузу, С. Босколо, Л.А. Мельников, Ю.А. Мажирин, Н.В. Личкова, В.Н. Загороднев. Применение фемтосекундной записи для фотоники среднего ИК диапазона.	111
А.Г. Охримчук. Фемтосекундная модификация показателя преломления и запись волноводов в кристаллах.	113
А.А. Голышев, А.Г. Маликов, А.М. Оришич, В.Б. Шулятьев. Экспериментальное сравнение резки низкоуглеродистой и нержавеющей стали волоконным и CO ₂ -лазером.	115
А.В. Достовалов, А.А. Вольф, М.В. Дубов, В.К. Мезенцев, С.А. Бабин. Запись длиннопериодных и брэгговских волоконных решеток фемтосекундным излучением с длиной волны 1026 и 513 нм.	117
И.С. Шелемба. Опыт разработки и применения волоконно-оптических датчиков в РФ.	119
О.Г. Морозов, Г.А. Морозов. Полигармонические методы зондирования волоконно-оптических избирательных структур.	120
И.И. Нуреев, А.А. Сахабутдинов. Исследование виброакустических колебаний с использованием волоконных решеток Брэгга.	122
В.А. Андреев, А.В. Бурдин, В.А. Бурдин, К.А. Волков. Модель волоконно-оптической линии передачи, функционирующей в маломодовом режиме.	124
В.А. Бурдин, А.В. Бурдин, М.В. Дашков, К.А. Волков. К вопросу выбора оптических волокон для высокоскоростных волоконно-оптических линий передачи дальней связи.	126

В.А. Бурдин, М.В. Дашков, Е.В. Дмитриев. Теоретические и экспериментальные оценки чувствительности поляризационной рефлектометрии к новым событиям на оптических линиях.	128
В.А. Бурдин, М.В. Дашков, К.А. Волков. Выбор параметров дисперсионных карт квазисолитонных режимов волоконно-оптических линий передачи численными и аналитическими методами.	130
В.Г. Воронин, В.А. Камынин, А.С. Курков, О.Е. Наний. Активная модуляция добротности иттербиевого волоконного лазера с применением внутривибрационного интерферометра Маха-Цандера.	131
Е.И. Донцова, С.И. Каблуков, И.А. Лобач, С.А. Бабин, С. Corbari, P.G. Kazansky, А.В. Гладышев, Е.М. Дианов. Непрерывная генерация второй гармоники в области 515 нм в волоконных световодах.	132
А.В. Достовалов, А.А. Вольф, М.В. Дубов, С.А. Бабин. Фемтосекундная поточечная запись волоконных брэгговских решеток через защитное покрытие.	134
И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, Р.Н. Минвалиев, А.А. Фотиади, М.С. Явтушенко. Динамика максимума огибающей частотно-модулированного импульса распространяющегося в активной (усиливающей) сильно диспергирующей среде.	136
И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, Д.А. Столяров, А.А. Сысолятин, М.С. Явтушенко. Усиление, частотная модуляция и компрессия импульсов симиляритонного типа в неоднородных по длине активных световодах.	138
А.А. Кузнецов, И.И. Нуреев. Применение волоконных решеток Брэгга с треугольным профилем в волоконной сенсорике.	140
В.Л. Курочкин, А. В. Зверев, Ю. В. Курочкин, И. И. Рябцев, И.Г. Неизвестный, Р.В. Ожегов, Г.Н. Гольцман, П.А. Ларионов. Распределение квантового ключа на дальние дистанции по оптоволокну со сверхпроводящими детекторами.	142
А.Н. Малов, А.М. Оришич, С.А. Бабин, А.В. Достовалов, А.Г. Кузнецов. Сравнительные характеристики применения импульсно-периодических наносекундных CO ₂ - волоконного и фемтосекундного лазеров для изготовления микроотверстий.	144
В.А. Лазарев, К.И. Кошелев, А.Б. Пнев, Д.А. Шелестов. Метод повышения точности измерения длительности импульса пикосекундного лазера.	146
О.В. Осипов. Методика расчета характеристик активных оптических волокон с учетом оптической активности материалов.	148
В.Е. Сыпин, С.В. Ларин. Тулиевый волоконный лазер с перестраиваемой частотой следования импульсов.	150
В.А. Варданян. Модуляция лазерного диода многоканальным цифровым ТВ-сигналом формата QAM64/256.	152

- П.Е. Денисенко, Е.П. Денисенко.** Устройство преобразования 155
одночастотного излучения в симметричное двухчастотное с
использованием модулятора Маха-Цендера.
- Г.М. Борисов, С.А. Кочубей, А.А. Ковалёв, Д.В. Ледовских, 158**
Н.Н. Рубцова, В.В. Преображенский, М.А. Пулято, Б.Р. Семягин,
Т.С. Шамирзаев, Н.В. Кулешов, В.Э. Кисель, А.С. Руденков,
О.В. Буганов, С.А. Тихомиров. Нелинейные элементы для лазеров
ближнего ИК диапазона на основе A_3B_5 наноструктур.
- Ф.А. Егоров, В.Т. Потапов.** Оценки влияния спонтанного излучения на 160
характеристики автоколебаний в волоконных лазерах с
микрооптомеханическими структурами.
- В.С. Любопытов, А.Р. Гизатулин, В.Х. Багманов, А.Х. Султанов. 162**
Метод адаптивной компенсации смещения мод в маломодовом волокне на
основе пространственного модулятора света.
- П.Ю. Рогожников, Ю.А. Константинов, А.С. Курков.** Особенности 164
изготовления волоконных световодов, легированных ионами гольмия, в
условиях высокотехнологичного промышленного производства.
- А.С. Смирнов, К.П. Латкин, Я.Э. Садовникова, А.С. Курков.** Экспресс 166
метод оценки эффективности передачи энергии возбуждения между
ионами иттербия и эрбия в заготовке активного волокна.
- А.Е. Уланов, В.Е. Устимчик, Ю.К. Чаморовский, С.А. Никитов, 167**
В.Н. Филиппов. Исследование модового состава излучения
многослойных оптических световодов W-типа.

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

6й Российский семинар по волоконным лазерам

МАТЕРИАЛЫ СЕМИНАРА

Семинар проведен при поддержке
Российского Фонда
Фундаментальных Исследований

Подписано в печать 03.04.2014 г. Печать цифровая.
Формат 60×84 1/8. Усл. печ. л. 20,5. Тираж 150 экз. Заказ № 58.

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>



РОССИЙСКИЙ СЕМИНАР ПО
ВОЛОКОННЫМ ЛАЗЕРАМ

2014

