

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ



На правах рукописи

БОБКОВ КОНСТАНТИН КОНСТАНТИНОВИЧ

ОДНОМОДОВЫЕ ИТТЕРБИЕВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ИМПУЛЬСНЫЕ ЛАЗЕРЫ  
С ПРЕДЕЛЬНО ВЫСОКОЙ ПИКОВОЙ МОЩНОСТЬЮ И ФАКТОРЫ,  
ВЛИЯЮЩИЕ НА ИХ ДОЛГОВРЕМЕННУЮ НАДЕЖНОСТЬ

01.04.21 - Лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических наук

Лихачев М.Е.

Москва – 2018

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Благодарности.....</b>	<b>7</b>
<b>Основные обозначения и сокращения.....</b>	<b>9</b>
<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	<b>11</b>
<b>ГЛАВА 1. ИМПУЛЬСНЫЕ ИТТЕРБИЕВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ И ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ИХ ДОЛГОВРЕМЕННУЮ НАДЕЖНОСТЬ.....</b>	<b>19</b>
<b>1.1 Свойства ионов <math>Yb^{3+}</math> в кварцевом стекле.....</b>	<b>-</b>
<i>1.1.1 Схема уровней ионов иттербия.....</i>	<i>-</i>
<i>1.1.2 Стеклянные матрицы для легирования ионами редкоземельных элементов.....</i>	<i>21</i>
<i>1.1.3 “Серые” потери в иттербиевых световодах.....</i>	<i>24</i>
<i>1.1.4 Прочие механизмы потери излучения накачки или сигнала..</i>	<i>28</i>
<b>1.2 Импульсные лазеры с высокой пиковой мощностью.....</b>	<b>29</b>
<i>1.2.1 Нелинейные эффекты.....</i>	<i>-</i>
<i>1.2.2 Конструкции БПМ волоконных световодов.....</i>	<i>39</i>
<i>1.2.3 Иттербиевые импульсные лазеры с высокой пиковой мощностью.....</i>	<i>46</i>
<b>1.3 Негативные эффекты, проявляющиеся в процессе работы иттербиевых волоконных лазеров и усилителей.....</b>	<b>51</b>
<i>1.3.1 Эффект фотопотемнения.....</i>	<i>-</i>

1.3.2 Эффект модовой нестабильности в БПМ световодах.....	55
1.3.3 Прочие негативные эффекты.....	56
<b>1.4 Выводы.....</b>	<b>58</b>
<b>ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОТОПОТЕМНЕНИЯ В ИТТЕРБИЕВЫХ СВЕТОВОДАХ С РАЗЛИЧНОЙ МАТРИЦЕЙ СТЕКЛА СЕРДЦЕВИНЫ.....</b>	<b>59</b>
<b>2.1 Анализ моделей наведения оптических потерь в результате фотопотемнения.....</b>	<b>-</b>
2.1.1 Модель возбуждения кислородно-дефицитных центров...	-
2.1.2 Модель возбуждения состояния с переносом заряда.....	61
<b>2.2 Сравнительные исследования кристалла Yb:YAG и алюмосиликатного стекла, легированного оксидом иттербия.....</b>	<b>68</b>
<b>2.3 Экспериментальное наблюдение восстановления ионов Yb<sup>3+</sup> до двухвалентного состояния в результате возбуждения состояния с переносом заряда.....</b>	<b>74</b>
<b>2.4 Повышение стойкости к фотопотемнению.....</b>	<b>80</b>
<b>2.5 Выводы.....</b>	<b>82</b>
<b>ГЛАВА 3. ПРОЦЕСС ДЕГРАДАЦИИ МОДЫ В МОЩНЫХ ИТТЕРБИЕВЫХ ИМПУЛЬСНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ.....</b>	<b>83</b>
<b>3.1 Экспериментальное наблюдение эффекта модовой деградации.....</b>	<b>-</b>

3.1.1	<i>Исследуемые БМП световоды.....</i>	-
3.1.2	<i>Экспериментальная установка.....</i>	86
3.1.3	<i>Первые результаты экспериментов по исследованию деградации иттербиевых световодов в импульсном волоконном лазере.....</i>	88
<b>3.2</b>	<b>Предполагаемый механизм обнаруженного эффекта деградации формы выходной моды.....</b>	<b>94</b>
<b>3.3.</b>	<b>Исследование деградировавших световодов.....</b>	<b>97</b>
3.3.1	<i>Наблюдение эффекта деградации в деградировавшем световоде без излучения накачки.....</i>	-
3.3.2	<i>Экспериментальная регистрация наведенной длиннопериодной решетки.....</i>	99
3.3.3	<i>Фотообесцвечивание деградировавших световодов.....</i>	102
<b>3.4</b>	<b>Наблюдение долговременной деградации формы моды другими исследователями.....</b>	<b>104</b>
<b>3.5</b>	<b>Выводы.....</b>	<b>107</b>
<b>ГЛАВА 4. УСИЛИТЕЛЬ ЧИРПИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ИТТЕРБИЕВОГО СВЕТОВОДА-КОНУСА С ДИФРАКЦИОННО-ОГРАНИЧЕННЫМ КАЧЕСТВОМ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И РЕКОРДНО ВЫСОКИМ УРОВНЕМ ПИКОВОЙ МОЩНОСТИ.....</b>		
<b>4.1</b>	<b>Оптимизация конструкции световода-конуса.....</b>	<b>-</b>
4.1.1	<i>Оптимизация конструкции сердцевины световода.....</i>	110
4.1.2	<i>Оптимизация конструкции (поперечно сечения) конусного</i>	

<i>световода</i> .....	112
4.1.3 <i>Реализация конусного перехода</i> .....	115
<b>4.2 Усилитель чирпированных импульсов на основе реализованного световода-конуса</b>	117
4.2.1 <i>Моделирование усилителя ультракоротких импульсов на основе световода-конуса</i> .....	118
4.2.1.1 <i>Насыщение световода-конуса</i> .....	120
4.2.1.2 <i>Расчет порога ВКР</i> .....	124
<b>4.3 Реализация усилителя чирпированных импульсов пикосекундной длительности</b> .....	129
4.3.1 <i>Экспериментальная установка</i> .....	-
4.3.2 <i>Эффективность усилителя на основе световода-конуса</i> .....	132
4.3.3 <i>Измерение порога ВКР усилителя на основе световода-конуса</i> .....	133
4.3.4 <i>Реализация УЧИ на основе световода-конуса длиной 2 метра</i> .....	136
4.3.5 <i>Уменьшение эффективности реализованного усилителя из-за эффекта фотопотемнения</i> .....	141
4.3.6 <i>Исследование модового состава излучения на выходе световода-конуса методом <math>S^2</math></i> .....	144
4.3.7 <i>Эффект деградации моды в усилителе на основе световода-конуса</i> .....	146
<b>4.4 Выводы</b> .....	147
<b>Заключение</b> .....	148

<b>Список использованной литературы.....</b>	<b>151</b>
<b>Приложение I: Описание используемой модели скоростных уравнений для моделирования импульсного усилителя на основе иттербиевого световода-конуса.....</b>	<b>166</b>
<b>Приложение II: Моделирование влияния эффекта фотопотемнения на величину выходной мощности усилителя на основе иттербиевого световода-конуса.....</b>	<b>172</b>

## **Благодарности**

Автор выражает признательность научному руководителю НЦВО РАН академику Е. М. Дианову и директору НЦВО С. Л. Семёнову за поддержку, постоянный интерес и внимание к работе.

Автор выражает искреннюю признательность своему научному руководителю, заведующему лабораторией «Специальные волоконные световоды», М. Е. Лихачёву и ведущему научному сотруднику М.М. Бубнову за постановку задачи, всестороннюю поддержку и неоценимую помощь в работе. Автор выражает глубокую благодарность А.А. Рыбалтовскому под чьим фактическим руководством (в период его работы старшим научным сотрудником в НЦВО РАН) были получены результаты, приведенные во второй главе настоящей диссертации и посвященные исследованию механизма процесса фотопотемнения.

Также автор хочет поблагодарить сотрудников НЦВО РАН А. К. Михайлова, А. Е. Левченко и А. В. Лобызова за вытяжку световодов; А. Н. Денисова и В. В. Вельмискина за подготовку к вытяжке заготовок световодов; О. И. Медведкова за изготовление Брэгговских волоконных решеток; С. С. Алёшкину и Т. А. Кочергину за проведение измерения профилей показателя преломления в заготовках и световодах; А. Г. Климанова за обработку заготовок световодов и подготовку заготовок световодов для проведения микроанализа; Л. Д. Исхакову за проведение микроанализа заготовок и световодов; сотрудников ИХВВ РАН Д. С. Липатова, А. А. Умникова, А. Ю. Лаптева и А. Н. Гурьянова за изготовление заготовок иттербиевых световодов; сотрудников ИПФ РАН М. Ю. Коптева, А. В. Андрианова, Е. А. Анашкину и С. В. Муравьева за помощь в проведении экспериментов по усилению чирпированных импульсов, измерение и анализ FROG-спектрограмм; сотрудницу НИИ «Полюс» И. А. Шестакову за предоставление образцов иттрий-алюминиевого кристалла, легированного

иттербием; сотрудников лаборатории Хlím С. Февриера и М. Джоссента за помощь в проведении экспериментов по исследованию модового состава излучения на выходе из световода-конуса.

## Список основных обозначений

МОРА – master oscillator power amplifier (усилитель мощности задающего генератора)

NA – numerical aperture (числовая апертура)

ЭПМ – эффективная площадь поля моды

БПМ – большая площадь поля моды

ИК – инфракрасный

УФ – ультрафиолетовый

Yb:YAG – кристалл иттрий-алюминиевого граната, легированный иттербием

РЗЭ – редкоземельные элементы

ПП – показатель преломления

ППП – профиль показателя преломления

ДРПП – длиннопериодная решетка показателя преломления

АС – алюмосиликатный

ФС – фосфоросиликатный

ФАС – фосфороалюмосиликатный

ФСМ – фазовая самомодуляция

ВКР – вынужденное комбинационное рассеяние

ВРМБ – вынужденное рассеяние Манделъштама-Бриллюэна

СФ – самофокусировка

ЗС – chirally coupled core (киральная связанная сердцевина)

МСС – микроструктурированные световоды

УЧИ – усилитель чирпированных импульсов

ФП – фотопотемнение

ЦО – центр окраски

ЭПР – электронный парамагнитный резонанс

ОНС – oxygen-hole center (кислородо-дырочный центр)

ODC – oxygen-deficient center (кислородно-дефицитный центр)

NBOHC – nonbridging-oxygen hole center (немостиковый кислородно-дырочный центр)

СПЗ – состояние с переносом заряда

CTS – charge transfer state (уровень состояния с переносом заряда)

ЛПЗ – люминесценция с переносом заряда

MCVD – modified chemical vapor deposition (модифицированное осаждение из газовой фазы)

УСЛ – усиленная спонтанная люминесценция

SHG FROG – second harmonic generation frequency-resolved optical gating (частотно-разрешенное оптическое стробирование с помощью генерации второй гармоники)

## Введение

Импульсные волоконные лазеры с высокой пиковой мощностью приходят на смену в промышленных применениях громоздким и технически сложным твердотельным системам благодаря высокому качеству выходного излучения, высокой надежности, эффективности, компактности и дешевизне. Потенциально наиболее широким применением таких лазеров является микрообработка материалов. Высокая интенсивность излучения позволяет испарять материал в месте фокусировки, при этом, за счет малой длительности импульсов, не происходит нагрев прилегающих областей материала. В результате становится возможным использование импульсных волоконных лазеров для обработки материалов с низкой термической прочностью (различные пластики, полупроводниковые структуры) и для целей микрохирургии (офтальмологические операции). Наиболее перспективными для промышленных применений представляются волоконные лазеры на основе световодов, легированных оксидом иттербия, - в настоящий момент в лабораторных условиях была продемонстрирована система на основе иттербиевого микроструктурированного световода, генерирующая фемтосекундные импульсы с пиковой мощностью 3.8 ГВт, а при когерентном сложении импульсов от подобных систем удалось достигнуть уровня пиковой мощности в 22 ГВт.

Однако на практике применение импульсных волоконных лазеров пока ограничено, и широко используются лишь системы с небольшой пиковой мощностью, которая на порядки меньше достигнутых рекордных значений. Основная причина заключается в том, что предельная пиковая мощность в волоконных импульсных лазерах достигается за счет ухудшения большинства остальных параметров: средней мощности, компактности и надежности. Корень проблемы лежит именно в самой конструкции волоконного световода, в

котором излучение локализовано в сердцевине относительно малого диаметра (как правило, порядка единиц-десятков микрон) и распространяется на достаточно протяженном участке длины (единицы метров), что приводит к низким порогам нежелательных нелинейных эффектов. Специальные конструкции волоконных световодов с повышенным порогом нелинейных эффектов, используемые в настоящее время, также имеют целый ряд недостатков: высокая чувствительность к изгибам, необходимость использования объемных оптических элементов для ввода излучения сигнала и накачки. Так, приведенные выше рекордные значения пиковой мощности были получены в системе, основанной на микроструктурированном световоде с длиной 1.4 метра и диаметром сердцевины 108 мкм, который было необходимо использовать абсолютно прямым и который было невозможно состыковывать со стандартными волоконными компонентами с помощью сварки.

Особо необходимо отметить проблемы кратковременной и долговременной стабильности мощных импульсных волоконных систем на основе иттербиевых световодов. Как правило, такие системы строятся по принципу МОРА (master oscillator power amplifier), которая включает задающий генератор (master oscillator) и усилитель мощности (power amplifier). Типичная МОРА система имеет несколько каскадов усиления: несколько маломощных предусилительных, между которыми находится акусто-оптический модулятор для уменьшения частоты повторения импульсов (с целью увеличения энергии импульсов при фиксированной средней мощности), и один мощный на основе световода с большим полем моды (БПМ) с повышенным порогом нелинейных эффектов. Именно в финальном мощном каскаде усиления происходят негативные процессы, влияющие на кратковременную и долговременную стабильность и надежность волоконных систем. Так, хорошо известно, что иттербиевые волоконные световоды подвержены эффекту фотопотемнения, проявляющемуся в постепенном уменьшении выходной мощности системы в

течение ее работы вследствие образования центров окраски в сердцевине активного световода под воздействием ИК излучения накачки. К началу работы над данной диссертационной работой механизм образования дефектов, связанных с эффектом фотопотемнения, не был установлен и являлся предметом дискуссий. Кроме того, сравнительно недавно был обнаружен новый эффект, приводящий к ухудшению качества выходного излучения мощных иттербиевых лазеров – модовая нестабильность. Данный эффект заключается в быстром (с периодом на уровне единиц миллисекунд) изменении пространственной формы выходной моды при превышении некоей пороговой мощности накачки (как правило, порядка сотен Вт – единиц кВт). Данный эффект проявляется практически мгновенно после превышения порога по выходной мощности, является обратимым и в последние годы был детально изучен зарубежными исследователями.

Долгое время считалось, что при средней мощности существенно ниже порога модовой нестабильности (менее нескольких сотен Вт) проблем с качеством выходного пучка возникать не может. В то же время, экспериментальные данные о долговременной (в течение сотен и тысяч часов) стабильности выходных характеристик таких иттербиевых волоконных лазеров вплоть до начала работы над диссертацией в литературе отсутствовали. Актуальность темы диссертации определялась необходимостью создания новых типов волоконных усилителей с высокой пиковой мощностью, свободных от вышеописанных проблем. Не менее актуальным являлось выявление природы механизмов процесса фотопотемнения и исследование долговременной стабильности характеристик выходного излучения в импульсных лазерах сравнительно невысокой средней мощности. Такие исследования были необходимы для разработки конструкции активных иттербиевых световодов с повышенным порогом нелинейных эффектов, обладающих высокой долговременной надежностью, которые можно было бы использовать в мощных

импульсных волоконных системах для целей промышленности, медицины и научных исследований.

### **Цели диссертационной работы**

- Определение физической природы механизма, ответственного за появление эффекта фотопотемнения;
- Исследование долговременной стабильности параметров выходного излучения импульсных волоконных лазеров с высокой пиковой мощностью.
- Разработка конструкции иттербиевого волоконного световода с повышенным порогом нелинейных эффектов, стойкостью к эффекту фотопотемнения, обладающего долговременной надежностью выходных характеристик.
- Реализация импульсных систем с предельно высоким уровнем пиковой мощности на основе разработанных иттербиевых световодов с повышенным порогом нелинейных эффектов.

### **Научная новизна диссертационной работы**

- В ходе сравнительных исследований спектров поглощения и люминесценции кристалла Yb:YAG и легированных иттербием кварцевых стекол различного состава было показано, что процесс фотопотемнения связан с переходом комплекса, состоящего из иона трехвалентного иттербия и окружающего его атомов кислорода, в состояние с переносом заряда, что приводит к образованию пары дефектов «кислородно-дырочный центр – двухвалентный ион иттербия». Образование двухвалентных ионов иттербия

было впервые подтверждено в ходе экспериментального наблюдения характерных полос люминесценции и поглощения этих ионов в оптически облученных образцах иттербиевых световодов.

- Впервые экспериментально зафиксировано ухудшение качества выходной моды в импульсных волоконных лазерах с высокой пиковой мощностью, но относительно небольшой средней мощностью. Установлено, что данный эффект проявляется в усилителях на основе маломодовых иттербиевых световодов с большой площадью поля моды. Причиной данного эффекта является появление в сердцевине активного световода в процессе работы усилителя длиннопериодной решетки, вызывающей перекачку мощности из фундаментальной моды в первую высшую моду. Предложены возможные механизмы наведения данной длиннопериодной решетки.

- Проведено теоретическое и экспериментальное исследование работы усилителя импульсов на основе иттербиевых световодов-конусов. Обнаружен новый режим усиления импульсов, характерной особенностью которого является увеличение порога нелинейных эффектов с увеличением длины конусного световода. Показано, что максимального порога нелинейных эффектов можно добиться в относительно длинном конусном световоде при использовании встречной накачки на длине волны 976 нм и сигнала 1064 нм. Данный набор параметров позволяет реализовать уникальный режим усиления сигнала, при котором излучение проходит тонкую часть конусного световода практически без усиления, а резкий рост сигнала происходит лишь в толстой части световода. В результате удастся достигнуть рекордного для полностью волоконных систем уровня пиковой мощности при дифракционно-ограниченном качестве выходного излучения.

## **Практическая значимость работы**

В процессе работы созданы образцы иттербиевых одномодовых световодов-конусов сохраняющих поляризацию, с большой площадью поля моды и высоким порогом нелинейных эффектов. Соблюдение условий адиабатического расширения фундаментальной моды и использование фосфоалюмосиликатной матрицы позволило добиться стойкости этих световодов к эффектам фотопотемнения и ухудшения качества выходной моды.

С использованием разработанного иттербиевого световода-конуса создан усилитель чирпированных импульсов длительностью 28 пс с рекордной для волоконных систем пиковой мощностью 760 кВт напрямую из световода-конуса и 22 МВт после сжатия усиленных импульсов до длительности 315 фс на дифракционных решетках. Усилитель обладает дифракционно-ограниченным качеством выходного излучения и не подвержен эффектам модовой деградации и фотопотемнению.

### **Результаты работы, выносимые на защиту:**

- Процесс фотопотемнения кварцевых световодов, легированных оксидом иттербия, обусловлен возбуждением состояния с переносом заряда в комплексе, состоящем из иона трехвалентного иттербия и окружающих его атомов кислорода. Возбуждение данного состояния приводит к захвату ионом иттербия электрона у ближайшего атома кислорода, в результате чего образуется пара дефектов «двухвалентный ион иттербия – кислородно-дырочный центр».

- Эффект модовой деградации при долговременной работе усилителя импульсов с высокой пиковой мощностью связан с наведением длиннопериодной решетки показателя преломления в сердцевине активного

световода. Данная решетка возникает за счет периодической вариации по длине световода концентрации наведенных дефектов сетки стекла (в том числе вызванных фотопотемнением). Неравномерное наведение этих дефектов обусловлено модуляцией интенсивности оптического излучения по длине световода вследствие интерференции фундаментальной и первой высшей моды.

- При использовании активного конусного световода возможна реализация нового режима усиления, обеспечивающего предельно высокий порог нелинейных эффектов (суб-МВт уровня при усилении пикосекундных импульсов). Характерной особенностью данного режима усиления является увеличение порога нелинейных эффектов с увеличением длины конусного световода. Максимальный порог нелинейных эффектов реализуется в конусных световодах с высоким суммарным поглощением накачки из оболочки (на уровне 50 дБ) при использовании встречной накачки на длине волны 976 нм и сигнала на длине волны в области 1064 нм. В этом случае в тонкой части конусного световода излучение сигнала распространяется практически без усиления, а резкий рост его мощности происходит в толстой части световода, в которой площадь поля фундаментальной моды достигает максимального значения.

- Эффект модовой деградации в усилителях с высокой пиковой мощностью (на уровне МВт) может быть подавлен на протяжении как минимум 250 часов за счет использования в качестве усилительной среды иттербиевого конусного световода с сердцевиной на основе фосфороалюмосиликатной стеклянной матрицы (стойкой к эффекту фотопотемнения) и плавным (“адиабатическом”) изменением диаметра сердцевины по длине световода (приводящему к низкому (не более 1%) уровню возбуждения высших мод).

## **Апробация работы**

Результаты исследований, изложенные в диссертационной работе, доложены на конференциях: International conference on lasers, applications, and technologies ICONO/LAT (Россия, г. Москва, 2013 год), 17<sup>th</sup> International Conference on Luminescence and Optical Spectroscopy of Condensed Matter (Польша, г. Вроцлав, 2014 год), Society of Photo-optical Instrumentation Engineers (SPIE) Photonics West (США, г. Сан-Франциско, 2015 и 2017 года), Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference CLEO/Europe-EQEC (Германия, г. Мюнхен, 2015 и 2017 года), Всероссийская конференция по волоконной оптике ВКВО (Россия, г. Пермь, 2013, 2015 и 2017 года), Specialty Optical Fibers SOF (Канада, г. Ванкувер, 2016 год), Laser Optics (Россия, г. Санкт-Петербург, 2016 год), а также на семинарах и конкурсах молодых ученых в ИЦВО РАН. По теме диссертации опубликовано 6 статей в рецензируемых журналах, из которых 5 – в рецензируемых журналах из списка ВАК, и 12 тезисов конференций.

## **Структура и объем работы**

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка цитируемой литературы. Работа изложена на 174 страницах машинописного текста, содержит 70 рисунков и 4 таблицы. Список литературы содержит 133 наименования.

# ГЛАВА 1. ИМПУЛЬСНЫЕ ИТТЕРБИЕВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ И ФАКТОРЫ, ВЛИЯЮЩИЕ НА ИХ ДОЛГОВРЕМЕННУЮ НАДЕЖНОСТЬ

## 1.1 Свойства ионов $\text{Yb}^{3+}$ в кварцевом стекле

### 1.1.1 Схема уровней ионов иттербия

Ионы трёхвалентного иттербия в кварцевом стекле имеют простейшую схему уровней, состоящую из основного уровня  $^2\text{F}_{7/2}$  и возбужденного уровня  $^2\text{F}_{5/2}$ , разделенных постоянным полем матрицы стекла на четыре и три Штарковских подуровня, соответственно (Рис. 1, а).

Наличие лишь одного возбужденного уровня приводит к ряду преимуществ: 1) малое расстояние между уровнями и подуровнями приводит к малому квантовому дефекту, поэтому проблема термических эффектов в иттербиевых лазерах возникает лишь после преодоления киловаттного уровня средней мощности; 2) тушение люминесценции или поглощение из возбужденного состояния невозможно в ионах иттербия в виду отсутствия уровней выше возбужденного уровня  $^2\text{F}_{5/2}$ .

Простая схема энергетических уровней приводит к спектрам поглощения и излучения, состоящим из хорошо разрешимых полос (Рис. 1, б). Из спектра поглощения следует, что иттербиевые световоды можно накачивать либо в широкую неинтенсивную полосу на 915 нм (что позволяет использовать дешевые нестабилизированные по длине волны полупроводниковые диоды), либо в узкую интенсивную полосу на 976 нм. В первом случае, исходя из соотношения сечений поглощения и люминесценции, возможно достижение уровня инверсии около 97%, во втором случае – около 50%. Исходя из спектра люминесценции можно сделать вывод, что полоса усиления ионов  $\text{Yb}^{3+}$  крайне широка: при обеспечении необходимых мер для подавления усиленной спонтанной люминесценции возможно создание источника с центральной

длиной волны от 972.5 [1] до 1120 нм [2]. При работе в области 976 нм усиление происходит по трёхуровневой схеме, поэтому порог генерации достаточно высокий, так как для достижения положительного усиления необходимо создать инверсию более 50%. При работе на длинах волн больше 1080-1090 нм, генерация происходит по квази-четырёхуровневой схеме и имеет относительно низкий порог. Следует отметить, что при работе на промежуточных длинах волн деление на четырёх и трёхуровневую схемы достаточно условно, так как населённость нижних подуровней изменяется в соответствии с распределением Больцмана, и уровень инверсии, необходимый для достижения положительного усиления, плавно уменьшается с увеличением рабочей длины волны.

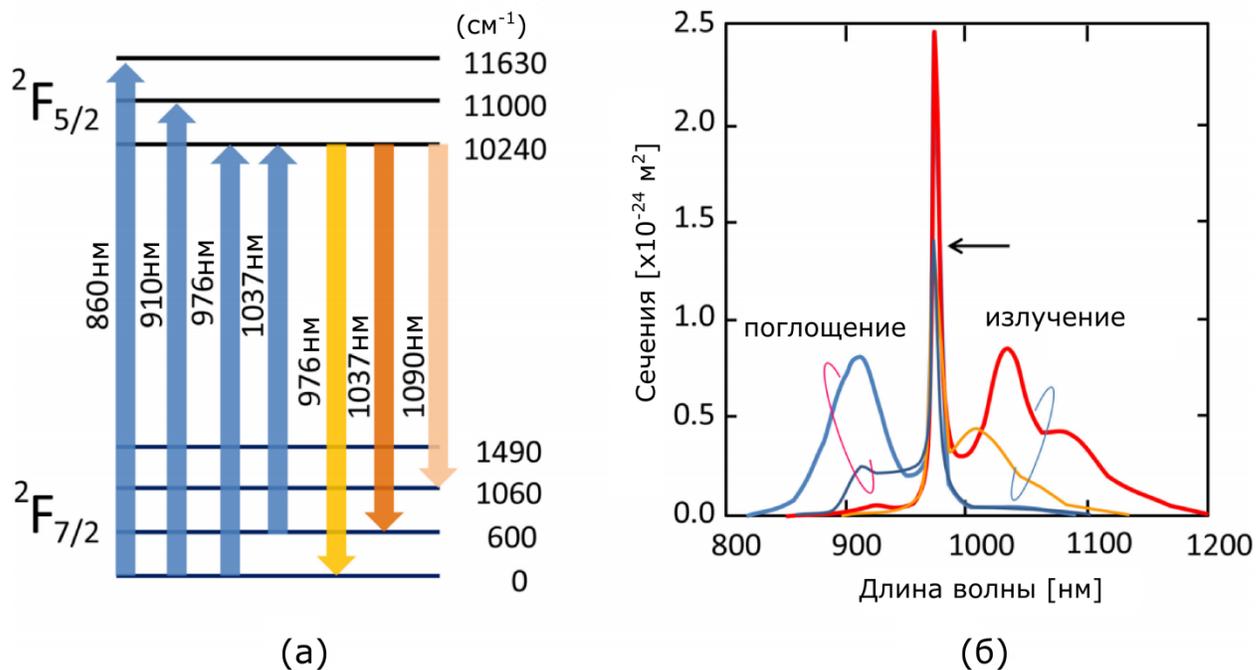


Рисунок 1. (а) Схема энергетических уровней ионов  $Yb^{3+}$  и возможных переходов между подуровнями в кварцевом стекле. (б) Сечения поглощения и излучения ионов  $Yb^{3+}$  в алюмосиликатной (жирные синяя и красная кривые, соответственно) и фосфоросиликатной (синяя и оранжевая кривые, соответственно) матрицах [3].

### 1.1.2 Стекланные матрицы для легирования ионами редкоземельных элементов

Собственно в кварцевом стекле сравнительно плохо растворяются ионы редкоземельных элементов (РЗЭ): для координирования одного иона иттербия требуется шесть ионов кислорода [4], но немостиковых атомов кислорода в нелегированном кварцевом стекле очень мало [5]. Поэтому для компенсации заряда ионам иттербия энергетически выгодно объединяться в кластеры, деля между собой ионы кислорода и образуя так называемые иттербиевые димеры – связи типа Yb–O–Yb [6, 7].

Хорошо известно, что уровень кластеризации ионов РЗЭ может быть значительно уменьшен за счет добавления в кварцевое стекло оксида алюминия или оксида фосфора. В [8] было показано, что для ионов неодима эффективное растворение достигается при соотношении концентраций  $Al_2O_3/Nd_2O_3 \sim 10$  или  $P_2O_5/Nd_2O_3 \sim 15$ . Алюминий может выступать как стеклообразователь, встраиваясь в стекло в четырёхкоординированном виде, так и как модификатор – встраиваясь в шестикоординированном виде. Фосфор также может встраиваться в сетку стекла в четырёхкоординированном виде. Шестикоординированный алюминий приводит к увеличению количества немостиковых атомов кислорода. Четырёхкоординированные конфигурации образуют экранирующую оболочку вокруг ионов РЗЭ, деля немостиковые атомы кислорода и тем самым предотвращая кластеризацию [9].

Достаточно интересным является одновременное легирование оксидами алюминия и фосфора. При введении в кварцевое стекло эквимоллярных концентраций оксидов фосфора и алюминия образуются соединения  $AlPO_4$  в виде  $\equiv P - O - Al \equiv$ , которое замещает структуру  $\equiv Si - O - Si \equiv$  (Рис. 2) [10]. Данное замещение возможно благодаря тому, что сумма ионных радиусов ионов  $Al^{3+}$  и  $P^{5+}$  равна удвоенному ионному радиусу ионов  $Si^{4+}$  [11]. Таким

образом, ионы алюминия и фосфора в кварцевом стекле становятся четырёхкоординированными. В результате, фосфороалюмосиликатное (ФАС) стекло обладает свойствами, близкими к свойствам нелегированного кварцевого стекла. На Рис. 3 показаны измеренные ППП для алюмосиликатного (АС), фосфоросиликатного (ФС) и ФАС стекла, из Рис. 3 (в) видно, что ПП ФАС стекла несколько ниже ПП чистого кварцевого стекла.

Несмотря на то, что структура соединения  $AlPO_4$  подобна структуре кварцевого стекла, в ФАС стекле не происходит образования немостиковых атомов кислорода [12]. Однако это стекло является хорошим растворителем РЗЭ [13, 14]. В работе [13] было высказано предположение, что соединение  $AlPO_4$ , фактически представляющее собой диполи, которые становятся достаточно подвижными в процессе нагрева заготовки (при её схлоповании, растягивании и вытяжке) и могут создавать экранирующую оболочку вокруг иона РЗЭ.



Рисунок 2. Структура ФАС стекла [10].

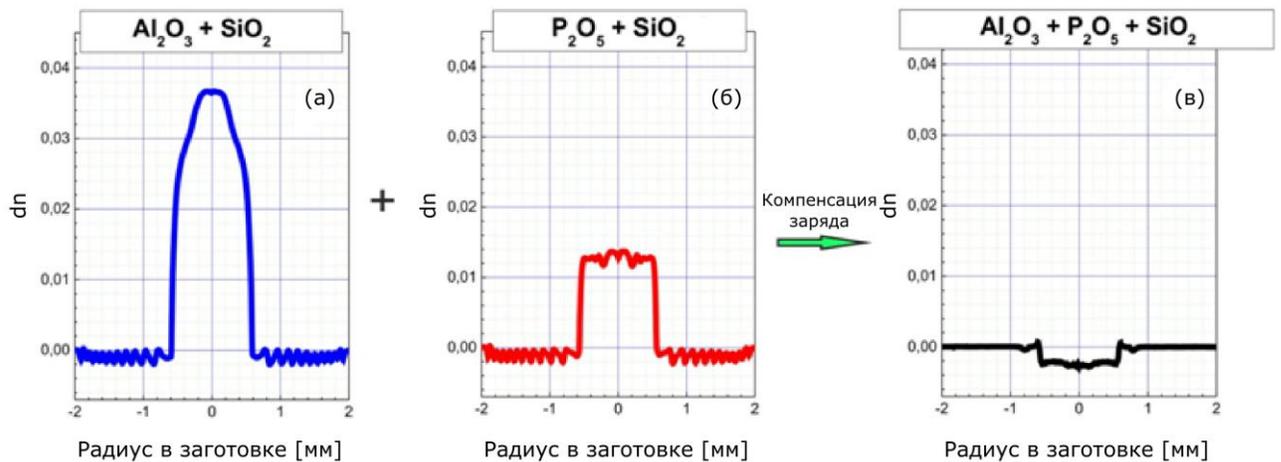


Рисунок 3. ППП сердцевины из (а) алюмосиликатного стекла (14 % мол.  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), (б) фосфоросиликатного стекла (15 % мол.  $\text{P}_2\text{O}_5$ ) и (в) фосфоалюмосиликатного стекла (15 % мол.  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и 17 % мол.  $\text{P}_2\text{O}_5$ ) [10].

Следует отметить, что состав матрицы стекла влияет на такие важные параметры ионов иттербия, как величина сечений поглощения и люминесценции (характеризующие вероятность поглощения и излучения) и время жизни в возбужденном состоянии. Как видно из Рис. 4, в случае алюмосиликатной матрицы значения сечений поглощения в области пиков практически вдвое больше, чем в фосфоросиликатной матрице [15]. При этом наблюдается и значительное качественное изменение спектра сечений поглощения в области 916 нм при переходе от АС к ФС матрице. Сечения поглощения для ФАС матрицы представляют собой нечто среднее между сечениями поглощения ФС и АС матрицы. В спектрах сечений люминесценции наблюдается аналогичное сужение при переходе от АС к ФС матрице (Рис. 1, б). Значения времени жизни ионов иттербия в возбужденном состоянии так же сильно отличаются: 0.83 мс для АС матрицы [16], 1.45 мс для ФС матрицы [16] и 0.98 мс для ФАС матрицы [14].

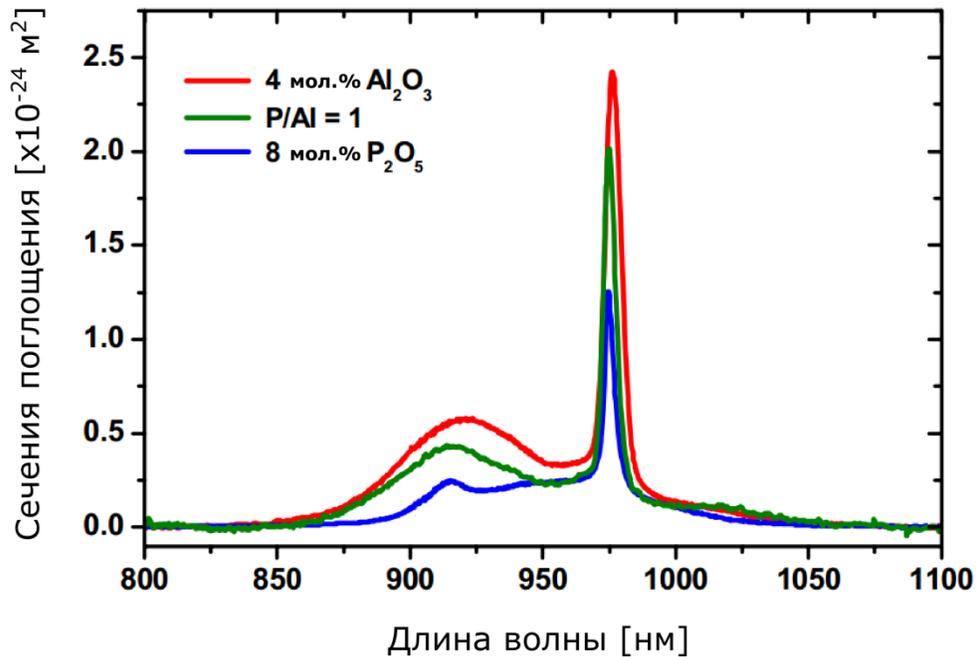


Рисунок 4. Сечения поглощения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в АС, ФС и ФАС матрицах при концентрации  $\text{Yb}_2\text{O}_3$  0.45 %мол. [15].

### 1.1.3 “Серые” потери в иттербиевых световодах

Как уже было указано выше, одной из важных особенностей ионов иттербия является отсутствие уровней, лежащих выше уровня  $^2\text{F}_{5/2}$ , что приводит к отсутствию эффекта концентрационного тушения люминесценции. Как следствие, квантовый выход (количество квантов сигнала или люминесценции генерируемых на каждый поглощенный квант накачки) в иттербиевых световодах должен быть близким к 100%. Как правило, основной причиной снижения эффективности генерации в иттербиевых световодах является наличие непоглощенной мощности накачки, либо потеря части квантов излучения накачки в виде люминесценции (или даже развитие генерации на нежелательных длинах волн). В то же время, данные факторы определяются конструктивными особенностями лазера (длина волн накачки и сигнала, геометрические размеры световода, сечения излучения и поглощения, лазерная

схема и т.п.) и в данной главе не рассматриваются. Для заданной конструкции волоконного лазера также существенным фактором, влияющим на эффективность генерации, являются, так называемые, “серые” потери – частичная потеря фотонов сигнала, а также фотонов накачки, не связанная с переводом ионов иттербия в возбужденное состояние. К серым потерям относятся различные виды рассеяния и поглощения, краткое описание которых представлено ниже.

С точки зрения характерных длин активных световодов в лазерах и усилителях (единицы и десятки метров) уровень поглощения в кварцевом стекле вследствие фундаментальных потерь (рэлеевское рассеяние, электронное и фононное поглощение) крайне мал. Так в спектральной области 1 мкм основной вклад в оптические потери вносит рэлеевское рассеяние, и его величина составляет  $\sim 1$  дБ/км, что в абсолютном большинстве случаев дает ничтожно малый вклад в снижение эффективности [17].

Основным фактором, который ограничивает максимальную концентрацию ионов иттербия, является резкий рост серых потерь в сердцевине световода. Данные потери возникают вследствие кластеризации ионов иттербия, и связаны, по всей видимости, с рассеянием на кластерах с повышенным содержанием иттербия, которые имеют показатель преломления значительно отличающийся от показателя преломления нелегированного кварцевого стекла. В данном случае, как правило, наблюдается резкий рост серых потерь до уровня сотен дБ/км и, при дальнейшем увеличении концентрации РЗЭ, до десятков дБ/м вследствие разделения стекла на фазы [18, 19].

Как упоминалось выше, добавление в кварцевое стекло оксида алюминия, либо оксида фосфора позволяет значительно улучшить растворимость ионов иттербия, и тем самым снизить уровень серых потерь (вплоть до

фундаментального уровня при относительно низких концентрациях ионов иттербия). Однако в обоих случаях возникают дополнительные серые потери, связанные с особенностями данных лигандов (оксид алюминия, оксид фосфора).

На практике были продемонстрированы алюмосиликатные световоды с поглощением в области 1 мкм на уровне 1.14 дБ/км (~2 %мол. оксида алюминия) [20] и 1.6 дБ/км (~1.6 %мол. оксида алюминия) [21]. Однако в ряде случаев наблюдался рост потерь до уровня сотни дБ/км близки длины волны 1 мкм [18]. Объясняется это тем, что кварцевое стекло при концентрации оксида алюминия свыше 5 %мол. склонно к кристаллизации [22]. Нейтрализация кристаллизационной способности алюмосиликатного стекла возможна за счёт солегирирования его оксидом фосфора [23] или оксидами щелочных металлов, например, натрия [22]. Было также обнаружено, что подавление кристаллизации возможно за счет добавления в АС/ФАС матрицу оксида германия [18, 19]. Во всех вышеперечисленных случаях наблюдалось снижение серых потерь до уровня ~ 10 дБ/км.

Величина оптических потерь в кварцевом стекле, легированном вплоть до 17 %мол. оксида фосфора, не превышает 15 дБ/км [24], а при оптимизации технологии изготовления - не превышает 2 дБ/км на длине волны около 1 мкм при концентрации оксида фосфора на уровне 12 %мол. [25].

Как показали исследования серых потерь в ФАС световодах [26], их свойства определяются в основном той легирующей добавкой (оксид алюминия, либо оксид фосфора), которая находится в избытке, вторая легирующая добавка практически полностью участвует в образовании соединения  $AlPO_4$  и не влияет на свойства световода. Таким образом, характерные спектры оптических потерь в ФАС световодах с избытком алюминия подобны алюмосиликатным световодам, оптические потери в ФАС световодах с избытком фосфора подобны

фосфоросиликатным световодам. Установлено, что в широком диапазоне концентраций оксида фосфора и оксида алюминия (до 15 %мол. каждого) серые потери не превышают 6 дБ/км в области 1 мкм в случае ФАС световодов с избытком фосфора и 25 дБ/км в случае ФАС световодов с избытком алюминия [26].

Одним из часто встречающихся факторов, увеличивающих серые потери в световодах, легированных ионами РЗЭ, является поглощение на различных примесях, в первую очередь, ионах переходных металлов, имеющих полосы поглощения в ближнем ИК диапазоне. Например, в работе [26] наблюдалась широкая полоса поглощения с максимумом на 1.2 мкм в ФАС стекле с избытком фосфора, которая была обусловлена присутствием двухвалентного железа. Та же полоса проявлялась и в образцах с избытком алюминия, но при концентрациях ионов железа на один-два порядка выше, чем в ФС матрице. Необходимо отметить, что получение высокочистых исходных соединений редкоземельных элементов является достаточно сложной технологической задачей, поэтому проблема появления неконтролируемых поглощающих примесей именно в волоконных световодах, легированных РЗЭ, стоит достаточно остро.

Обзор литературы показывает, что величина серых потерь в иттербиевых волоконных световодах может быть уменьшена до сравнительно невысокого уровня для всех видов легированного кварцевого стекла в результате оптимизации состава стекла и устранения источников неконтролируемого загрязнения при легировании ионами РЗЭ.

#### *1.1.4 Прочие механизмы потерь излучения накачки и сигнала*

Как упоминалось в пункте 1.1.2, ионам иттербия в чистом кварцевом стекле энергетически выгодно образовывать ионные пары. В работе [27], посвященной математическому моделированию иттербиевых ионных пар в кристаллах  $Y_2O_3$  и  $Y_3Al_5O_{12}$ , являющихся близкими аналогами кварцевого стекла, было показано, что данный димер в возбужденном состоянии имеет «виртуальный» энергетический уровень с энергией  $20000\text{ см}^{-1}$ . В работе [28] было сделано предположение, что аналогичный виртуальный уровень существует и у ионных пар в кварцевом стекле, в результате чего, энергия двух возбужденных ионов иттербия может сложиться, что приведет к излучению фотона в видимой области длин волн ( $20000\text{ см}^{-1}$  соответствует  $500\text{ нм}$ ) (Рис. 5). В той же работе коллектив авторов высказал предположение, что наличие иттербиевых пар в сильно легированных световодах (алюмосиликатных световодах с концентрацией ионов  $Yb^{3+} \sim 0.7\text{ \%мол.}$ ) может сильно снижать эффективность волоконных систем. При моделировании авторами величины нелинейного поглощения в иттербиевых световодах наиболее согласующиеся с экспериментом результаты были получены только при учете доли ионов, находящихся в кластерах, вводя в уравнение распространения сигнала коэффициент, учитывающий время релаксации иттербиевых пар.

В то же время, существуют работы, в которых приводятся экспериментальные и теоретические доказательства незначительности влияния иттербиевых ионных пар на эффективность лазера/усилителя на основе высоколегированных световодов. В статье [29] показано, что ощутимый эффект на иттербиевые волоконные системы оказывается только при величине коэффициента, учитывающего ионные пары, на 5 порядков больше реальных значений, рассчитанных с учетом электростатических и магнитных взаимодействий. Также необходимо отметить, что в широком диапазоне

концентраций ионов иттербия были изготовлены волоконные лазеры с эффективностью более 80 % (квантовая эффективность более 90 %) [30, 31], что дает основание полагать, что наличие ионных пар в большинстве случаев не оказывает значительного влияния на эффективность волоконной системы. В то же время, характерная зеленая люминесценция, наблюдающаяся в иттербиевых световодах, может быть связана как раз с возбуждением виртуального уровня и излучением кванта видимого света с этого уровня.

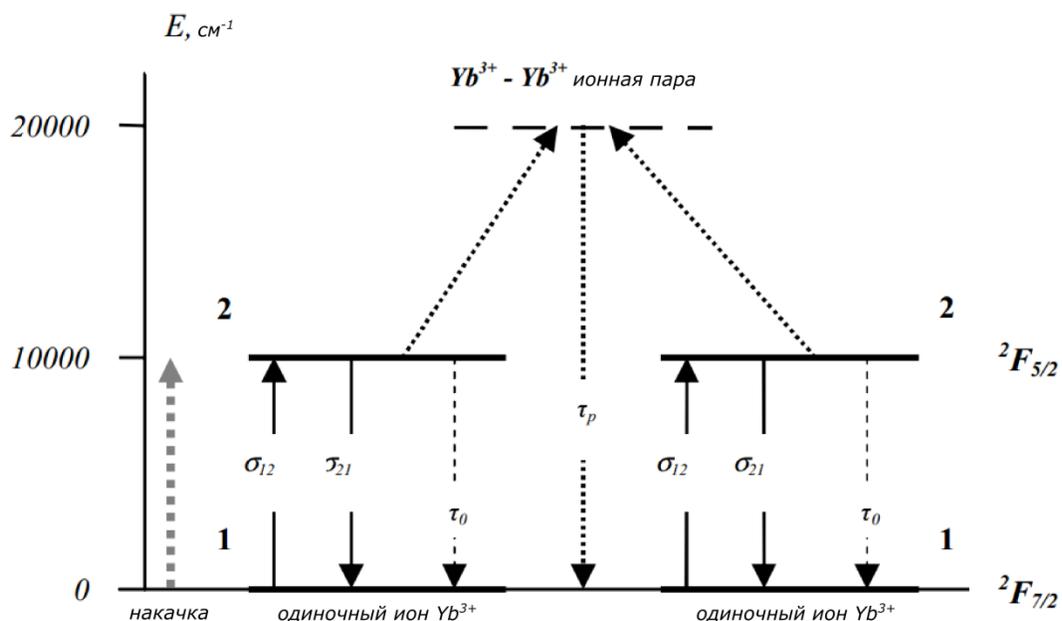


Рисунок 5. Схема энергетических уровней иттербиевой ионной пары [28].

## 1.2 Импульсные лазеры с высокой пиковой мощностью

### 1.2.1 Нелинейные эффекты

Кварцевое стекло является диэлектриком, а значит, носители заряда в нем сильно связаны друг с другом и на макроскопическом уровне не способны передвигаться под действием электрического поля. Но на микроскопическом уровне, связи между носителями заряда могут несколько удлиняться, что

приводит к поляризации диэлектрика. В случае слабого электромагнитного поля  $E$  вектор электрической поляризации  $P$  зависит только от первого слагаемого в соотношении:

$$P = \varepsilon_0(\chi^1 E + \chi^2 E^2 + \chi^3 E^3 + \dots),$$

где  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума,  $\chi^j$  ( $j = 1, 2, \dots$ ) - восприимчивость  $j$ -го порядка. Восприимчивость первого порядка  $\chi^1$  является комплексным числом, зависящим от длины волны электромагнитного излучения, и может быть записана как  $\chi^1(\lambda) = \chi'^1(\lambda) + i\chi''^1(\lambda)$ . Что позволяет получить выражение для линейного показателя преломления  $n_0(\lambda)$  и показателя поглощения  $\alpha(\lambda)$  среды:

$$n_0(\lambda) = 1 + \frac{1}{2}\chi'^1(\lambda),$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{2\pi}{n_0(\lambda)\lambda}\chi''^1(\lambda),$$

С увеличением интенсивности электромагнитного поля  $E$  начинает расти вклад от восприимчивости высших порядков. Восприимчивость второго порядка  $\chi^2$  равняется нулю для молекул  $\text{SiO}_2$  в кварцевом стекле, обладающим центром симметрии [32]. Восприимчивость третьего порядка  $\chi^3$  приводит к развитию таких эффектов, как нелинейное преломление, генерация третьей гармоники, четырехволновое смешение, а его мнимая часть приводит к развитию спонтанного и вынужденного комбинационного рассеяния и рассеяния Мандельштама-Бриллюэна.

#### *Фазовая самомодуляция*

ФСМ обусловлена зависимостью показателя преломления кварцевого стекла от интенсивности электромагнитного излучения:

$$n(\lambda, |E|^2) = n_0(\lambda) + n_{\text{нл}}(\lambda)|E|^2,$$

где  $n_{\text{нл}}(\lambda)$  – нелинейный показатель преломления среды, зависящий от восприимчивости третьего порядка  $\chi^3$  и определяемый как  $\frac{3\chi^3(\lambda)}{8n_0(\lambda)}$ . Для нелегированного кварцевого стекла  $n_{\text{нл}}$  вблизи 1 мкм составляет  $\sim 2.74 \times 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$  [33]. Нелинейное преломление приводит к самонаведённому набегу фазы, приобретаемому электромагнитным полем при распространении по кварцевому волокну:

$$\phi(z, t) = (n_0(\lambda) + n_{\text{нл}}(\lambda)|E|^2)k_0L,$$

где  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  – волновое число,  $L$  – длина световода. Таким образом, нелинейный набег фазы, возникающий в результате ФСМ равен  $\phi_{\text{NL}} = n_{\text{нл}}(\lambda)|E|^2k_0L$ .

В результате эффекта ФСМ, распространяющийся в кварцевом стекле световой импульс приобретает «чирп» - плавное изменение частоты по длине импульса (Рис. 6, а), а также спектрально уширяется (Рис. 6, б).

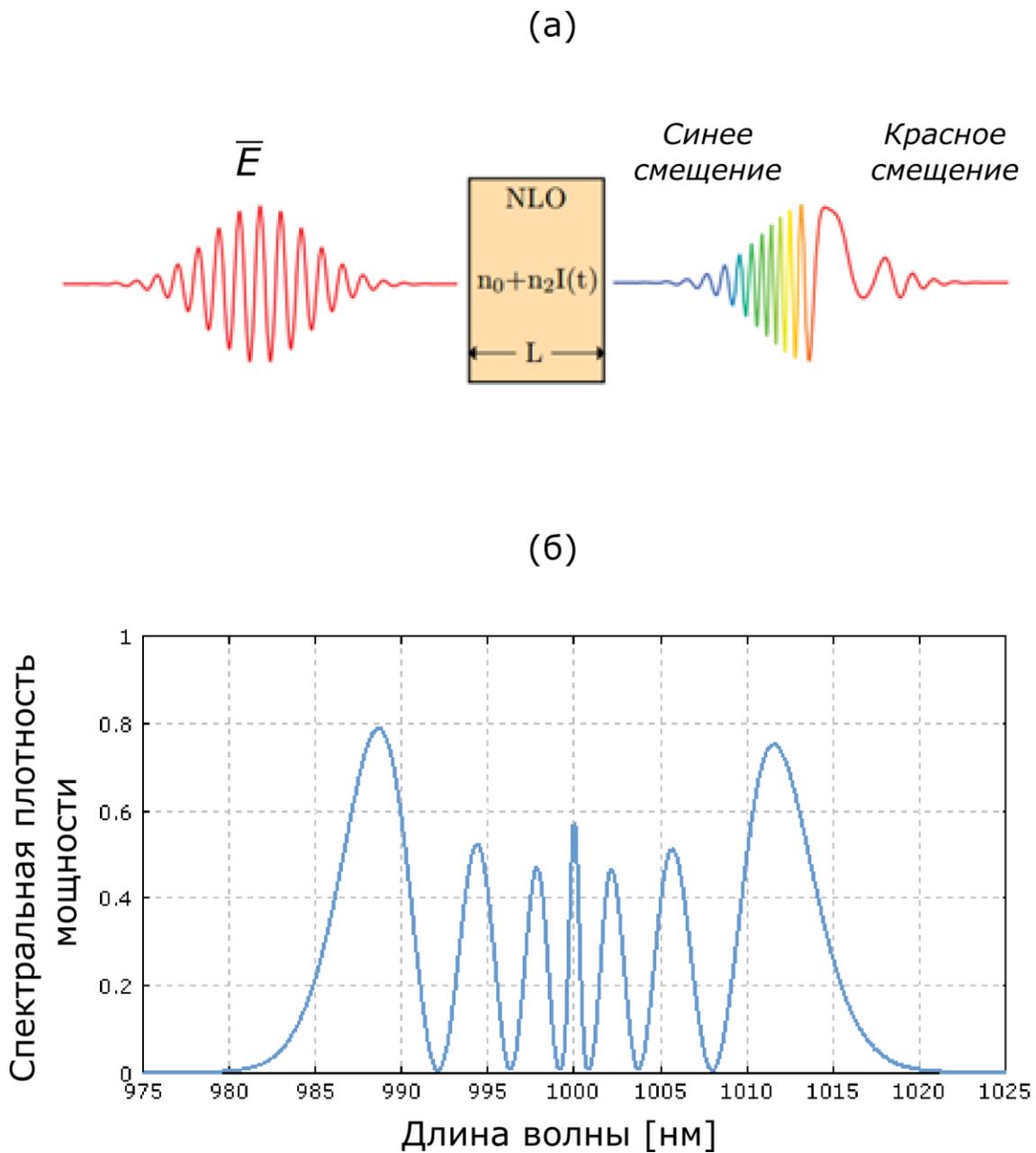


Рисунок 6. а) Временная зависимость электрического поля оптического импульса на входе и выходе из нелинейной среды, б) генерация новых частотных компонент в результате эффекта ФСМ [34].

Оценить величину накопленного нелинейного набега фазы можно с помощью, так называемого, В-интеграла рассчитываемого по формуле [35]:

$$B \equiv \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_{\text{нл}} I(z) dz,$$

где  $\lambda$  – длина волны усиливаемого сигнала,  $I(z)$  – пиковая интенсивность сигнала,  $n_{\text{нл}}$  – нелинейный показатель преломления среды.

Данный эффект положителен, если необходимо создать источник суперконтинуума – искусственного белого света – или чирпировать импульсы для их последующего линейного сжатия с помощью дифракционных решеток. Однако он нежелателен в финальном каскаде усилителя чирпированных импульсов, в который подаются линейно чирпированные импульсы: ФСМ может привести к нелинейному изменению частоты, что затруднит сжатие импульсов.

#### *Вынужденное комбинационное рассеяние*

Эффект вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) вызван неупругим рассеянием, при котором происходит обмен энергией оптического поля и нелинейной средой через фононы. Падающий фотон накачки поглощается молекулой среды как показано на Рис. 7, а: молекула переходит в возбужденное состояние с энергией  $\hbar\omega_p$ , а затем релаксирует с излучением фотона меньшей (стоксовой) частоты с энергией  $\hbar\omega_s = \hbar\omega_p - \hbar\omega_v$  и фонона с энергией, соответствующей колебательным и вращательным модам молекулы ( $\hbar\omega_v$ ). Возможен и другой процесс – излучение фотона на антистоксовой частоте, если молекула перед поглощением фотона накачки поглотит фотон. ВКР происходит преимущественно по направлению распространения сигнала.

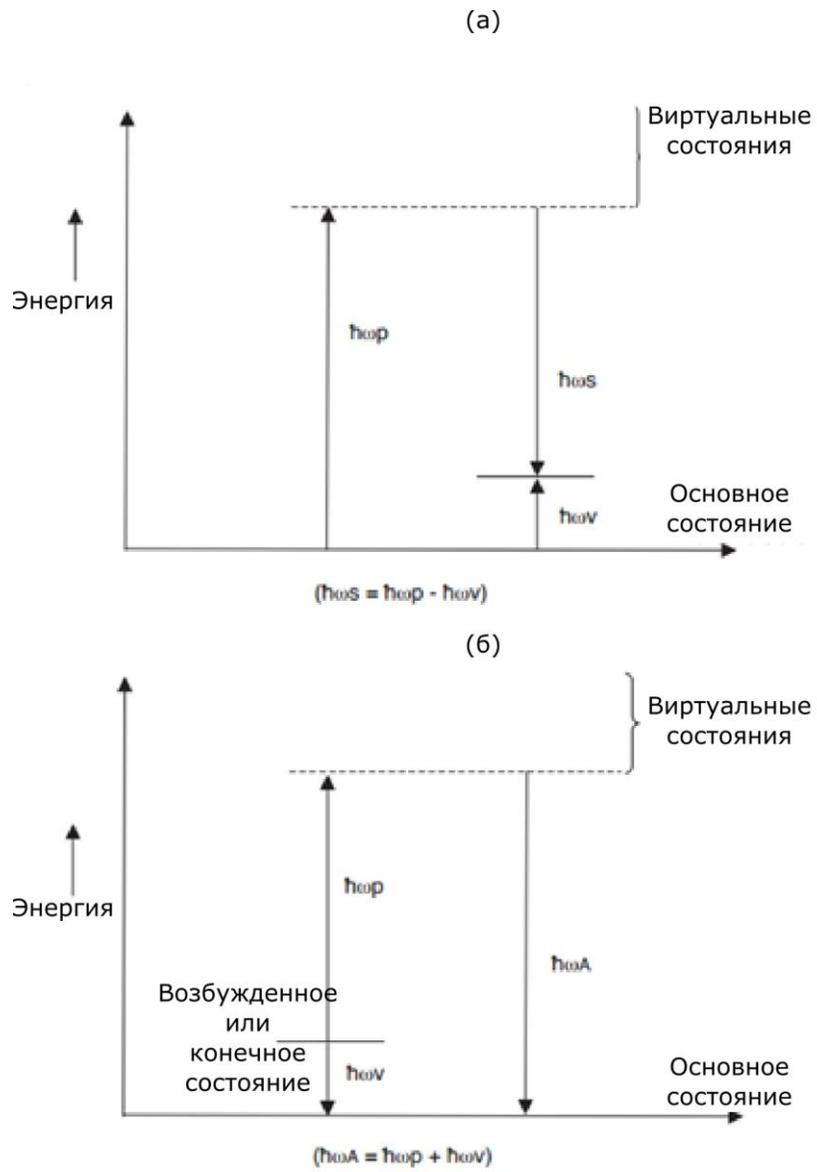


Рисунок 7. Процесс генерации фотона на стоксовой (а) и антистоксовой (б) частоте [36].

Таким образом, при прохождении по световоду монохроматического излучения с пиковой мощностью, достаточной для развития ВКР, на выходе будет наблюдаться спектр излучения, состоящий из частоты накачки, окруженной стоксовыми и антистоксовыми частотами. Частотный сдвиг и сила рассеяния определяются колебательными и вращательными частотами молекул

материала, то есть являются свойством среды. Для нелегированного кварцевого стекла коэффициент ВКР усиления характеризуется широким диапазоном с максимумом возле  $400 \text{ см}^{-1}$  (Рис. 8).

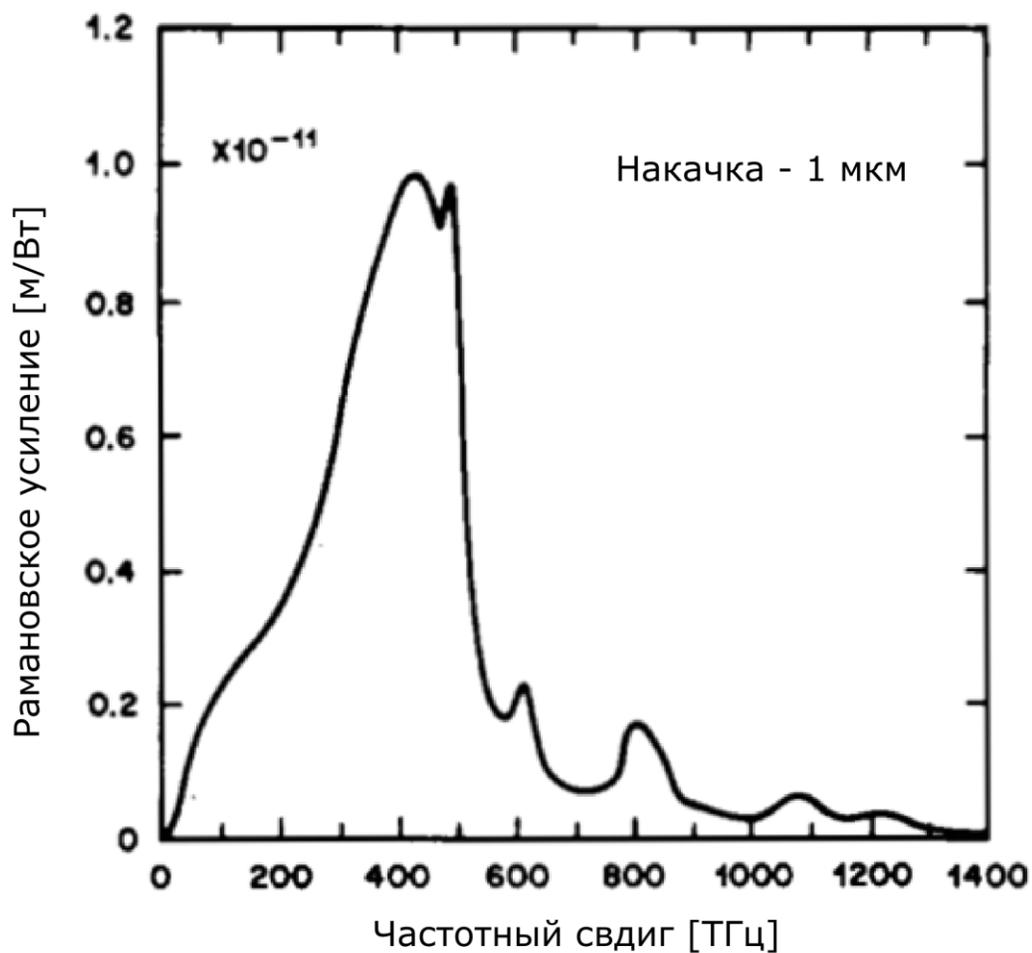


Рисунок 8. Спектр комбинационного усиления для  $\text{SiO}_2$  при накачке на 1 мкм [37].

В пассивных световодах порог ВКР может быть определен с хорошей точностью по формуле [38]:

$$P_{\text{крит}}^{\text{ВКР}} \approx \frac{16A_{\text{эфф}}}{g_R L_{\text{эфф}}},$$

где  $g_R$  – коэффициент рамановского усиления (для кварцевого световода  $10^{-13}$  м/Вт),  $A_{\text{эфф}}$  – эффективная площадь поля моды (ЭПМ) сигнала,  $L_{\text{эфф}}$  – эффективная длина взаимодействия, определяемая как:  $L_{\text{эфф}} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)]$ , где  $\alpha$  – потери на длине волны сигнала,  $L$  – длина световода. Величина  $L_{\text{эфф}}$  меньше длины световода, в случае положительной величины потерь.

Данный эффект может использоваться для сдвига излучения в область меньших частот в диапазоны, для которых не существует альтернативных источников излучения. В то же время, при создании мощного усилителя импульсов данный эффект будет основным фактором, ограничивающим уровень максимально достижимой пиковой мощности – вся мощность усиливаемого сигнала будет перекачиваться в стоксовы компоненты.

#### *Рассеяние Мандельштама-Бриллюэна*

Как и ВКР, вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ) является неупругим рассеянием излучения, однако в случае ВРМБ рассеяние происходит на акустических фонах, генерируемых за счет взаимодействия падающей и стоксовой волн. От ВКР его также отличает то, что рассеяние происходит только в обратном относительно накачки направлении. Ширина полосы ВРМБ-усиления гораздо меньше, чем у ВКР: менее 100 МГц (Рис. 9).

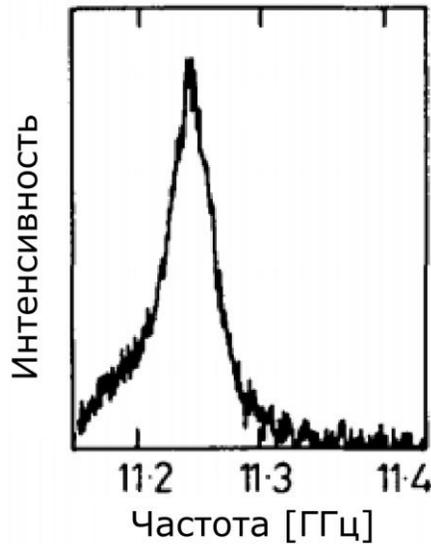


Рисунок 9. Спектр ВРМБ-усиления в кварцевом стекле [39].

В пассивных световодах порог ВРМБ может быть определен с хорошей точностью по формуле [38]:

$$P_{\text{крит}}^{\text{ВРМБ}} \approx \frac{21A_{\text{эфф}}}{g_{\text{В}}L_{\text{эфф}}},$$

где  $g_{\text{В}}$  – пиковое значение ВРМБ-усиления (для кварцевого световода –  $5 \cdot 10^{-11}$  м/Вт),  $A_{\text{эфф}}$  – ЭПМ сигнала,  $L_{\text{эфф}}$  – эффективная длина взаимодействия. Из приведенного значения коэффициента ВРМБ-усиления можно сделать вывод, что порог ВРМБ на два порядка меньше порога ВКР, однако вследствие узкой ширины полосы ВРМБ-усиления данный эффект имеет место лишь при усилении одночастотных источников.

## Эффект самофокусировки

Пространственным аналогом эффекта ФСМ, также возникающим из-за нелинейной зависимости показателя преломления, является эффект самофокусировки (СФ). При гауссовом распределении интенсивности оптического излучения происходит значительный рост показателя преломления среды в центре пучка за счет явления нелинейного преломления, что равносильно созданию пространственной линзы (Рис. 10). Фокусировка пучка приводит к увеличению интенсивности излучения в центре пучка, вследствие чего возникает эффект самофокусировки, до момента пока среда не будет оптически разрушена.

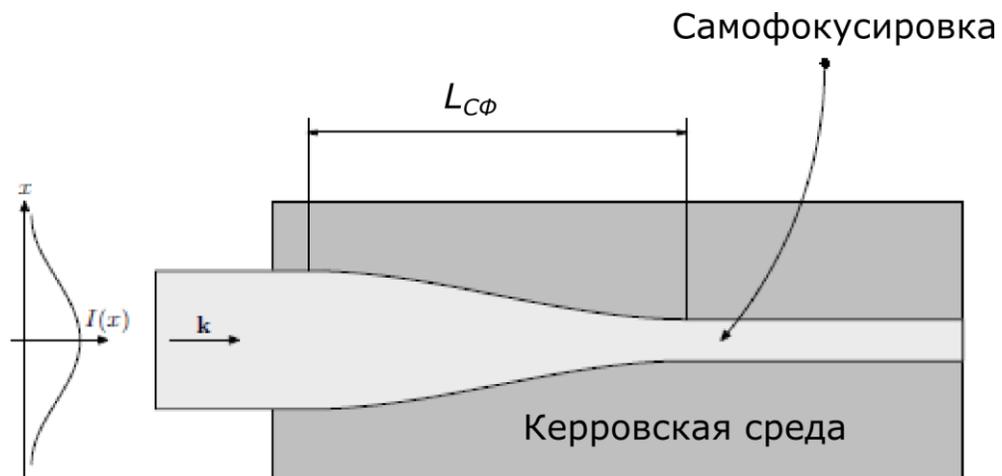


Рисунок 10. Явление самофокусировки в среде [40].

Появление эффекта СФ не зависит от начальной интенсивности излучения, но зависит от его мощности. Согласно [41] для непрерывного излучения с гауссовым распределением интенсивности и длиной волны  $\lambda_{\text{лаз}}$  значение пороговой мощности может быть найдено по формуле:

$$P_{\text{крит}}^{\text{СФ}} = \frac{3.77\lambda_{\text{лаз}}^2}{8\pi n_0 n_{\text{нл}}}$$

Принимая  $\lambda_{\text{лаз}} = 1.064$  мкм,  $n_0 = 1.45$ ,  $n_{\text{нл}} = 2.74 \times 10^{-16} \frac{\text{см}^2}{\text{Вт}}$ , получим  $P_{\text{крит}}^{\text{СФ}} = 4.22$  МВт. Данный эффект можно использовать в качестве независимого метода контроля пиковой мощности излучения в случае, когда его интенсивность превосходит порог самофокусировки. Ослабляя излучение исследуемого источника вплоть до наблюдения порога эффекта самофокусировки в среде с известной величиной  $P_{\text{crit}}$  и зная коэффициент ослабления несложно приблизительно оценить пиковую мощность исследуемого источника.

### *1.2.2 Конструкции волоконных световодов с большой площадью поля моды*

Выше были перечислены основные нелинейные эффекты, которые ограничивают максимально достижимую пиковую мощность в лазерах. Как правило лазеры на основе волоконных световодов обладают порогом нелинейных эффектов на много порядков ниже, чем в твердотельных лазерах. Это связано с большой величиной интенсивности излучения из-за относительно небольшого диаметра сердцевины световода (в случае стандартных световодов – около 10 мкм) и большой длиной взаимодействия излучения с веществом, равной длине волоконного световода. Одним из основных методов увеличения порога нелинейных эффектов является увеличение диаметра сердцевины

активного световода. С одной стороны это приводит к увеличению диаметра поля моды и снижению интенсивности излучения в сердцевине. С другой стороны в световодах с накачкой по оболочке (именно такие световоды используются в мощных лазерах) поглощение из оболочки прямо пропорционально отношению площадей сердцевины и оболочки. Таким образом увеличение размера сердцевины приводит к квадратичному увеличению скорости поглощения накачки из оболочки и соответствующему уменьшению оптимальной длины активного световода и соответствующему увеличению порога нелинейных эффектов.

Рассмотрим существующие конструкции световодов с большой площадью поля моды (БПМ).

#### *Одномодовые световоды*

Стандартный волоконный световод представляет собой стеклянный волновод, имеющий круглое сечение. Свет локализуется в стеклянной сердцевине с показателем преломления  $n_1$ , окруженной стеклянной оболочкой с показателем преломления  $n_2$  ( $n_1 > n_2$ ), за счет явления полного внутреннего отражения. В случае наиболее простых одномодовых световодов ППП сердцевина имеет ступенчатое распределение:  $n_1$  постоянен по радиусу сердцевины,  $n_2$  постоянен по толщине оболочки. Стандартные одномодовые световоды со ступенчатым профилем показателя преломления имеют диаметр сердцевины  $d$  порядка 6-8 мкм при числовой апертуре  $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$  порядка 0.14-0.22. Параметр, определяющий количество мод, поддерживаемых сердцевиной – нормированная частота  $V$ :

$$V = \frac{\pi}{\lambda} dNA,$$

где  $\lambda$  – рабочая длина волны. Сердцевина поддерживает только одну фундаментальную моду, если  $V < 2.405$ .

Из приведенной формулы видно, что сохранение одномодового режима работы световода при увеличении диаметра сердцевинки возможно только за счет снижения NA. С использованием существующих промышленных методов создания заготовок активных световодов можно уменьшить NA до величины  $\sim 0.04-0.05$ , что позволяет увеличить диаметр сердцевинки до 14-20 мкм. Но такие световоды из-за столь малой разницы показателей преломления имеют высокие потери, связанные с изгибом, поэтому на практике диаметр одномодовой сердцевинки иттербиевых световодов обычно не превышает 10-12 мкм.

### *Маломодовые световоды со ступенчатым ППП*

Проблема высокой чувствительности к изгибу одномодовых световодов решается переходом в маломодовый режим работы: в этом случае можно увеличить диаметр световедущей сердцевинки до 24-30 мкм, а высшие моды вывести за счет изгиба световода [42, 43]. Следует отметить, что изгиб такого световода будет не только отфильтровывать высшие моды, но и искажать форму фундаментальной моды [44], что в итоге приведет к уменьшению ЭПМ. В работах [44, 45] было показано, что при таком подходе к созданию световодов не удастся увеличить значение ЭПМ свыше  $1000 \text{ мкм}^2$  даже при увеличении диаметра сердцевинки до 90 мкм и создании изгибов с радиусом, стандартным для современных волоконных систем ( $\sim 15 \text{ см}$ ) (Рис. 11). Кроме того, из-за

несимметричного перекрытия фундаментальной моды и активной сердцевины высшие моды начинают эффективно усиливаться и их подавление за счет изгиба становится малоэффективным. Так было показано, что параметр  $M^2$ , характеризующий качество выходного излучения при сравнении с Гауссовым [46], достигает значений 1.4 и 1.9 при диаметрах сердцевины 40 мкм [47] и 50 мкм [43], соответственно.

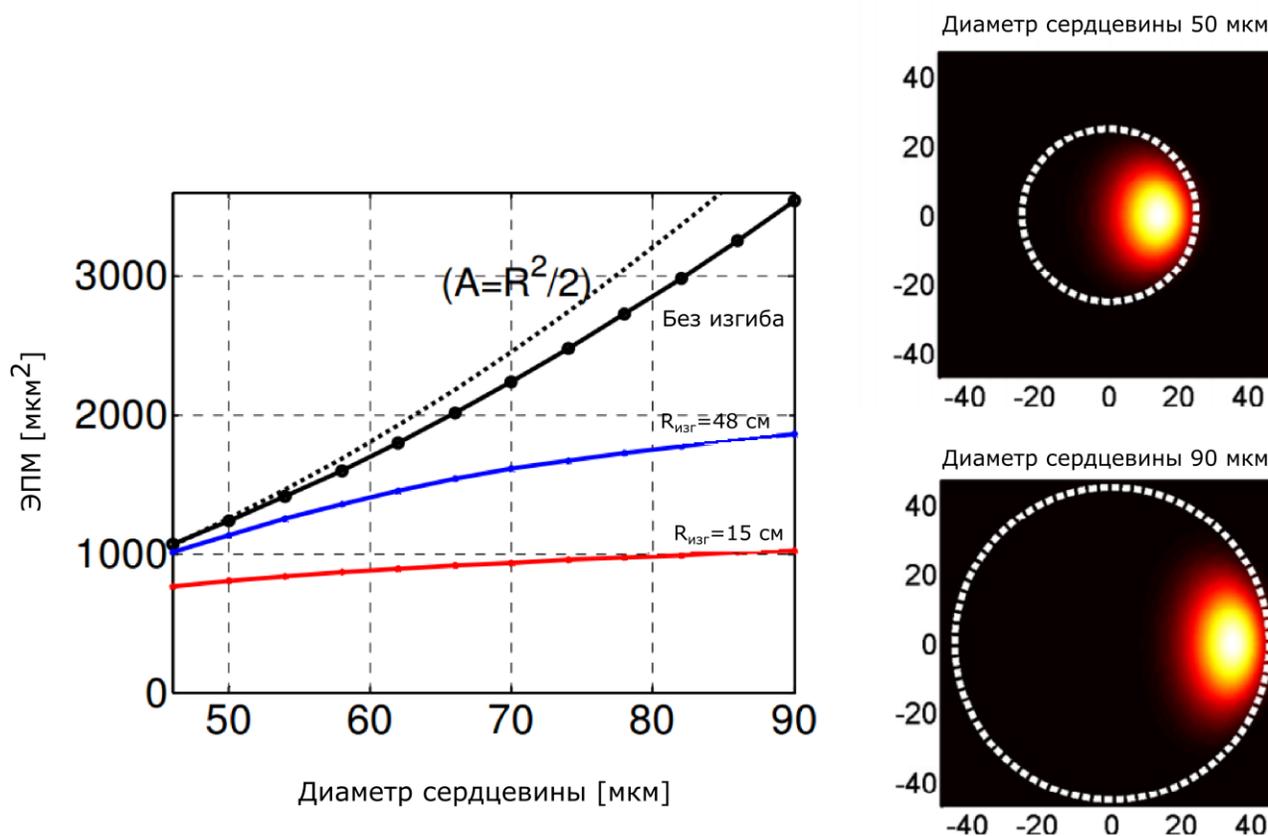


Рисунок 11. Зависимость эффективной площади поля фундаментальной моды от диаметра сердцевины при различном радиусе изгиба световода. На вставках приведено распределение интенсивности фундаментальной моды относительно геометрических размеров сердцевины ( $D=50 \text{ мкм}$  вверху,  $D=90 \text{ мкм}$  внизу) для изгиба  $R=15 \text{ см}$  [44].

### *3С световоды*

Развитием идеи оптимизации модификации конструкции маломодовых световодов являются так называемые 3С световоды (chirally coupled core fibers). Как следует из названия, у данного типа световодов имеется одна или несколько сердцевин, которые спирально завиты вокруг основной, ведущей сигнал, сердцевины. За счет связи высших мод основной и дополнительных сердцевин, обеспечивается одномодовый режим работы. В данном случае удается достигнуть одномодового режима работы вплоть до диаметра сердцевины 40-60 мкм [48]. При этом, 3С световоды имеют малые изгибные потери, что позволяет выбирать диаметр намотки таким образом, что бы волоконный лазер оставался достаточно компактным, но существенного уменьшения площади моды за счет изгиба еще происходило.

### *Микроструктурированные световоды*

На момент написания данной диссертационной работы, с точки зрения максимальной ЭПМ, наилучшие результаты получены с использованием микроструктурированных (МС) световодов (Рис. 12). В такой конструкции сердцевина, легированная РЗЭ, окружена двумерной решеткой из воздушных капилляров, которые обеспечивают эффективное удержание основной моды и вытекание высших мод. В работе [49] был продемонстрирован МСС с диаметром сердцевины 40 мкм при одномодовом режиме работы и приемлемой чувствительности к изгибам. Дальнейшее увеличение радиуса сердцевины, так же как и в стандартных световодах со ступенчатым ППП, приводит к резкому росту изгибных потерь. Однако в данном случае подход к решению проблемы прямо противоположен случаю одномодовых световодов – в лазере использовался абсолютно прямой световод. Как правило, такие световоды

изготавливают в виде световодов-стержней диаметром 1-2 мм, длина которых составляет 1.5-2 метра. Дополнительное использование режима дифференциального усиления мод, при котором за счет оптимизации области легирования сердцевины и дизайна МСС оболочки максимальным коэффициентом усиления обладает фундаментальная мода, позволило создать активный иттербиевый МСС с диаметром сердцевины 110 мкм, что соответствовало ЭПМ  $8660 \text{ мкм}^2$  [50].

К недостаткам данного типа световодов необходимо отнести то, что эти световоды, по сути, теряют большую часть достоинств волоконных световодов – их невозможно изгибать и сваривать с другими световодами. Использование в лазерах и усилителях абсолютно прямых световодов длиной около полутора метров, ввод и вывод излучения, которые осуществляются при помощи объемной оптики, делает такие устройства громоздкими и ненадежными.

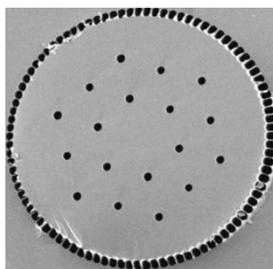


Рисунок 12. Фотография сечения микроструктурированного световода с диаметром сердцевины 110 мкм [50].

### *Световоды-конусы*

Как следует из названия, диаметр сердцевины и оболочки изменяется по длине световода-конуса (Рис. 13). Входной конец световода-конуса имеет одномодовую сердцевину, тогда, при обеспечении достаточно плавного

увеличения диаметра, на выходе из многомодового конца будет наблюдаться лишь фундаментальная мода, то есть будет обеспечиваться адиабатическое увеличение поля фундаментальной моды без потери мощности на возбуждение высших мод [51]. К началу работы над данной диссертацией были изготовлены и исследованы образцы пассивных одномодовых световодов-конусов с диаметром выходной сердцевины 110 мкм [52] и активных иттербиевых световодов-конусов с диаметром выходной сердцевины 44 мкм [53]. Необходимо также отметить публикацию, появившуюся в ходе работы над настоящей диссертацией, в которой сообщалось о создании активного световода-конуса с диаметром сердцевины  $\sim 100$  мкм [54]. Основными преимуществами световодов-конусов, по сравнению с МС световодами, является низкая чувствительность к изгибу и возможность ввода усиливаемого сигнала с помощью сварки входного конца и волоконного выхода предусилительного каскада.

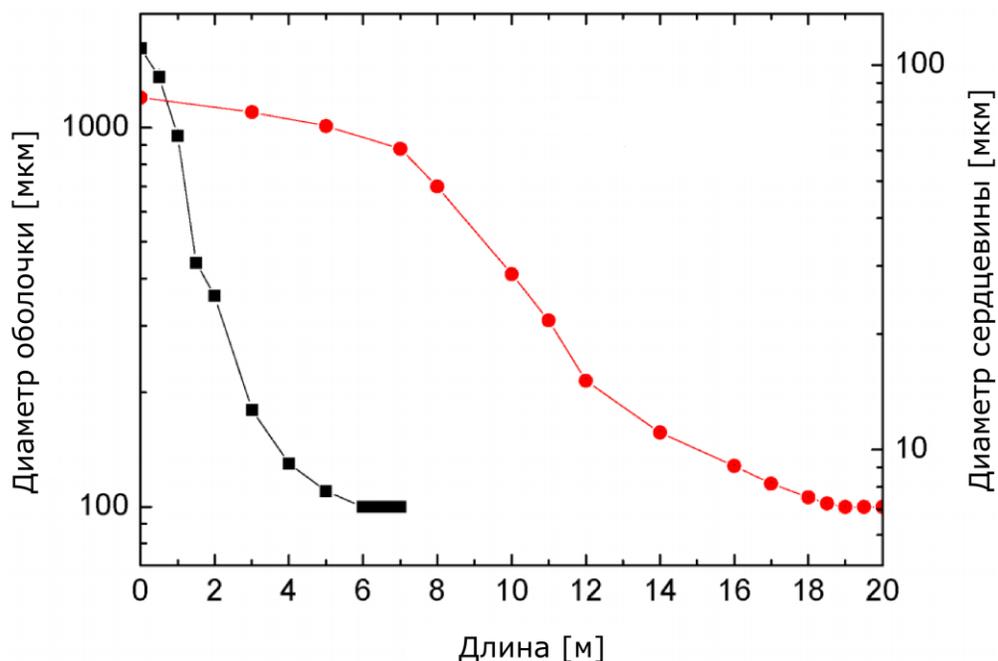


Рисунок 13. Пример пассивных световодов-конусов с диаметром сердцевины на выходе до 110 мкм [52].

### *Прочие типы БПМ световодов*

В настоящее время существует ряд альтернативных конструкций световодов с большой эффективной площадью поля моды: световоды с каналом утечки [55], световоды на основе запрещенной фотонной зоны [56, 57], световоды со ступенчатым ППП и микроструктурированной оболочкой для подавления высших мод [58] и некоторые другие. Однако по разным причинам (сложность изготовления, недостаточная степень подавления высших мод и т.п.) такие конструкции не получили широкого распространения и практически не использовались при создании лазеров с высокой пиковой мощностью. По этой причине детальное описание таких конструкций световодов здесь не приводится.

#### *1.2.3 Иттербиевые импульсные лазеры с высокой пиковой мощностью*

Достижение гигаваттного уровня пиковой мощности невозможно даже при использовании продемонстрированного в МС световоды с величиной ЭПМ в  $8660 \text{ мкм}^2$  при прямом усилении ультракоротких (единицы пикосекунд – сотни фемтосекунд) импульсов в световоде, поскольку при соответствующих величинах интенсивности будет наблюдаться катастрофическое ухудшение формы импульсов или даже разрушение световода. Для устранения этого ограничения реализуются, так называемые, схемы усиления чирпированных импульсов (УЧИ). Первоначально данный метод был разработан для нужд радиолокации: мощность отраженного от цели радиосигнала сильно уменьшалась по мере распространения, поэтому зондирующие импульсы стали чирпировать, то есть вводить линейное изменение частоты по длине импульса (в начале импульса находились высокочастотные компоненты, в конце – низкочастотные). Отраженные от цели импульсы пропускали через

диспергирующую линию задержки с аномальной дисперсией, в которой низкочастотные компоненты распространялись быстрее высокочастотных, за счет чего импульсы сжимались, и, следовательно, их пиковая мощность возрастала. В оптическом диапазоне длин волн процесс полностью аналогичен озвученному выше (Рис. 14). Сначала маломощные импульсы из задающего генератора растягиваются во времени и чирпируются в среде, обладающей нормальной дисперсией. Для этого могут использоваться пара дифракционных решеток, объемные чирпированные решетки, стандартные волоконные световоды [59]. Затем эти импульсы усиливаются в активном световоде и сжимаются в оптических компонентах с аномальной дисперсией.

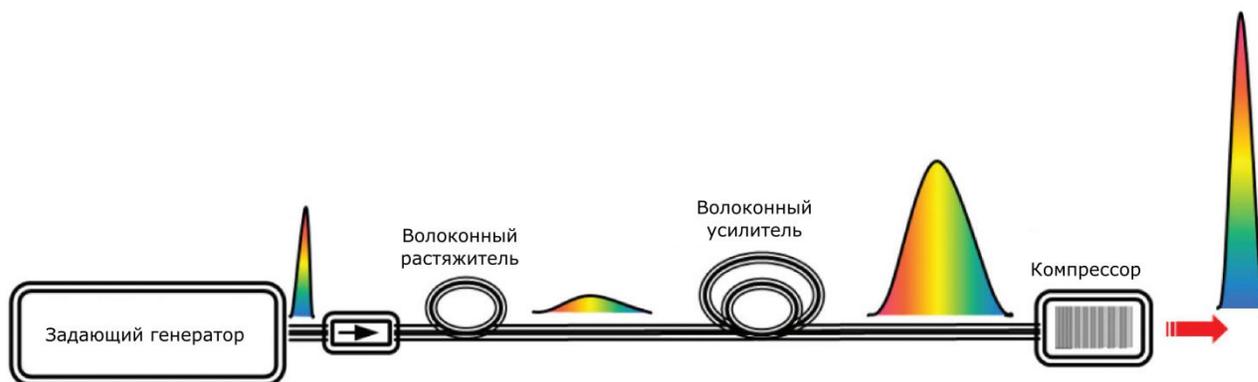


Рисунок 14. Принципиальная схема волоконного усилителя чирпированных импульсов [60].

Благодаря реализации подобной схемы на основе разработанного в [50] МС световода с ЭМП  $8660 \text{ мкм}^2$  авторам удалось усилить чирпированные импульсы с длительностью  $\sim 3 \text{ нс}$  до рекордного уровня пиковой мощности  $\sim 1 \text{ МВт}$  непосредственно из световода, а затем сжать их до длительности  $480 \text{ фс}$ , что соответствовало пиковой мощности  $\sim 3.8 \text{ ГВт}$ . Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 15. В этом исследовании авторы были ограничены радикальным ухудшением качества выходного излучения: при малых значениях

энергии параметр  $M^2$  составлял 1.2/1.3, а при полученных рекордных значениях  $M^2$  увеличивался до 1.5/1.8 с вытеканием большой доли мощности в оболочку (Рис. 16).

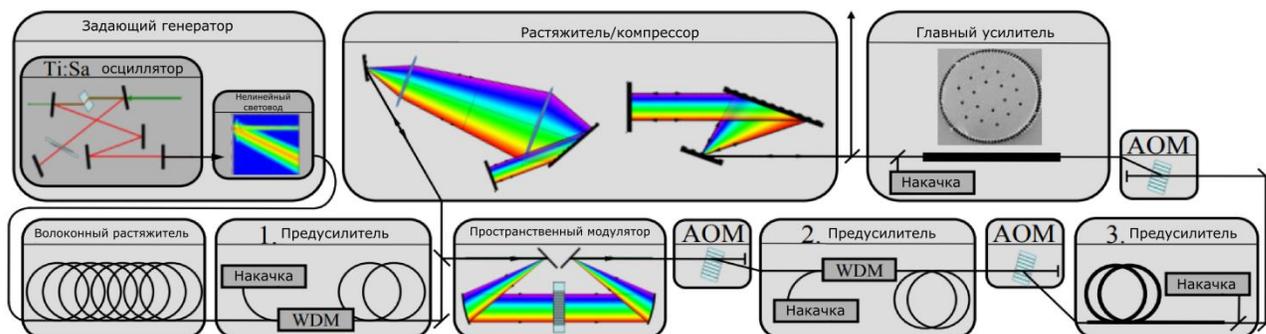


Рисунок 15. Схема усилителя чирпированных импульсов на основе микроструктурированного световода с диаметром сердцевины 110 мкм [50].

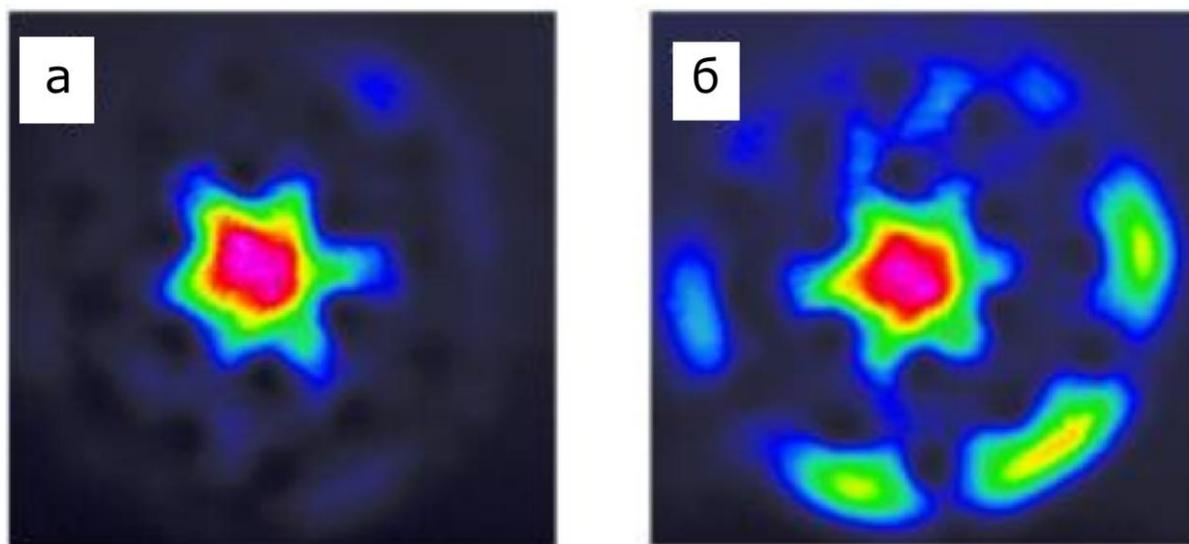


Рисунок 16. Распределение интенсивности усиливаемого сигнала в ближнем поле при а) малой мощности, б) максимальной продемонстрированной мощности [50].

Разработанная схема установки и сам МС световод обладали рядом существенных недостатков. Главный недостаток МС световодов – сложность их изготовления, заключающаяся в необходимости поддерживать заданное давление воздуха внутри отверстий заготовки в процессе вытяжки световода. Вторым недостатком является необходимость использования объемных оптических элементов для ввода/вывода излучения сигнала и накачки. Третьим недостатком обусловлен повышенной чувствительностью МСС к изгибам из-за чего световод длиной ~2 метров необходимо было держать абсолютно прямым. Таким образом, использование МС световода аннулирует основные преимущества волоконных систем по сравнению с твердотельными аналогами: дешевизну, компактность и надежность.

Существенно более скромные результаты были продемонстрированы в работе [61], в которой финальный каскад усиления чирпированных импульсов был выполнен с использованием маломодового световода со ступенчатым профилем показателя преломления и диаметром сердцевины 30 мкм. Усиленные импульсы сжимались с помощью объемной чирпированной брэгговской решетки до длительности 566 фс, что соответствовало пиковой мощности 10.8 МВт, параметр  $M^2$  составлял 1.53/1.52. Реализованная установка не имела юстируемых элементов: все компоненты соединялись с помощью стандартной процедуры сварки световодов, а использование объемной чирпированной брэгговской решетки позволило значительно уменьшить общие размеры системы.

В заключение необходимо отметить результаты, полученные при усилении импульсов в конусных световодах. В работе [54] исследовалось усиление импульсов длительностью 25 пс (без чирпа) в световоде-конусе длиной 4 метра с диаметром сердцевины на выходе 100 мкм. В этой работе

было реализовано несколько режимов усиления. Так при высокой частоте повторения (4 МГц) была достигнута пиковая мощность на уровне 50-100 кВт при низком (менее нескольких процентов) уровне мощности в первом рамановском стоксе. Дальнейшее увеличение пиковой мощности до 400 кВт сопровождалось ростом мощности излучения в стоксовых компонентах (>60 % относительно полной выходной мощности). В этой же работе сообщалось о достижении 5 МВт уровня мощности непосредственно на выходе из усилителя при частоте повторения импульсов 20 кГц, однако данный режим усиления характеризовался крайне высоким (>80 %) уровнем усиленной спонтанной люминесценции, что малоприспособно для большинства практических применений. Кроме того, представленный уровень пиковой мощности в 5 МВт (превышающий порог самофокусировки в кварцевом стекле) мог быть на самом деле существенно переоценен (в разы и даже более, чем на порядок), так как авторы рассчитывали пиковую мощность на основе измерения энергии импульсов при помощи измерителя энергии. Данный подход не является надежным, так как спонтанная люминесценция может так же иметь импульсную составляющую [62, 63]. Только использование специальных методик, типа интегрирующего фотоприемника [62] либо измерение люминесценции отдельно от импульса при помощи удаления импульса акусто-оптическим модулятором [63], позволяет надежно оценить уровень спонтанной усиленной люминесценции. Наиболее адекватным сравнением с результатами, полученными при помощи МС световода, было бы усиление чирпированных импульсов в световодах-конусах. Действительно, при превышении определенного порога по пиковой мощности качественное сжатие импульсов становится невозможным, что дает однозначный критерий порога пиковой мощности в усилителе. По имеющейся у нас информации подобные исследования вплоть до момента начала работы над настоящей диссертацией не проводились. В любом случае, конструкция световода-конуса представляется

достаточно многообещающей альтернативой микроструктурированным световодам.

### 1.3 Негативные эффекты, проявляющиеся в процессе работы иттербиевых волоконных лазеров и усилителей

#### 1.3.1 Эффект фотопотемнения

Главным негативным эффектом, проявляющимся при длительной работе лазеров и усилителей на базе иттербиевых световодов, является процесс фотопотемнения (ФП), заключающийся в постепенном уменьшении выходной мощности. В первой работе, посвященной ФП в иттербиевых световодах [64], было показано, что в процессе работы в световодах образуются центры окраски (ЦО), имеющие широкую полосу поглощения с максимумом в видимой области длин волн на 500 нм и простирающейся в область ближнего ИК диапазона, в которой находятся полосы поглощения и люминесценции иттербия (Рис. 17).

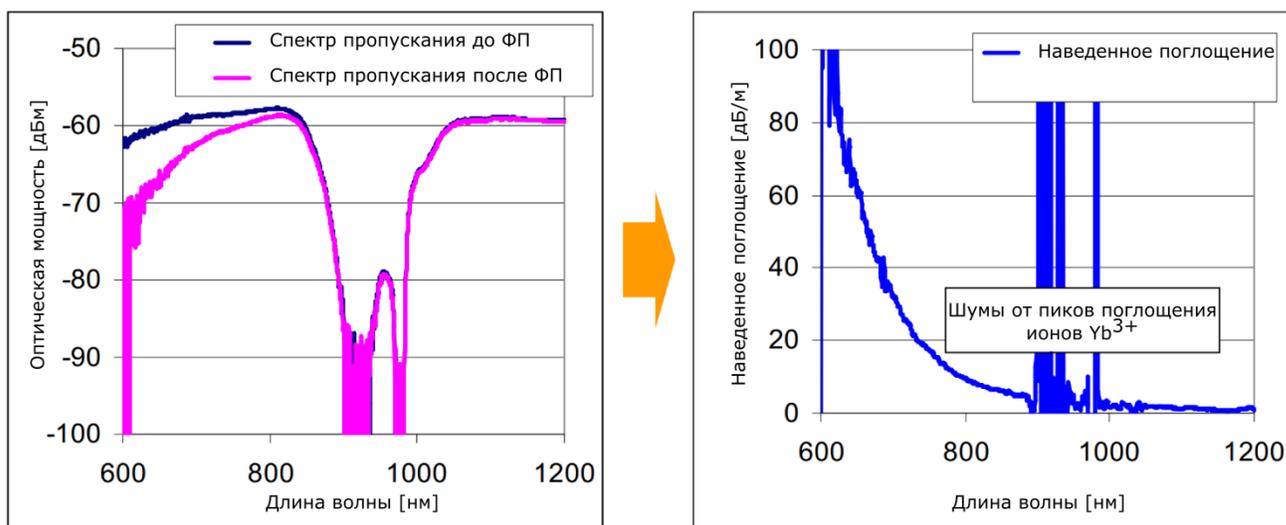


Рисунок 17. Спектры пропускания иттербиевого световода до и после облучения и спектр наведенных потерь в иттербиевом световоде [64].

В [65] было показано, что ИК край наведенного поглощения принадлежит широкой полосе с максимумом вблизи 450 нм. Позднее было установлено с помощью метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), что данная полоса связана с поглощением кислородно-дырочных центров (oxygen-hole centers, ОНС) [66]. В работе [67] было показано, что скорость и максимальный уровень наведенных потерь при облучении световодов ИК излучением зависит от уровня инверсной населенности ионов иттербия, т.е. мощности излучения накачки (Рис. 18). Приведенная зависимость прекрасно аппроксимируется, так называемой, растянутой экспоненциальной функцией:

$$\alpha(t) = (\alpha_0 - \alpha_{\text{eq}}) \exp \left[ - \left( \frac{t-t_0}{\tau} \right)^\beta \right] + \alpha_{\text{eq}},$$

где  $\alpha_0$  - уровень наведенных потерь для времени  $t_0$ ,  $\alpha_{\text{eq}}$  - величина потерь насыщения,  $\tau^{-1}$  - скорость ФП,  $\beta$  - параметр растяжения. В ряде работ было показано, что зависимость скорости ФП от величины инверсной населенности имеет степенной характер с показателем от 3 до 8 [67-69]. На Рис. 19 приведена экспериментально полученная зависимость, давшая степень 7.

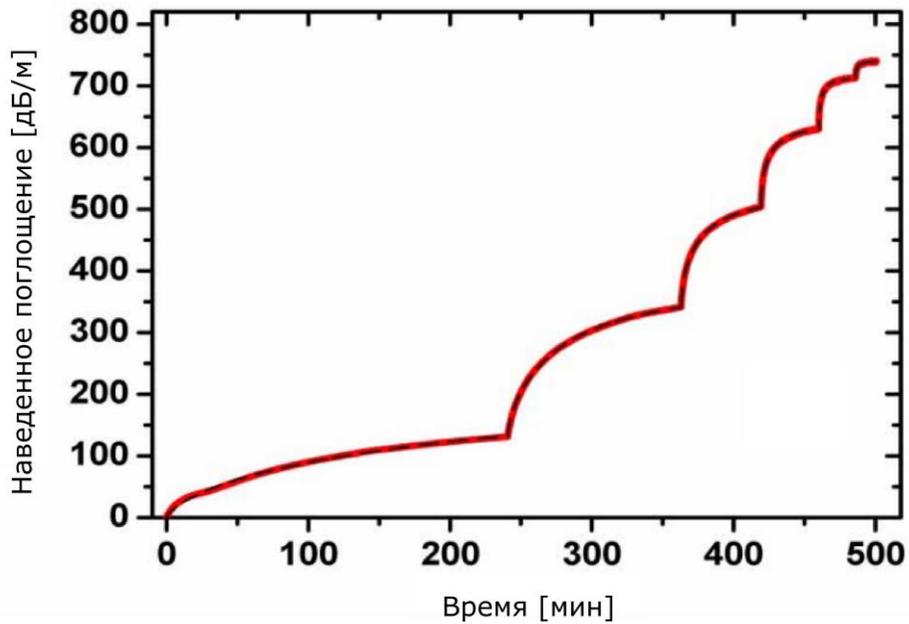


Рисунок 18. Временная зависимость наведенных потерь от мощности накачки (1, 2.1, 3.7, 6.1, 10 и 13.2 Вт) [67].

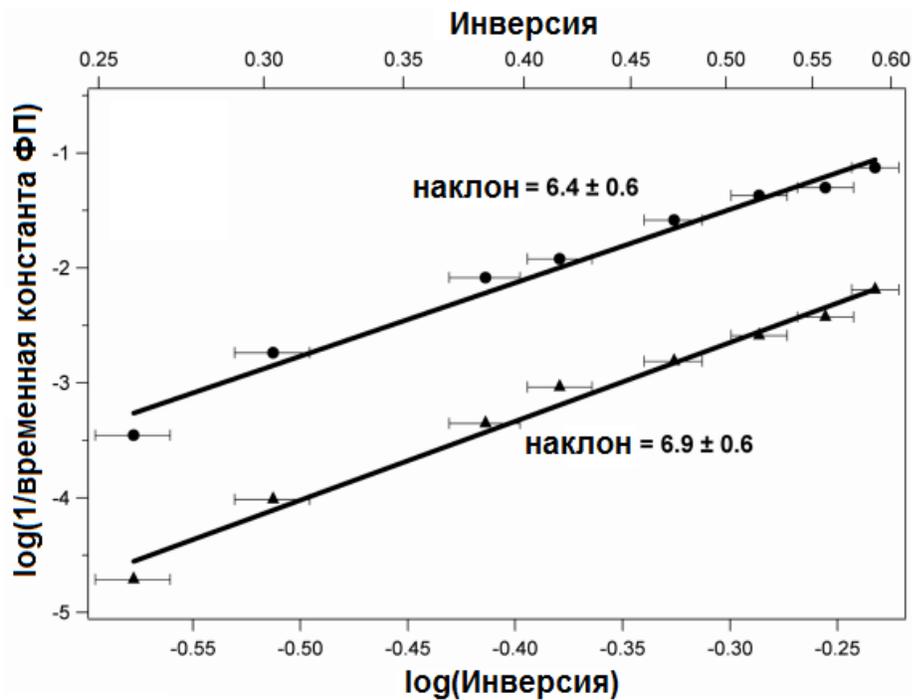


Рисунок 19. Одна из зависимостей скорости ФП от уровня инверсной населенности ионов иттербия [69].

В процессе поиска способов уменьшения или полного подавления ФП было обнаружено, что наведенные за счет эффекта фотопотемнения ЦО могут быть термически разрушены при нагреве световода до  $\sim 400^\circ\text{C}$  [68], либо фотообесцвечены с помощью УФ (355 нм) [70], зеленого (543 нм) [71] или красного (633 нм) [72] излучения. Также было показано, что увеличить стойкость кварцевых световодов к ФП можно путем использования фосфоросиликатной стеклянной матрицы [68] или солегирированием кварцевого стекла оксидом церия [73].

Для образования кислородно-дырочных центров необходимо создать либо сильное удлинение, либо разрыв мостиковых связей Si-O-Si (в случае нелегированного кварцевого стекла), Al-O-Si (в случае алюмосиликатного стекла) или P-O-Si (в случае фосфоросиликатного стекла), что возможно под действием высокоэнергетичных УФ- или гамма- квантов [74]. Таким образом, для создания ЦО необходима энергия, в несколько раз превосходящая энергию излучения одного иона  $\text{Yb}^{3+}$  ( $\sim 1.3$  эВ). Принимая во внимание степенную зависимость (с показателем 3-8) скорости фотопотемнения от величины инверсной населенности, было высказано предположение, что энергия, необходимая для образования кислородно-дырочных центров, может быть получена в результате сложения энергии нескольких возбужденных ионов иттербия, находящихся в кластере [67-69].

К моменту начала работы над диссертацией было предложено несколько моделей, объясняющих механизм образования кислородно-дырочных центров (подробно данные механизмы будут рассмотрены в главе 2, посвященной исследованию фотопотемнения), однако, убедительных доказательств в пользу одной из предложенных моделей предоставлено не было.

### 1.3.2 Эффект модовой нестабильности в БПМ световодах

Сравнительно недавно был обнаружен еще один негативный эффект, проявляющийся при работе волоконных лазеров и усилителей на основе иттербиевых БПМ световодов. В 2010 году при исследовании характеристик мощных волоконных усилителей на базе световодов с большой площадью поля моды был обнаружен эффект модовой нестабильности [75]. Модовая нестабильность проявляется как флуктуации в профиле распределения интенсивности выходного излучения при превышении некоторого порога средней мощности и имеет обратимый характер (Рис. 20) [76]. Порог этого эффекта лежит в пределах 600-1500 Вт и зависит от конструкции БПМ световода, а также мощности и ширины спектра входного сигнала [77, 78]. Флуктуации имеют квазипериодичный характер с частотой 1-5 кГц и становятся более хаотичными при увеличении средней мощности [77]. Модовая нестабильность наблюдалась как в непрерывных, так и в импульсных лазерах.

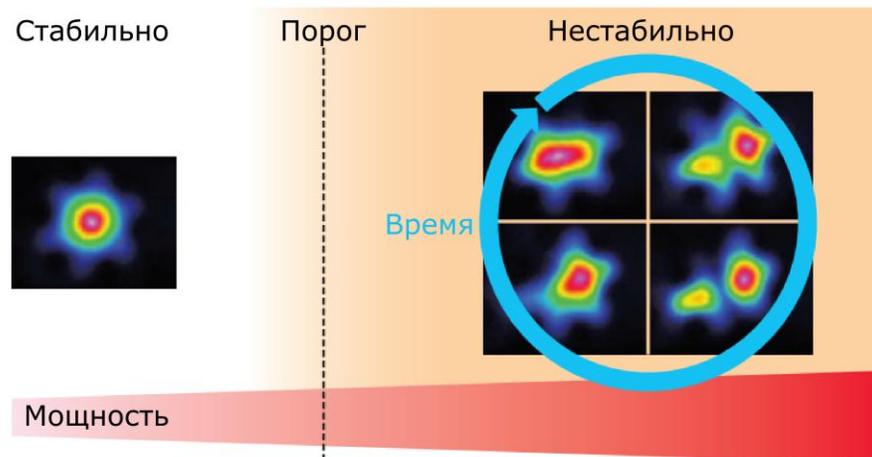


Рисунок 20. Схематическое описание эффекта модовой нестабильности [76].

На данный момент существует несколько моделей, объясняющих механизм модовой нестабильности. Суть их сводится к следующему: в активной сердцевине БПМ световодов возникает термически-наведенная длиннопериодная решетка показателя преломления (ДРПП) в результате интерференции фундаментальной моды и мод высшего порядка [78]. Интерференция между модами приводит к периодическому изменению ПП сердцевинки вдоль оси световода в результате локального изменения температуры (за счет квантового дефекта [79] и фотопотемнения [80]) либо инверсии ионов  $\text{Yb}^{3+}$  (Рис. 21).

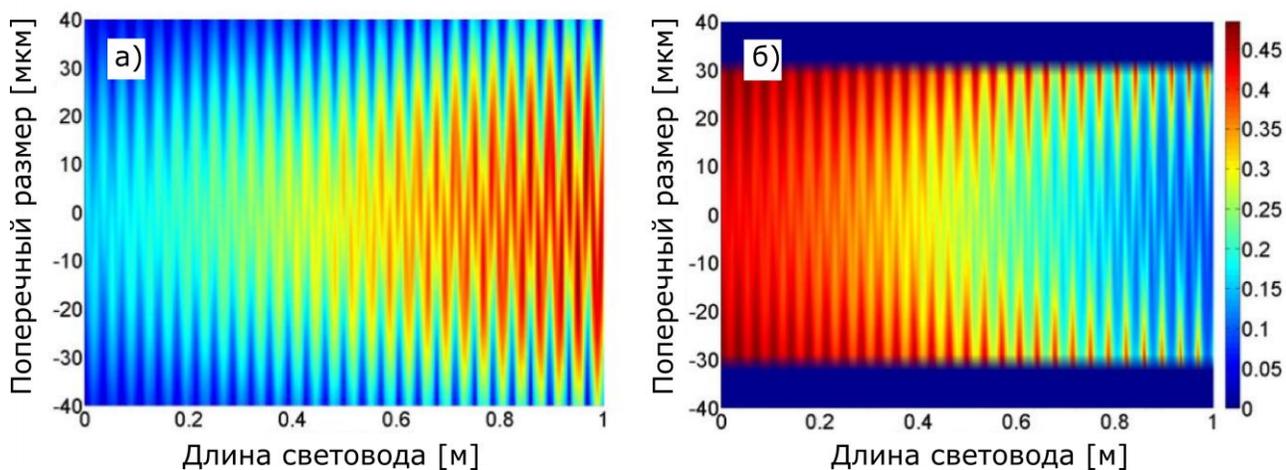


Рисунок 21. а) моделирование распространения излучения по сердцевине активного световода длиной 1 м при начальном возбуждении 95% моды  $\text{LP}_{01}$  и 5% моды  $\text{LP}_{11}$ ; б) соответствующее распределение инверсии ионов иттербия [81].

### 1.3.3 Прочие негативные эффекты

До недавнего времени считалось, что при средней мощности существенно ниже порога модовой нестабильности проблем с качеством выходного пучка не

возникает. В то же время, долговременные тесты (в течении сотен и тысяч часов) стабильности выходных характеристик волоконных лазеров в лабораторных условиях вплоть до начала работы над диссертацией не проводились. Только в 2016 году (одновременно с публикацией материалов приведенных в Главе 3 настоящей диссертации) появилась теоретическая работа, в которой предсказывался “квази-статический” эффект деградации формы выходной моды [82], связанный с наведением длиннопериодной решетки показателя преломления вследствие эффекта фотопотемнения, на которой происходит перекачка мощности из фундаментальной моды в первую высшую моду. В 2016 и 2017 году появилось несколько публикаций, где похожий эффект наблюдался экспериментально. Детально данный эффект обсуждается в Главе 3 настоящей диссертации.

## 1.4 Выводы

- К моменту начала работы над данной диссертацией не было дано удовлетворительного объяснения механизма наведения поглощения в ИК области спектра иттербиевых световодов под воздействием ИК излучения накачки (фотопотемнения).

- В лабораторных условиях не проводилось долговременных исследований стабильности характеристик импульсных волоконных лазеров.

- Разработанная конструкция иттербиевого микроструктурированного световода с диаметром сердцевины около 100 мкм позволила увеличить пиковую мощность до гигаваттного уровня, однако усилитель на основе такого световода содержит большое количество объемных элементов, имеет большие размеры, высокую стоимость и низкую надежность. Альтернативных конструкций активных световодов, позволяющих достичь сравнимой пиковой мощности к моменту начала работы над диссертацией предложено не было.

## **ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ФОТОПОТЕМНЕНИЯ В ИТТЕРБИЕВЫХ СВЕТОВОДАХ С РАЗЛИЧНОЙ МАТРИЦЕЙ СТЕКЛА СЕРДЦЕВИНЫ [A1-A6]**

Как было указано в Главе 1, к моменту начала работы над данной диссертационной работой были предложены две модели, объясняющие процесс формирования кислородно-дырочных центров (oxygen-hole centers, ОНС) окраски в ходе процесса фотопотемнения (под воздействием ИК излучения) иттербиевых световодов. Настоящая глава посвящена детальному анализу данных моделей и описанию экспериментов, которые позволили отдать предпочтение одной из моделей.

### **2.1 Анализ моделей наведения оптических потерь в процессе фотопотемнения**

#### *2.1.1 Модель возбуждения кислородно-дефицитных центров*

Несколько научных коллективов связывают процесс образования ОНС в сетке кварцевого стекла с первичной ионизацией кислородно-дефицитных центров (oxygen-deficient centers, ODC) [83-85]. В работе [86] было показано, что ионизированные ODC могут являться источниками самозахваченных дырок, которые могут захватываться одним из ближайших мостиковых атомов кислорода, образуя ОНС [87]. Полосы поглощения ODC находятся в области длин волн короче 250 нм (4.9 эВ), т.е. для их прямого возбуждения требуется энергия не менее четырех ионов иттербия ( $4 \times 1.27 \text{ эВ} = \sim 5.1 \text{ эВ}$ ). Поэтому в некоторых работах было высказано предположение, что возбуждение ODC может происходить «каскадно». В таком случае в качестве промежуточных энергетических уровней могут выступать уровни каких-то

других дефектов, например, центров нестикового кислорода, соединенных с атомом кремния (non-bridging oxygen-hole centers, NBOHC) [88], для возбуждения которых достаточно энергии двух-трех ионов  $\text{Yb}^{3+}$  (Рис. 22) или примесных ионов других РЗЭ, например, тулия [89].

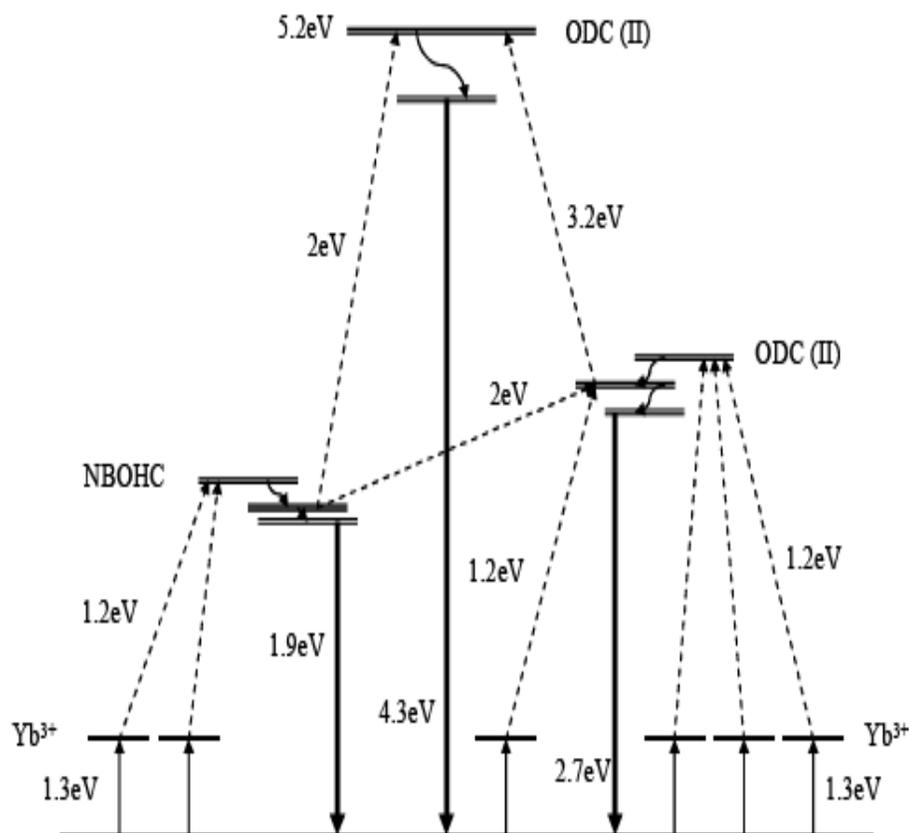


Рисунок 22. Каскадный процесс возбуждения кислородно-дефицитных центров, приводящий к образованию самозахваченных дырок [88].

Данная модель имеет ряд существенных недостатков. Например, эксперименты по обнаружению квантов УФ излучения, возникающих в результате сложения энергии трех-четырех возбужденных ионов иттербия, к успеху не привели [89, 90]. Также хорошо известно, что в кварцевом стекле

ODC характеризуются двумя полосами люминесценции (с максимумами на  $\sim 4.3$  и  $\sim 3.1$  эВ [91, 92]). Однако при воздействии ИК излучения данные полосы наблюдались лишь в световодах, солегированных оксидом германия [90], в то же время известно, что ОНС наводятся и в световодах без германия. Следует также отметить, что в процессе вытяжки световоды подвергаются воздействию УФ излучения (которое используется для полимеризации защитного покрытия) с энергией, достаточной, согласно рассматриваемой модели, для наведения ОНС, однако образования кислородно-дырочных центров не было обнаружено.

### *2.1.2 Модель возбуждения состояния с переносом заряда*

В альтернативной модели процесс образования ОНС объясняется фотоиндуцированным эффектом переноса заряда [93, 94]. Данное явление было подробно исследовано в иттербий-содержащих алюминатных кристаллах экспериментально [95, 96] и теоретически [97]. Согласно модели, ион трёхвалентного иттербия в алюминатном кристалле и кварцевом стекле, окруженный атомами кислорода, образует некоторый комплекс, имеющий два энергетических уровня, характеризующихся интенсивными полосами поглощения с максимумами в УФ области ( $\sim 6$  эВ) (Рис. 23, уровни CTS и CTS\*). Согласно [98], возбуждение нижнего уровня состояния с переносом заряда (charge-transfer state, CTS) инициирует переход электрона с 2p орбитали ближайшего атома кислорода на ион  $\text{Yb}^{3+}$ , в результате чего происходит временное восстановление иона иттербия до двухвалентного состояния и появление дырки, связанной с анионом кислорода. Связанная дырка затем рекомбинирует с электроном, захваченным ионом иттербия, то есть образование стабильных ОНС не происходит. В то же время, возбуждение верхнего уровня CTS\* приводит к образованию свободной дырки, которая затем может быть захвачена атомом кислорода (то есть, образуется ОНС), а захваченный электрон переходит на 5d орбиталь иона иттербия (то есть, ион иттербия

восстанавливается до двухвалентного состояния), который затем релаксирует на  $4f$  орбиталь с излучением фотона в видимой области длин волн (зеленая стрелка на Рис. 23, б). Тип ОНС зависит от окружения ионов иттербия: в алюмосиликатном стекле, состоящем преимущественно из тетраэдров  $AlO_4$  [99], будут образовываться Al-ОНС. Необходимо отметить, что возбуждение уровня CTS может приводить к излучательной релаксации данного состояния, характеризующейся двумя полосами в видимой и УФ области спектра, соответствующим переходам из CTS на уровни  ${}^2F_{5/2}$  и  ${}^2F_{7/2}$  ионов трёхвалентного иттербия [100, 95]. Данный эффект носит название люминесценции с переносом заряда (ЛПЗ). При этом также будет наблюдаться характерная ИК люминесценция, соответствующая переходу ионов  $Yb^{3+}$  из возбужденного состояния  ${}^2F_{5/2}$  в основное состояние  ${}^2F_{7/2}$  (красная стрелка на Рис. 23, а).

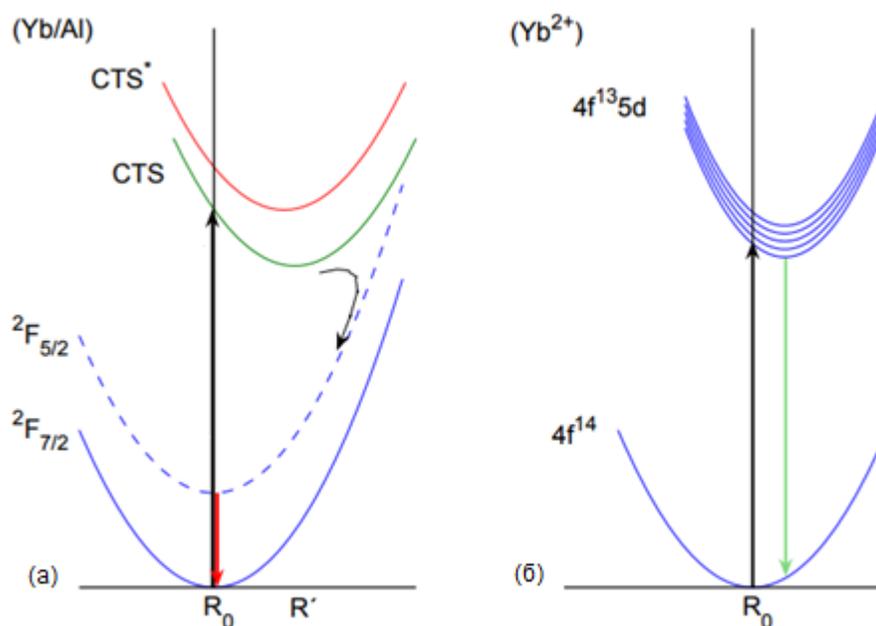


Рисунок 23. Конфигурационные диаграммы ионов а) трехвалентного иттербия и б) двухвалентного иттербия в кварцевом стекле [94].

Именно с состоянием с переносом заряда авторами [93] связывались полосы поглощения в области 200 нм (Рис. 24) (в то время как приверженцы модели, описываемой в пункте 2.1.1, связывали эти полосы с ОДС различного типа: кремниевым, германиевым, иттербиевым [83, 84]). Ключевая роль данных полос в процессе фотопотемнения косвенно подтверждается тем фактом, что при облучении УФ излучением возникают такие же дефекты, как и при фотопотемнении [93]. Положение данных полос сильно зависит от типа анионов первой координатной сферы ионов иттербия: чем больше электроотрицательность анионов, тем в более коротковолновой области будет располагаться полоса СТС [101]. Также на положение полосы влияет количество координирующих анионов и длина связи Yb<sup>3+</sup>-анион [102, 103]. Приблизительно энергию полосы СТС можно определить по формуле Йоргенсена [101]:

$$V_{СТ} = 30000[\chi_{opt}(L) - \chi_{opt}(RE^{3+})] \text{ см}^{-1},$$

где  $\chi_{opt}(L)$  и  $\chi_{opt}(RE^{3+})$  – оптические электроотрицательности анионов и редкоземельного элемента, соответственно. Принимая  $\chi_{opt}(O^{2-}) = 3.2$  и  $\chi_{opt}(Yb^{3+}) = 1.68$  [95], получаем энергию полосы СТС 45600 см<sup>-1</sup>, что хорошо согласуется с данными на Рис. 24.

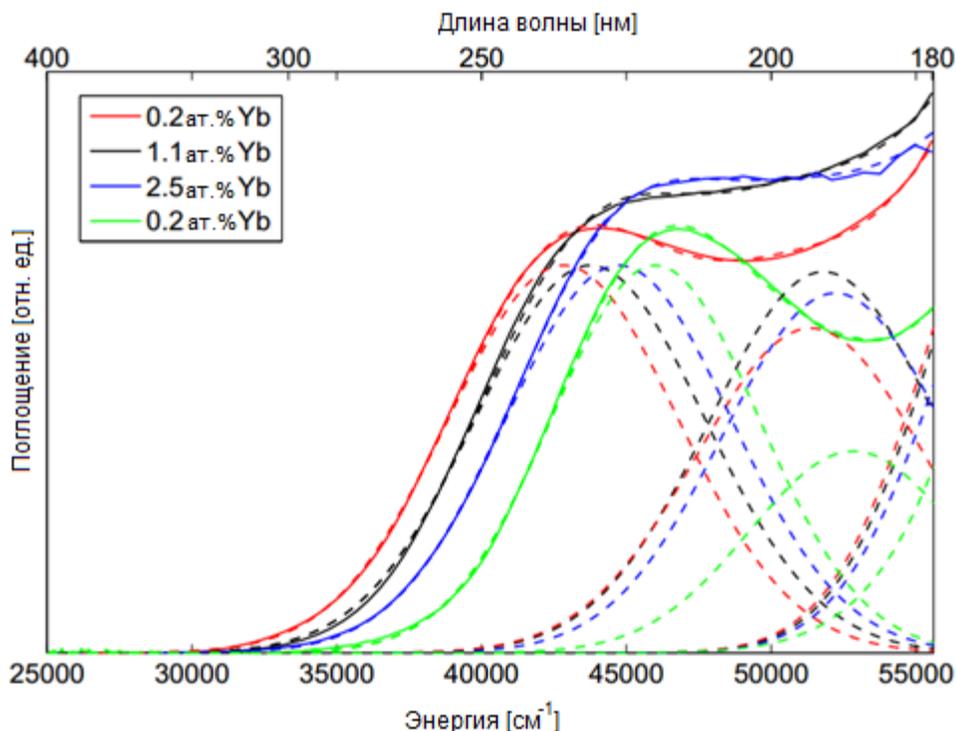


Рисунок 24. Спектры поглощения алюмосиликатного (красная, черная и синяя кривые) и кварцевого (зеленая кривая) световодов, легированных оксидом иттербия с различной концентрацией. Спектры разложены на полосы поглощения, приписываемые состоянию с переносом заряда [93].

Таким образом, за наведение пары дефектов «Yb<sup>2+</sup> - ОНС» отвечает возбуждение полосы CTS\* с максимумом в области 200 нм, тогда как возбуждение полосы CTS с максимумом в области 230 нм приводит лишь к излучательной релаксации и наблюдению ЛПЗ. В пользу данного предположения говорят проведенные в [93] эксперименты по наблюдению зависимости уровня наведенных в результате ФП оптических потерь (величина наведенных потерь интегрировалась в диапазоне от 300 до 1000 нм) от длины волны возбуждения. На Рис. 25, а штриховыми кривыми показан результат разложения спектра поглощения иттербиевого алюмосиликатного световода на

функции Гаусса, а синими кругами показана зависимость наведенных потерь от длины волны возбуждения, которая превосходно ложится на коротковолновую полосу поглощения. Для случая фосфоросиликатного иттербиевого световода авторам [93] не удалось разложить спектр поглощения на полосы, но аналогичные измерения (черные круги) ложатся также в коротковолновую область длин волн (Рис. 25, б).

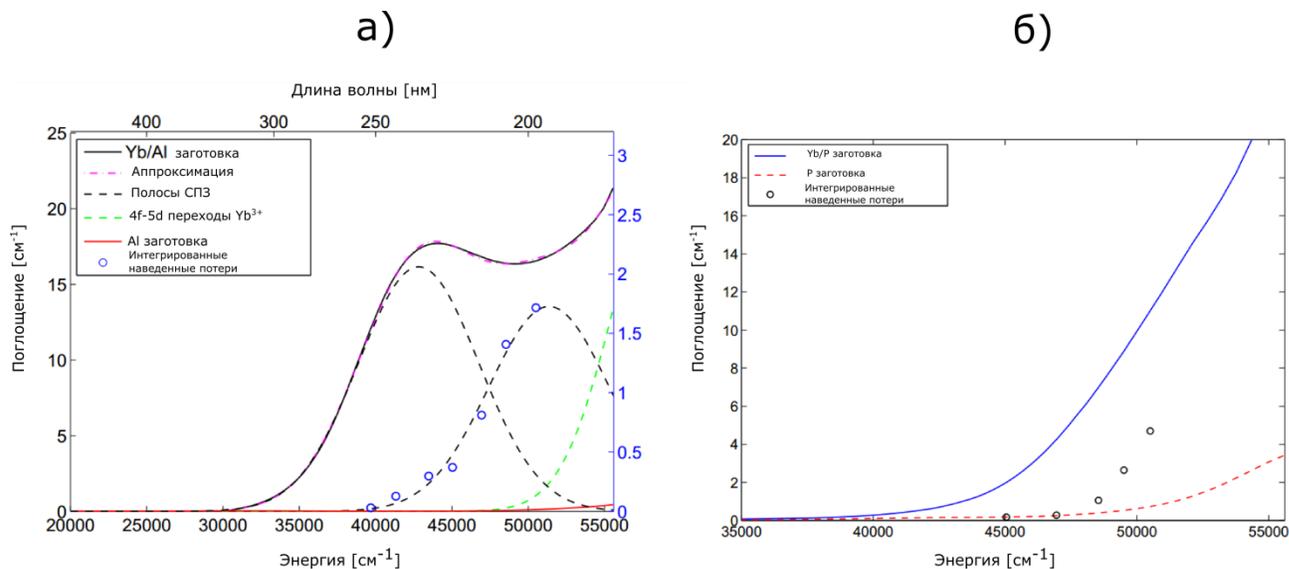


Рисунок 25. Зависимость интегральных наведенных потерь от длины волны возбуждения для иттербиевых световодов на основе а) алюмосиликатного стекла и б) фосфоросиликатного стекла [93].

В пользу данной модели также говорит наблюдаемая видимая люминесценция в фотопотемненных образцах, которая авторами [94] приписывается ионам Yb<sup>2+</sup>. На Рис. 26 приведены спектры люминесценции, полученные при облучении образцов иттербиевых алюмосиликатных световодов излучением с длиной волны 405 нм (которое, согласно литературным данным [104], попадает в одну из полос поглощения двухвалентных ионов иттербия): в спектре предварительно фотопотемненного

(облученного ИК излучением) образца (черная кривая) наблюдается широкая полоса люминесценции, напоминающая полосу люминесценции ионов  $\text{Yb}^{2+}$  [104], которая отсутствует в спектре необлученного образца (синяя кривая).

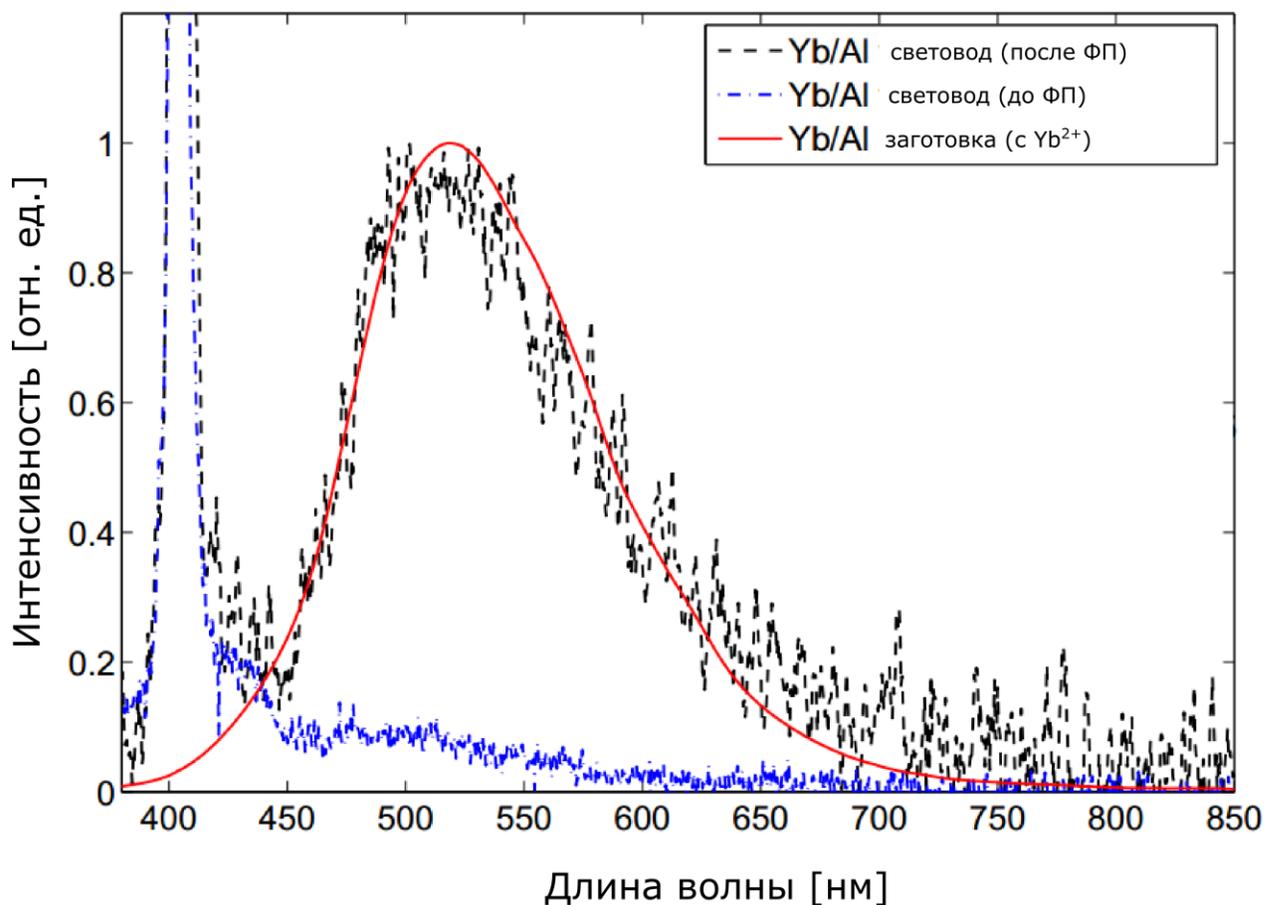


Рисунок 26. Спектр видимой люминесценции ионов  $\text{Yb}^{2+}$ , наблюдаемой в иттербиевом алюмосиликатном световоде после облучения ИК диодом (черная кривая) и до облучения (синяя кривая). Для возбуждения люминесценции использовался лазер с центральной длиной волны 405 нм [94].

Необходимо отметить, что при УФ облучении восстановление трехвалентных ионов иттербия до двухвалентного состояния и образование

ОНС происходит вследствие «прямого» возбуждения состояния с переносом заряда высокоэнергетичным квантом. Предполагается, что при ИК облучении образование пары дефектов «Yb<sup>2+</sup> - ОНС» происходит вследствие возбуждения состояния с переносом заряда за счет суммарной энергии кластера из нескольких близкорасположенных ионов Yb<sup>3+</sup>. Модель кооперативного возбуждения состояния с переносом заряда за счет обмена энергией между соседними парами ионов Yb<sup>3+</sup> была предложена для кристаллов Yb:YAG [97]. Согласно этой модели, излучение пары возбужденных ионов Yb<sup>3+</sup>, являющееся хорошо известной в кристаллах и стеклах кооперативной люминесценцией с энергией кванта ~2.6 эВ, может быть поглощено другой возбужденной парой ионов иттербия, которая затем может передать энергию 5.2 эВ (2x2.6 эВ) невозбужденному иону иттербия, что приведет к возбуждению состояния с переносом заряда. Данный процесс является намного более вероятным, чем предложенный в [67] процесс генерации УФ квантов с энергией ≥5 эВ в результате многофотонного поглощения квантов излучения накачки либо люминесценции ионов трехвалентного иттербия с энергией ~1.3 эВ.

На момент написания диссертации, в литературе не было предоставлено убедительных доказательств существования у комплекса Yb<sup>3+</sup> - О в кварцевом стекле уровней состояния с переносом заряда (природа полос поглощения в области 200 нм одними исследователями приписывалась состоянию с переносом заряда, другими – к ОДС). Также в качестве экспериментального доказательства фотоиндуцированного восстановления ионов Yb<sup>3+</sup> до двухвалентного состояния приводились лишь изменения в спектре люминесценции фотопотемненных образцов. Однако в литературных источниках нет согласия относительно расположения полос люминесценции ионов Yb<sup>2+</sup> в кварцевом стекле: 700 нм в [105], 390 нм в [106] и 530 нм в [94], в

то же время приведенные значения совпадают с известными полосами люминесценции центров NBOHC и ODC [84, 88].

## **2.2 Сравнительные исследования кристалла Yb:YAG и алюмосиликатного стекла, легированного оксидом иттербия**

Как было указано ранее, состояние с переносом заряда было детально изучено в иттербий-содержащих кристаллах. Поэтому с целью подтверждения ключевой роли возбуждения СПЗ в процессе ФП, в рамках работы над диссертацией были проведены сравнительные исследования спектров люминесценции кристалла и кварцевого стекла с различными добавками, легированных оксидом иттербия. В качестве объектов для сравнительного исследования выбраны образцы тонких поперечных срезов заготовок волоконных световодов на основе фосфоросиликатной и алюмосиликатной матрицы ( $P_2O_5/Yb_2O_3/SiO_2$  и  $Al_2O_3/Yb_2O_3/SiO_2$ ) и иттербий-содержащие кристаллы алюмоиттриевого граната (Yb:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> или Yb:YAG). Выбор кристалла YAG обусловлен схожестью ближайшего окружения ионов Yb<sup>3+</sup> в нем и алюмосиликатной матрицей, а также наличием большого количества работ по спектроскопии этого кристалла [99,107-109]. Заготовки световодов изготавливались методом MCVD (ИХВВ РАН) и «Порошок в трубке» (НЦВО РАН) [110], кристалл выращивался методом Чохральского (НПО Полус). Необходимость использования тонких срезов обусловлена крайне большой величиной поглощения исследуемых образцов на длинах волн короче 400 нм. Для наблюдения спектров исходного и наведенного поглощения, а также спектров люминесценции, использовались образцы толщиной 0.2 и 1 мм. Измерение спектров поглощения проводилось при помощи вакуумного спектрофотометра VUVAS 1000 (McPerson) в области вакуумного УФ и при помощи спектрофотометра Lambda 900 (PerkinElmer) – в области длин волн

190-850 нм. Спектры люминесценции измерялись с помощью миниспектрометра Maya 2000 Pro (Ocean Optics). Для облучения образцов использовались два источника излучения: полупроводниковый ИК-диод Oclaro VMU25A-915-01-R (915 нм) и эксимерный ArF лазер CL-5000 (193 нм). Образцы заготовок облучались сфокусированным в область сердцевины излучением. Все эксперименты проводились при комнатной температуре. Для ряда экспериментов, насыщались молекулярным водородом в течение недели при давлении 115 атм. и температуре 100° С. Химический состав образцов, определенный с помощью рентгеновского микроанализатора спектра JEOL JSM-5910LV с точностью до 0.02 %ат. приведен в Таблице 1.

На Рис. 27 приведены спектры начального поглощения исследуемых образцов в УФ области. Использование стандартной методики аппроксимации спектра функциями Гаусса (контуры кривых показаны кружками) позволило выявить в спектре поглощения образца «Б» две полосы с максимумами на 5.1 и 6.5 эВ, а в спектре образца «В» - одну полосу с максимумом на 6.5 эВ. Отметим, что данные полосы не наблюдались в спектре алюмосиликатного стекла, в составе которого нет оксида иттербия. Первым шагом для установления связи наблюдаемых полос с состоянием с переносом заряда являлось наблюдение люминесценции состояния с переносом заряда.

Таблица 1. Характеристики исследованных образцов, активированных ионами иттербия.

Образец	Метод изготовления	Состав	Концентрация, %ат.			Степень окисления ионов Yb
			Yb	Al	P	
А	Чохральского	Yb:Y <sub>3</sub> Al <sub>5</sub> O <sub>12</sub>	0.21	21.2	0	+3
Б	MCVD	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub>	0.2	1.8	0	+3
В	MCVD	P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> /Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub>	0.22	0	2	+3
Г	Порошок в трубке	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub>	0.1	1.5	0	+2, +3

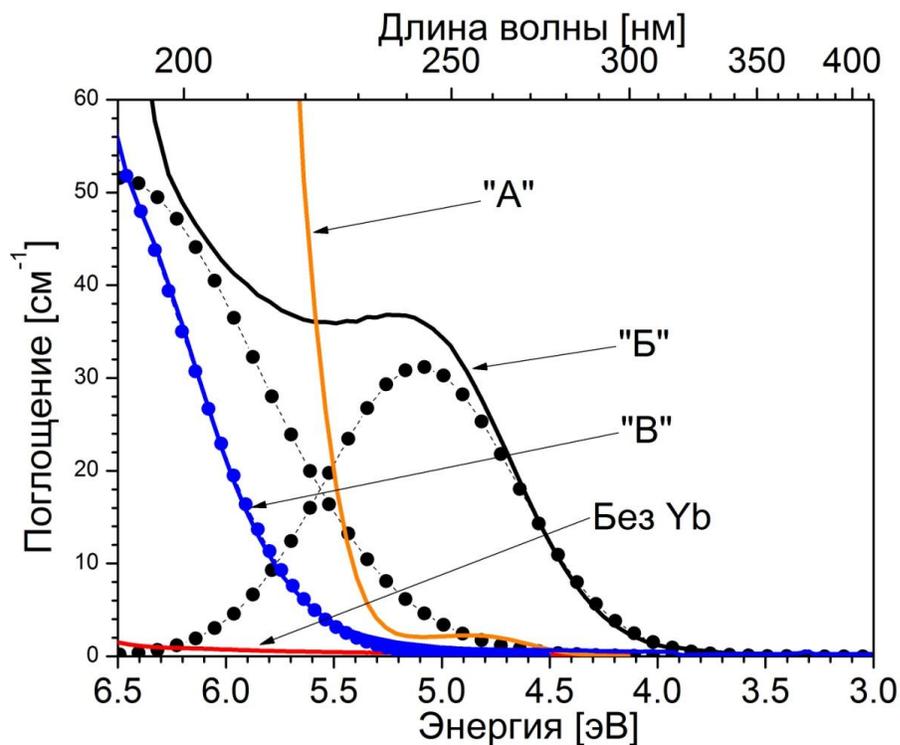


Рисунок 27. Сравнение начальных спектров поглощения образцов «А», «Б», «В».

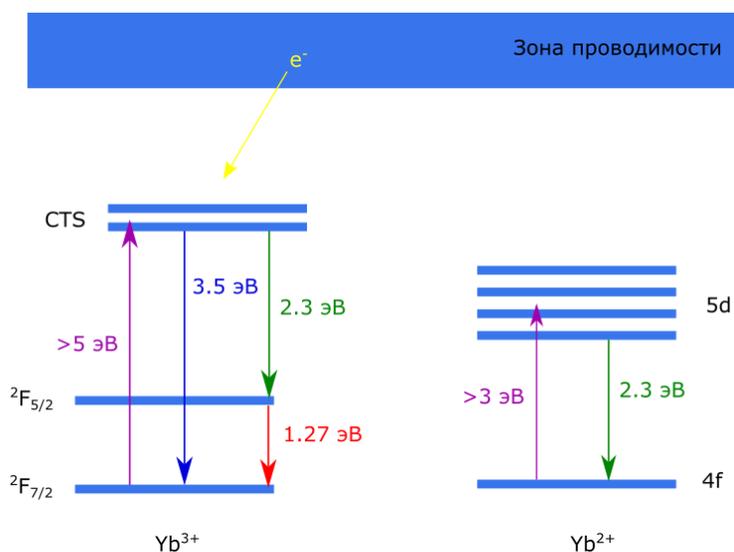
Как было указано выше, комплекс, состоящий из иона  $\text{Yb}^{3+}$  и ближайших атомов кислорода, возбужденный в состояние с переносом заряда, может излучательно релаксировать. В рассматриваемом случае, излучательная релаксация происходит при переходе ионов иттербия из CTS на уровни  $^2F_{5/2}$  и  $^2F_{7/2}$  (Рис. 28, а). Из литературных данных известно, что ЛПЗ для данных переходов в кристалле  $\text{Yb:YAG}$  характеризуется полосами с энергией 2.6 и 3.6 эВ, соответственно [95, 96].

На Рис. 28, б приведены спектры люминесценции, полученные при возбуждении образцов «А» и «Б» излучением эксимерного ArF лазера с энергией кванта 6.4 эВ, что почти точно попадает в максимум одной из полос поглощения, обнаруженной в образце «Б». В спектре образца «А» (оранжевая

кривая) наблюдаются ожидаемые полосы ЛПЗ на 2.6 и 3.6 эВ, а также виден край характерной ИК люминесценции ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , соответствующей переходу  ${}^2\text{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{7/2}$ . Сопоставив положение полос ЛПЗ с приведенной на Рис. 28, а диаграммой Яблонского для уровней  $\text{Yb}^{3+}$  нетрудно определить, что, независимо от матрицы, расстояние между двумя полосами ЛПЗ приблизительно равно величине перехода  ${}^2\text{F}_{5/2} \rightarrow {}^2\text{F}_{7/2}$ , т.е.  $\sim 1$  эВ. Аналогичные полосы наблюдались в спектре люминесценции образца «Б» с максимумами на 3.5 и 2.2 эВ, как и ИК люминесценция ионов  $\text{Yb}^{3+}$ . Расстояние между наблюдаемыми полосами соответствует разнице между уровнями  ${}^2\text{F}_{5/2}$  и  ${}^2\text{F}_{7/2}$  в  $\sim 1.3$  эВ. Полоса с максимумом на 4.3 эВ, по видимому, связана с ОДС [91]. Аналогичные полосы наблюдались и при облучении ArF лазером образцов «В» (Рис. 29).

Таким образом, исходя из того, что с максимумами на 2.2 и 3.5 эВ связаны с ЛПЗ, получено экспериментальное подтверждение аналогичности процессов фотоиндуцированного возбуждения состояния с переносом заряда в кристалле и стеклах.

а)



б)

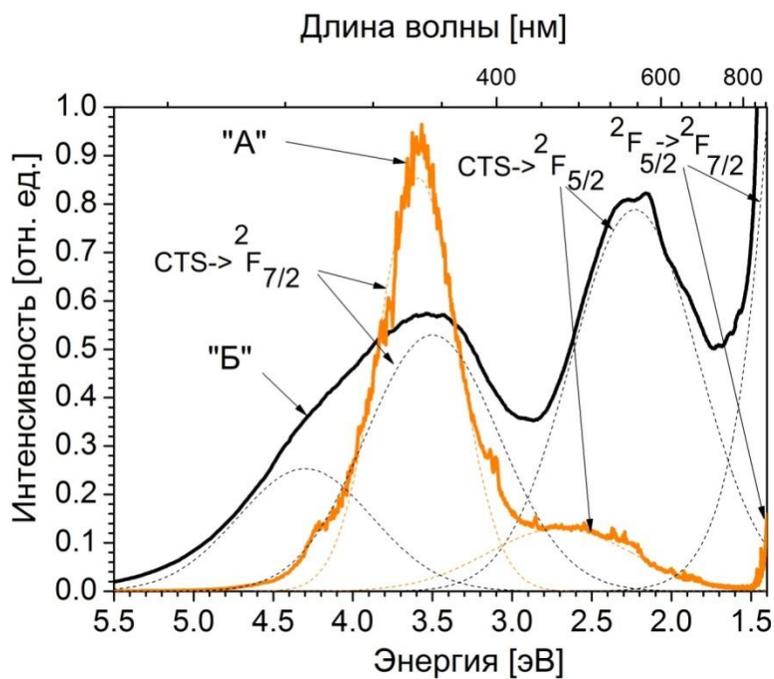


Рисунок 28. а) диаграмма Яблонского уровней иттербия в кварцевом стекле и процесса возбуждения СПЗ с возможной излучательной релаксацией на уровни  $Yb^{3+}$  и восстановлением ионов иттербия до двухвалентного состояния; б) спектры люминесценции образцов «А» и «Б», полученные при возбуждении излучением ArF лазера с энергией кванта 6.4 эВ.

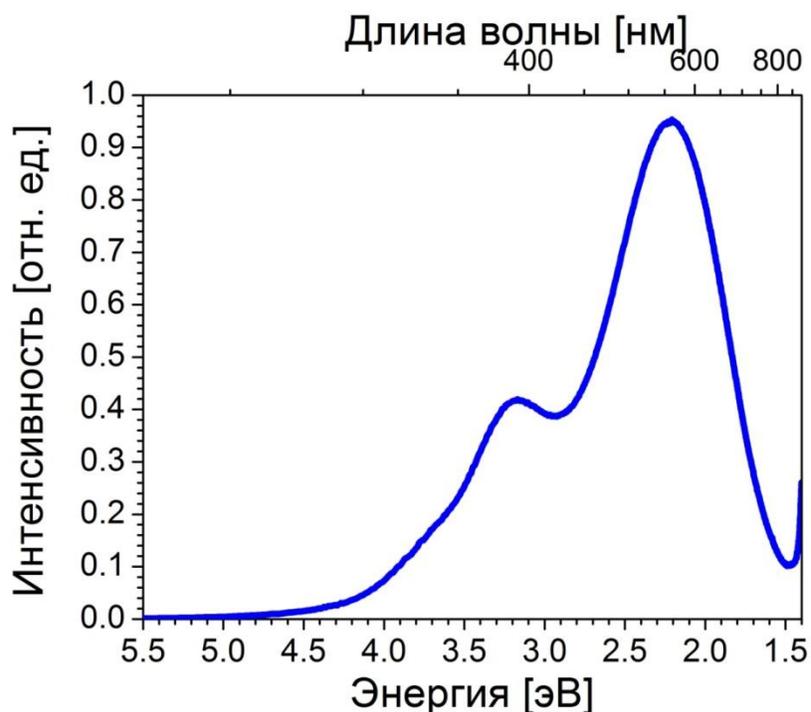


Рисунок 29. Спектр люминесценции образца «В», полученный при возбуждении излучением ArF лазера с энергией кванта 6.4 эВ.

### 2.3 Экспериментальное наблюдение восстановления ионов $\text{Yb}^{3+}$ до двухвалентного состояния в результате возбуждения состояния с переносом заряда

Известно, что в алюминатных кристаллах ионы  $\text{Yb}^{2+}$  имеют несколько полос поглощения в УФ диапазоне длин волн, соответствующих переходам из основного 4f состояния в одно из возбужденных 5d состояний с максимумами на 410, 345 и 300 нм (3, 3.6 и 4.1 эВ) [104]. Аналогичные полосы поглощения наблюдали авторы [93, 111] в спектре алюмосиликатного стекла, изготовленного в условиях восстановительной атмосферы. В свою очередь, излучательная релаксация ионов  $\text{Yb}^{2+}$  из 5d состояния в 4f характеризуется полосой люминесценции с максимумом на ~550 нм (~2.3 эВ), регистрируемой даже при комнатной температуре [104].

С целью изучения оптических свойств ионов двухвалентного иттербия в стекле состава  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Yb}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$  была изготовлена заготовка в условиях восстановительной атмосферы, обеспечивающей восстановление некоторой части трехвалентных ионов иттербия до двухвалентного состояния, - образец «Г». Спектр начального поглощения этого образца приведен на Рис. 30. Применяя процедуру аппроксимации спектра функциями Гаусса, удалось выявить 5 полос поглощения с максимумами на 3.1, 3.7, 4.1, 4.6 и 5.2 эВ, из которых полосы на 3.1, 3.7 и 4.1 эВ могут быть отнесены к поглощению ионов  $\text{Yb}^{2+}$  [104].

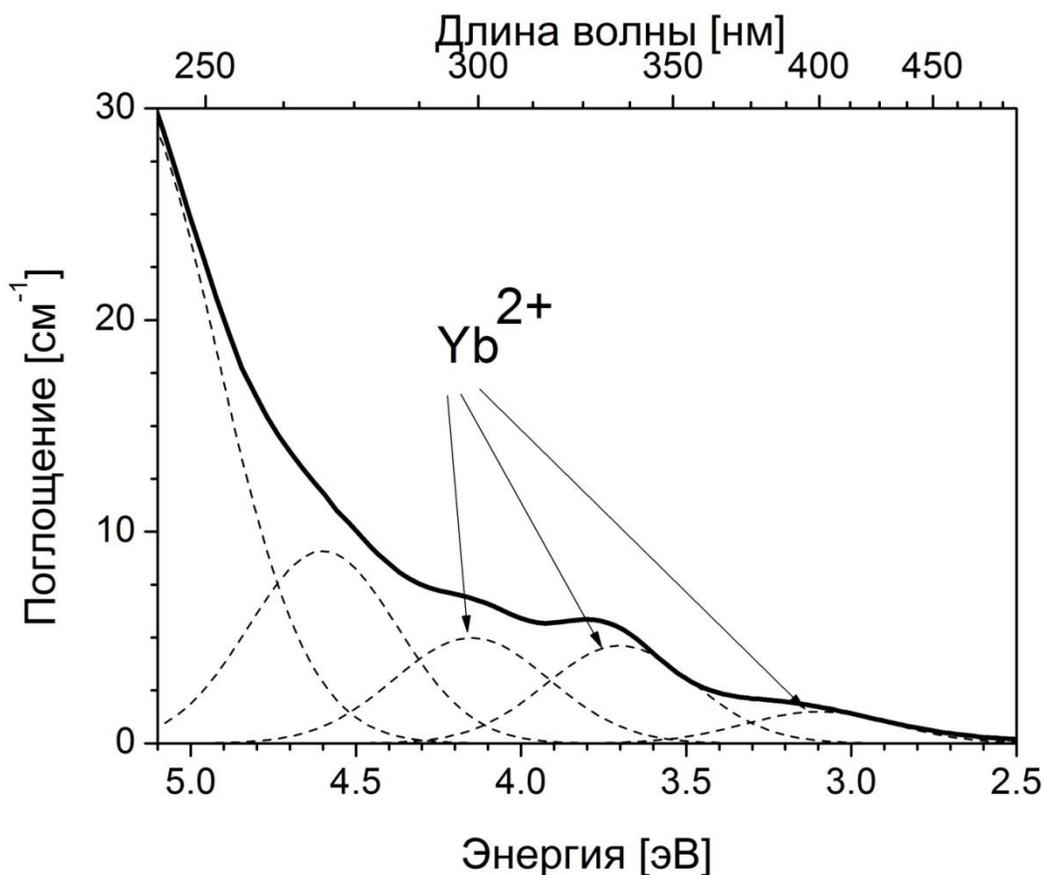


Рисунок 30. Спектр начального поглощения образца «Г».

Появление аналогичных полос можно было ожидать в спектре образца «Б» после его облучения ИК излучением (фотопотемнение) с длиной волны 915 нм. Однако форма спектра поглощения облученного образца оказалась слишком сложной для того, чтобы убедительно выявить характерные полосы поглощения ионов  $\text{Yb}^{2+}$  (Рис. 31). Предположив, что полосы поглощения двухвалентного иттербия перекрываются полосами поглощения Al-ОНС, была предпринята попытка устранить или хотя бы уменьшить их вклад. Как известно из результатов анализа спектров ЭПР [112], образование Al-ОНС не происходит в присутствии в сетке стекла молекулярного водорода, который активно реагирует с этими центрами и формирует устойчивые гидроксильные группы, не имеющие полос поглощения в видимом диапазоне длин волн. Облучив ИК излучением предварительно насыщенный молекулярным водородом образец «Б», нам удалось зарегистрировать наблюдаемые ранее в образце «Г» полосы поглощения с максимумами на 3.1, 3.7 и 4.1 эВ (Рис. 32), отнесенные к полосам поглощения ионов  $\text{Yb}^{2+}$ .

Появление двухвалентных ионов иттербия в облученных УФ либо ИК излучением образцах «Б» было зафиксировано также и в спектрах люминесценции: при облучении образцов излучением УФ диода с длиной волны 380 нм (3.25 эВ, которое попадает в одну из полос поглощения ионов двухвалентного иттербия) удалось зарегистрировать характерную для ионов  $\text{Yb}^{2+}$  полосу люминесценции с максимумом на  $\sim 2.3$  эВ (Рис. 33, а). Аналогичная полоса люминесценции наблюдалась и в образце «Г», изначально имеющем часть ионов иттербия в двухвалентном состоянии (Рис. 33, б).

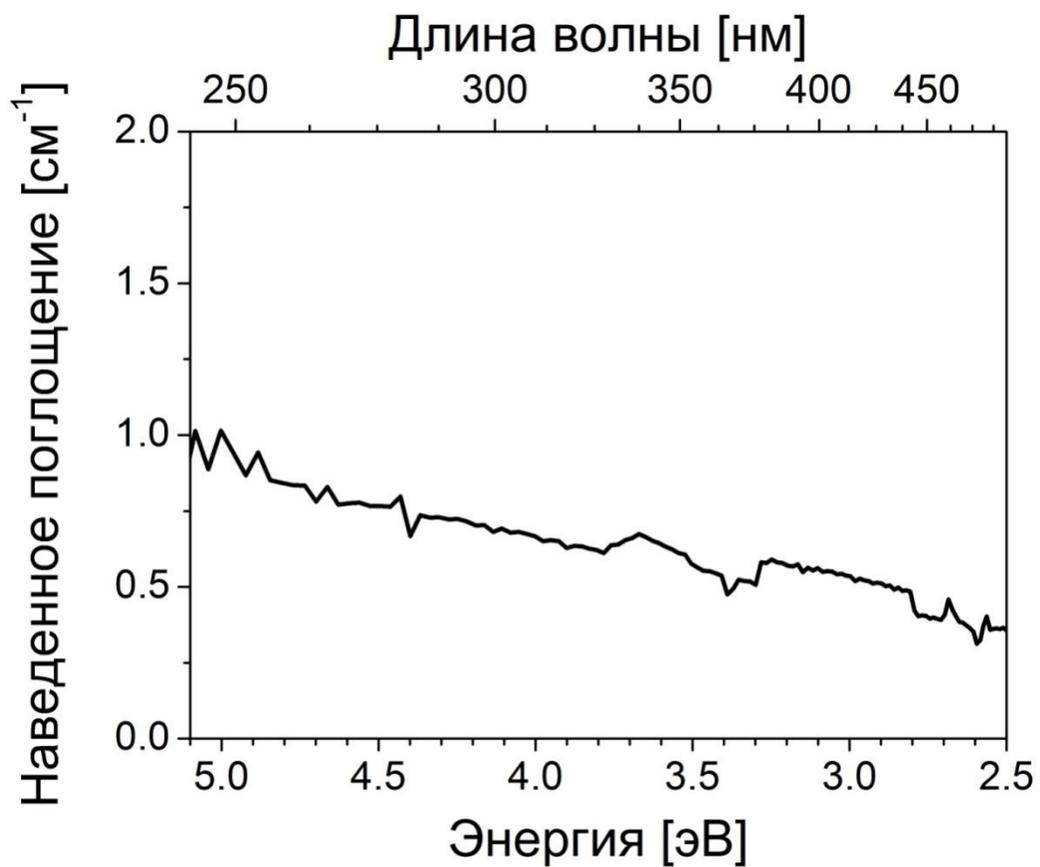


Рисунок 31. Спектр наведенного поглощения в образце «Б» после его облучения ИК излучением с длиной волны 915 нм.

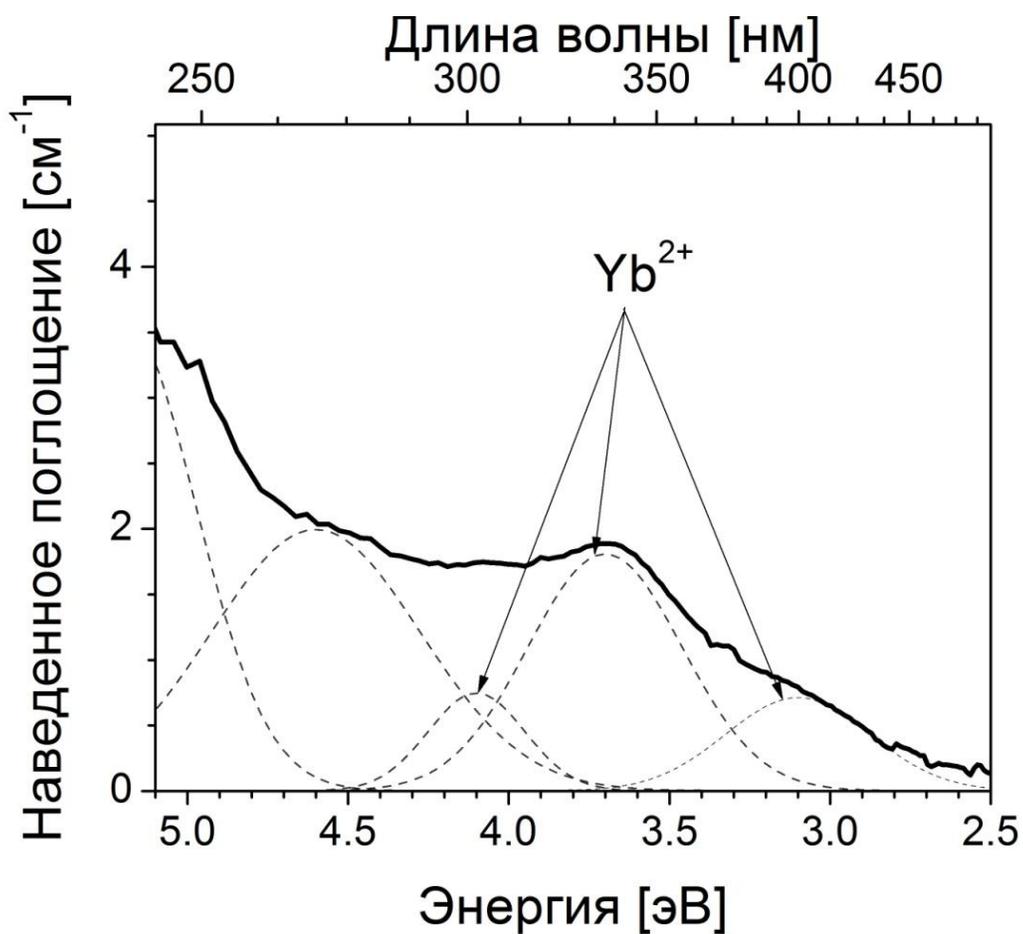


Рисунок 32. Спектр наведенного поглощения в предварительно насыщенном молекулярным водородом образце «Б» после его облучения ИК излучением с длиной волны 915 нм.

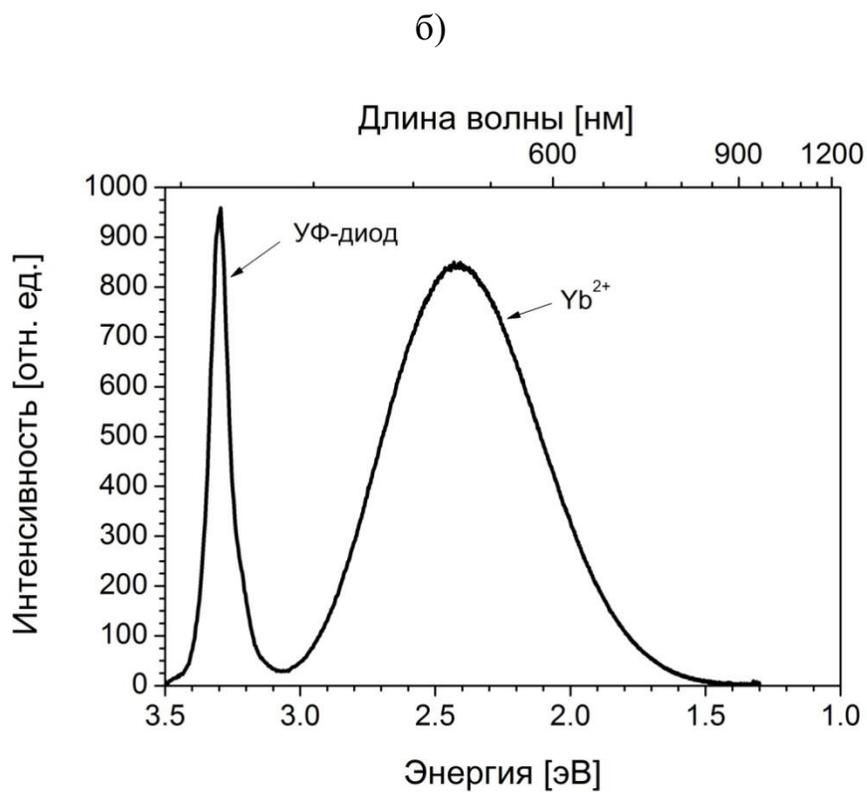
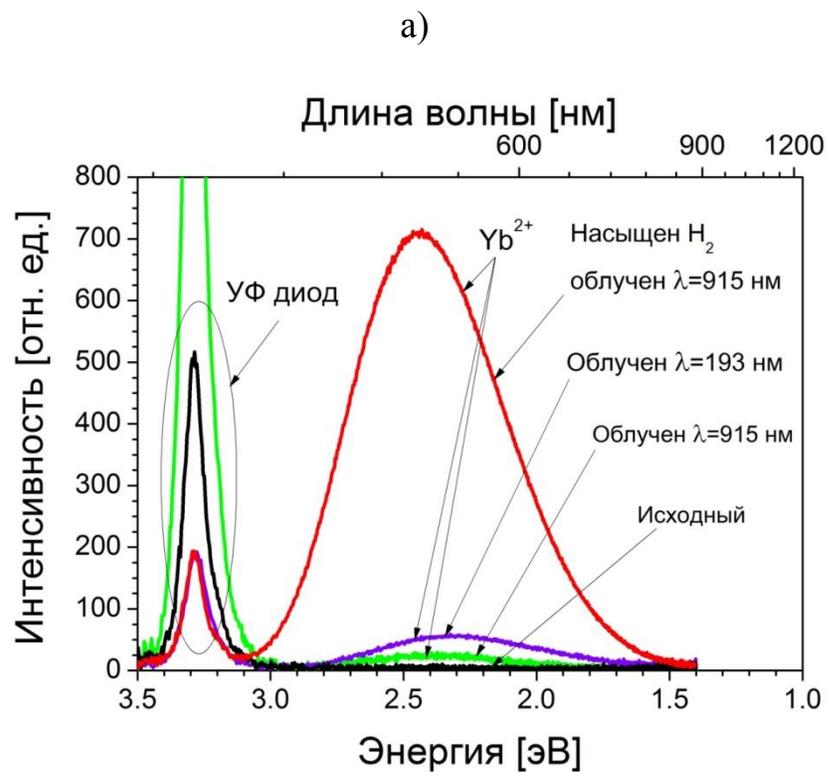


Рисунок 33. Спектры люминесценции при возбуждении излучением УФ диода с энергией кванта 3.25 эВ а) образца «Б», б) образца «Г».

## 2.4 Повышение стойкости к фотопотемнению

Как известно из литературных данных [68], значительно увеличить стойкость иттербиевых кварцевых световодов к фотопотемнению возможно за счет использования фосфоросиликатной стеклянной матрицы. В свете описанных выше фактов, подтверждающих ключевую роль возбуждения состояния с переносом заряда в процессе фотопотемнения, можно легко объяснить наблюдаемое явление. Как видно на Рис. 34, максимум полосы поглощения СПЗ в фосфоросиликатном образце «В» сдвинут в область больших энергий относительно первой низкоэнергетичной полосы СПЗ в алюмосиликатном образце «Б» на  $\sim 1.5$  эВ, т.е. чуть более, чем на энергию одного возбужденного иона  $\text{Yb}^{3+}$ . В результате чего, для образования одного ОНС в фосфоросиликатном стекле требуется энергия взаимодействия не четырех (как в случае алюмосиликатного стекла), а, как минимум, пяти близко расположенных ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , что является гораздо менее вероятным процессом и проявляется в существенном замедлении динамики наведения оптических потерь.

Необходимо отметить, что использование фосфоросиликатной матрицы позволяет эффективно подавить эффект фотопотемнения, однако для обеспечения достаточной растворимости ионов иттербия, как правило, требуются относительно высокий уровень легирования кварцевого стекла оксидом фосфора, в результате чего происходит существенный рост показателя преломления сердцевины активного световода. Поскольку в случае световодов с большим диаметром поля моды, необходимо снижать показатель преломления сердцевины для обеспечения одномодового (либо близкого к одномодовому) режима работы, и использование фосфоросиликатной матрицы в таком случае неприемлемо. Решение проблемы заключается в использовании фосфороалюмосиликатной (ФАС) стеклянной матрицы, которая при

приблизительно эквимольном содержании оксидов алюминия и фосфора имеет показатель преломления близкий к показателю преломления нелегированного кварцевого стекла [26]. Ранее было показано, что ФАС матрица при избытке оксида фосфора проявляет практически такую же стойкость к эффекту ФП, как и фосфоросиликатная матрица [14]. В свою очередь, при избытке оксида алюминия наблюдается поведение, свойственное алюмосиликатной матрице. В рамках рассматриваемой модели возбуждения состояния с переносом заряда, стойкость к эффекту фотопотемнения ФАС матрицы с избытком оксида фосфора (отношение концентраций  $P/Al = 1.5$ ) легко объяснить: в ФАС матрице полоса СПЗ наблюдается в той же области, что и в фосфоросиликатной матрице – на  $\sim 6.5$  эВ (Рис. 36, темно-синяя кривая).

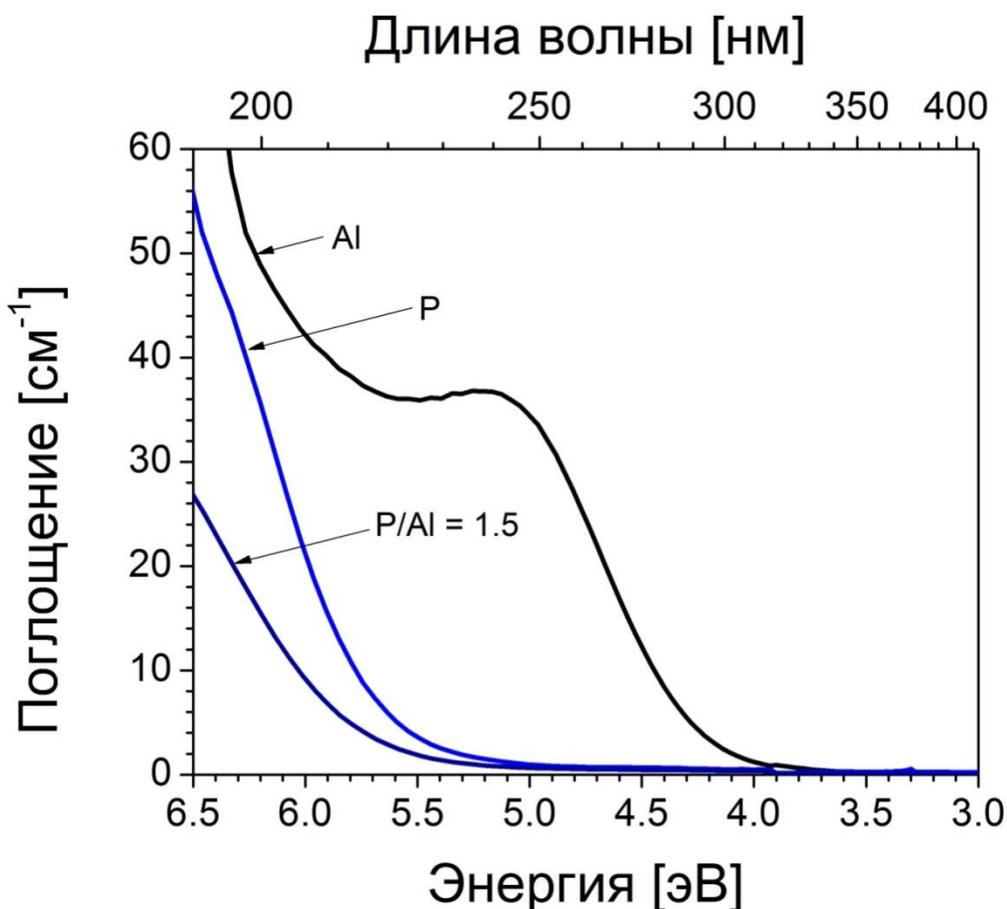


Рисунок 34. Спектры начального поглощения ФС, АС и ФАС световодов.

## 2.5 Выводы

В данной главе методами анализа спектров поглощения и люминесценции кристалла  $\text{Yb:YAG}$  и иттербий-содержащих кварцевых стекол с различными добавками было показано, что, при воздействии ИК излучения накачки на рассматриваемые образцы, происходит возбуждение состояния с переносом заряда – экспериментально наблюдается люминесценция с переносом заряда. Были получены экспериментальные доказательства восстановления трёхвалентных ионов иттербия до двухвалентного состояния при облучении образцов УФ- и ИК-излучением: в спектре поглощения фотопотемненных образцов зарегистрированы полосы поглощения, соответствующие ионам  $\text{Yb}^{2+}$ , в спектре люминесценции фотопотемненных образцов зарегистрированы полосы люминесценции, соответствующие ионам  $\text{Yb}^{2+}$ . В свете установленной модели фотопотемнения дано объяснение причины более высокой стойкости к данному эффекту световодов, легированных фосфором и ФАС световодов с избытком фосфора.

## ГЛАВА 3. ПРОЦЕСС ДЕГРАДАЦИИ МОДЫ В МОЩНЫХ ИТТЕРБИЕВЫХ ИМПУЛЬСНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ [А7-А11]

Эффект фотопотемнения, рассмотренный в предыдущей главе, в первом приближении не должен зависеть от того, какой используется лазер, непрерывный или импульсный. Решающее значение имеет лишь распределение инверсии ионов  $\text{Yb}^{3+}$  по длине активного световода. В то же время, долговременных исследований деградации характеристик активного световода в импульсных системах (особенно с высокой пиковой мощностью) вплоть до начала работы над диссертацией не проводилось. Первоначальной целью настоящей главы являлось выявление особенности деградации иттербиевых световодов в импульсных волоконных лазерах и усилителях с высокой пиковой мощностью.

### 3.1 Экспериментальное наблюдение эффекта модовой деградации

#### 3.1.1 Исследуемые БМП световоды

Для проведения экспериментов методом модифицированного осаждения из газовой фазы (modified chemical vapor deposition, MCVD) было изготовлено несколько заготовок световодов со ступенчатым ППП и приблизительно одинаковой концентрацией оксида иттербия, но с разной концентрацией оксидов алюминия, фосфора и германия в сердцевине. Выбор матриц был обусловлен тем фактом, что алюмосиликатное (АС) стекло отличается малой стойкостью к эффекту ФП [64], фосфороалюмосиликатное (ФАС) стекло отличается практически полным отсутствием эффекта ФП [14], а германосиликатное (ГС) стекло характеризуется повышенной чувствительностью к эффекту ФП [90]. Из заготовок были вытянуты анизотропные световоды (типа PANDA) с различным диаметром сердцевины (Световоды №№ 2, 3). В качестве Световода №1 использовался коммерчески

доступный световод Yb1200-25/250DC-PM фирмы Thorlabs. Световоды № 1 и № 2 имели кварц-полимерную конструкцию, то есть излучение накачки распространялось в кварцевой оболочке за счет полного внутреннего отражения от полимерной оболочки. Световод № 3 имел кварц-кварцевую конструкцию, то есть роль отражающей оболочки для излучения накачки играл слой кварцевого стекла, легированного фтором. Все световоды с целью повышения порога нелинейных эффектов были изготовлены с увеличенным диаметром сердцевины и не были одномодовыми на рабочей длине волны системы 1030 нм (подавление высших мод достигалось изгибом световода). Характеристики световодов приведены в Таблице 1.

Таблица 2. Характеристики используемых БПМ световодов и условия проведения экспериментов

Световод №	Матрица	Концентрация				Длина волны отсечки, нм	Длительность эксперимента, ч	Пиковая мощность, кВт
		Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , % мол.	P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> , % мол.	GeO <sub>2</sub> , % вес.	Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , % вес.			
1	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / SiO <sub>2</sub>	0.9	-	-	1.5	2000	70	115
2	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /P <sub>2</sub> O <sub>5</sub> / Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub>	2.6	4.3	-	1.5	1400	1500	212
3	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /GeO <sub>2</sub> / Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /SiO <sub>2</sub>	3	-	0.7	2.1	1300	250 (для 915 нм) 850 (для 976 нм)	96 (для 915 нм) 230 (для 976 нм)

### *3.1.2 Экспериментальная установка*

Для проведения экспериментов была реализована типичная схема усилителя мощности задающего генератора (master oscillator power amplifier, МОРА), состоящая из задающего источника импульсов, предусилительных каскадов с накачкой по сердцевине, акусто-оптического модулятора, стоящего между предусилительных каскадов, уменьшающего частоту следования импульсов для увеличения их энергии, и финального усилительного каскада на основе БПМ световода (Рис. 35). Все компоненты системы сохраняли поляризацию усиливаемых импульсов и состыковывались с помощью стандартного сварочного оборудования, поддерживающего сварку световодов сохраняющих поляризацию введенного излучения. В качестве источника исходных импульсов использовался коммерчески доступный генератор фирмы Fianium Ltd, излучающий импульсы длительностью 13 пс с центральной длиной волны 1030 нм и частотой повторения 20 МГц. Параметры системы были настроены таким образом, чтобы получить на входе в исследуемый БПМ световод импульсы с полной шириной на уровне половинной амплитуда  $\sim 2$  нм следующих с частотой 2 МГц.

Финальный усилительный каскад системы был реализован на БПМ световодах, характеристики которых приведены в Таблице 1. Во всех экспериментах длина БПМ световодов составляла  $\sim 1.5$  метра. Для того, чтобы реализовать одномодовый режим работы, БПМ световод наматывался в один слой и надежно фиксировался на алюминиевом цилиндре диаметром 60 мм – столь малый диаметр позволял добиться значительных потерь для высших мод. Для обеспечения охлаждения световода, на торцевой поверхности алюминиевого цилиндра располагался радиатор с вентилятором. Выходной торец БПМ световода полировался под углом 8 градусов для предотвращения

возникновения обратной связи и фиксировался на алюминиевой пластине с помощью термостойкого эпоксидного клея.

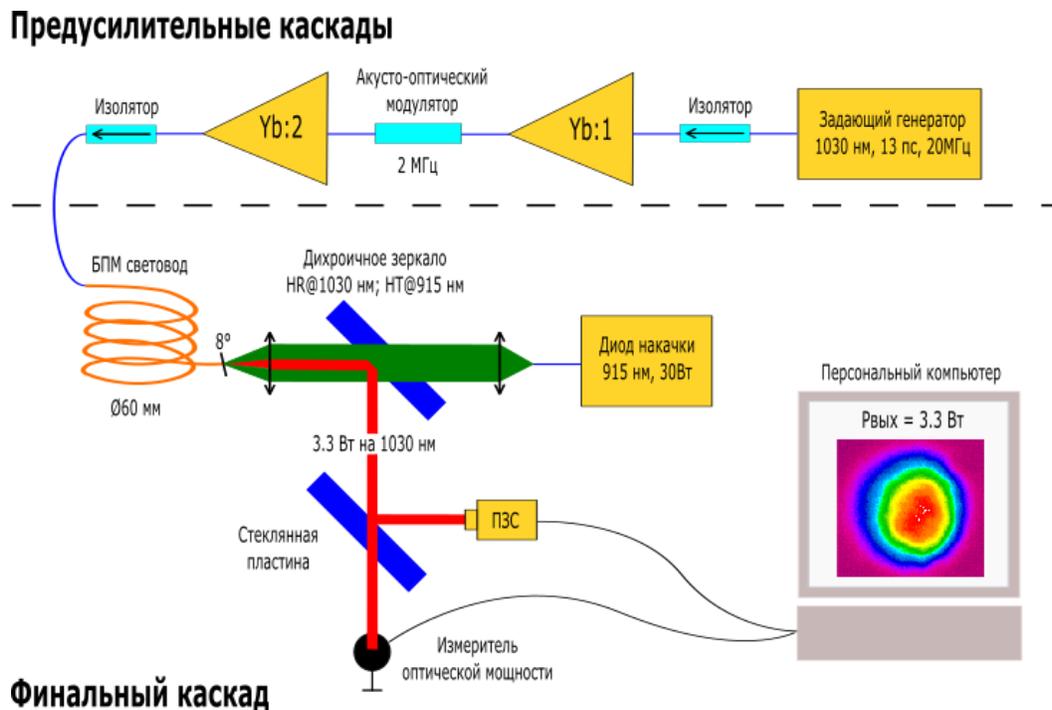


Рисунок 35. Экспериментальная установка. Yb:1, Yb:2 предусилительные каскады, ПЗС – камера с ПЗС-матрицей.

Излучение многомодовой накачки вводилось в первую отражающую оболочку БПМ световода навстречу усиливаемому сигналу с помощью системы линз и дихроичных зеркал. В качестве источника излучения накачки использовались либо многомодовый полупроводниковый диод с центральной длиной волны 915 нм и максимальной мощностью 30 Вт, либо многомодовый диод с центральной длиной волны 976 нм и максимальной мощностью 50 Вт. Величина мощности накачки подбиралась таким образом, чтобы получить на выходе из БПМ световода несколько ватт усиленного сигнала (~3 Вт), что соответствовало пиковой мощности ~200 кВт.

Во время экспериментов осуществлялся непрерывный контроль формы выходной моды с помощью камеры с ПЗС-матрицей (Spiricon SP980) и контроль выходной мощности с помощью измерителя оптической мощности (Ophir 30(150)A-SH-V1). В ряде экспериментов также осуществлялся контроль параметра  $M^2$  выходного излучения с помощью коммерчески доступной установки  $M^2$ MS-BC106VIS фирмы Thorlabs.

### *3.1.3 Первые результаты экспериментов по исследованию деградации итербиевых световодов в импульсном волоконном лазере*

В ходе эксперимента со световодом №1 (отличающимся средней чувствительностью к эффекту ФП), проводившегося непрерывно в течение 70 часов, помимо ожидаемого характерного уменьшения выходной мощности, связанной с эффектом ФП, наблюдалось постепенное изменение пространственного распределения интенсивности выходного излучения (см. Рис. 36, вставки). В начале эксперимента распределение интенсивности выходного излучения было близко к Гауссовому распределению фундаментальной моды  $LP_{01}$  благодаря реализованному квазиодномодовому режиму работы усилителя. Однако с течением времени наблюдалось плавное изменение распределения интенсивности, в конечном итоге приведшее к значительному качественному изменению модового состава выходного излучения. Эксперимент был остановлен, когда на выходе усилителя было зарегистрировано распределение интенсивности, характерное для первой высшей моды  $LP_{11}$ . Повторение эксперимента с ранее не использовавшимся («исходным») отрезком световода №1 приводило к аналогичному результату. Световоды, в которых наблюдался эффект изменения пространственного распределения интенсивности (формы) выходной моды (далее «эффект деградации выходной моды»), далее будем называть «деградировавшими».

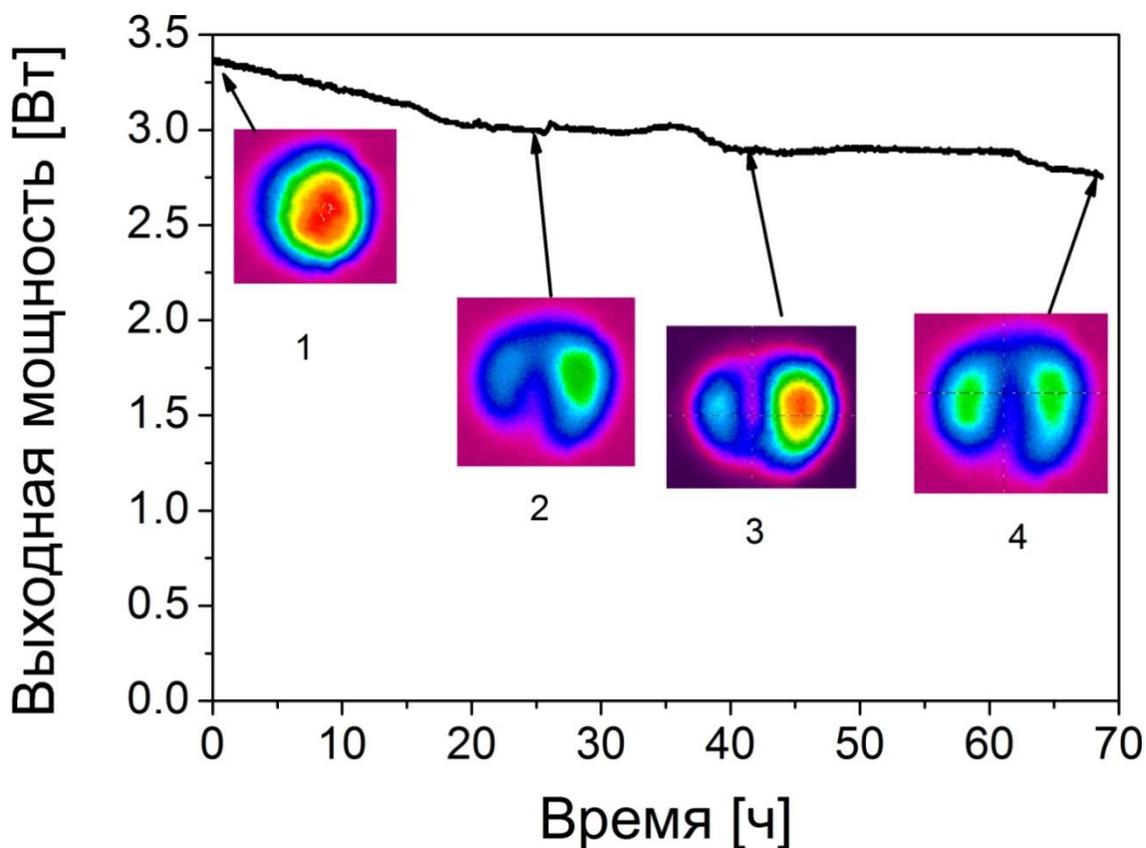
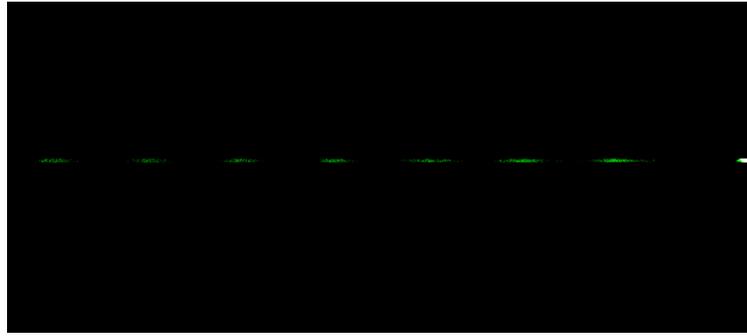


Рисунок 36. Типичная временная зависимость средней выходной мощности и распределения интенсивности для световода №1.

Во время проведения эксперимента на выходном конце световода №1 наблюдалась характерная кооперативная люминесценция иттербиевых ионных пар  $\text{Yb}^{3+}$  [28]. В начале эксперимента интенсивность люминесценции была одинакова на всей длине регистрируемого участка, однако приблизительно через 15 часов появилась модуляция интенсивности люминесценции по длине с периодом  $\sim 1.5$  мм (Рис. 37). При дальнейшем проведении эксперимента приблизительно через 60 часов модуляция интенсивности исчезла. Наблюдаемый эффект можно объяснить интерференцией основной и первой высшей моды, которая начинает проявляться в процессе работы исследуемого световода в усилителе. В начале эксперимента в наблюдаемой части

распространялась только основная мода (Рис. 36, вставка 1), а приблизительно через 15 часов на выходе из световода наблюдалась суперпозиция первой высшей и фундаментальной мод (Рис. 36, вставка 2), интерференция которых вызывала модуляцию интенсивности кооперативной люминесценции: в максимумах интерференционной картины находились минимумы кооперативной люминесценции, в минимумах – максимумы. Период биений между фундаментальной и первой высшей моды может быть оценен по формуле  $\Lambda = \lambda / \Delta n_{\text{eff}}$ . Для исследуемого световода №1 на длине волны 1030 нм  $n_{\text{eff}}^{\text{LP01}} = 1.451522$  и  $n_{\text{eff}}^{\text{LP11}} = 1.451205$ , что дает период  $\sim 3.2$  мм. В два раза большее значение расчетного периода по сравнению с наблюдаемым объясняется тем, что распределение электрического поля в моде  $\text{LP}_{11}$  не симметрично и максимум интерференции достигается то в одном “лепестке” моды, то в другом. Как следствие вариация интенсивности люминесценции имеет удвоенный период. Через 60 часов на выходе световода наблюдалась только первая высшая мода  $\text{LP}_{11}$  и поэтому модуляция интенсивности кооперативной люминесценции исчезала.

а)



б)

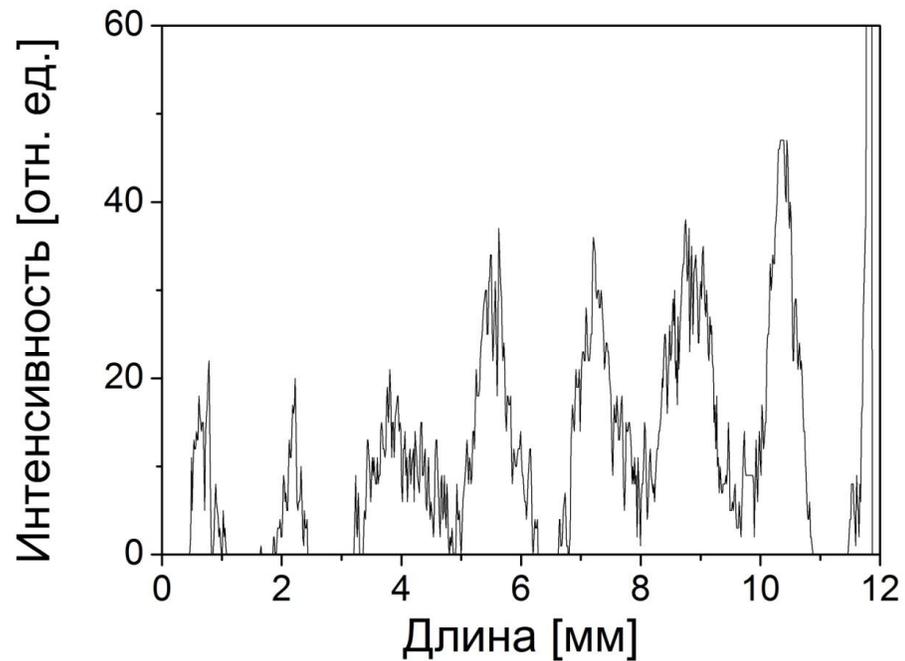
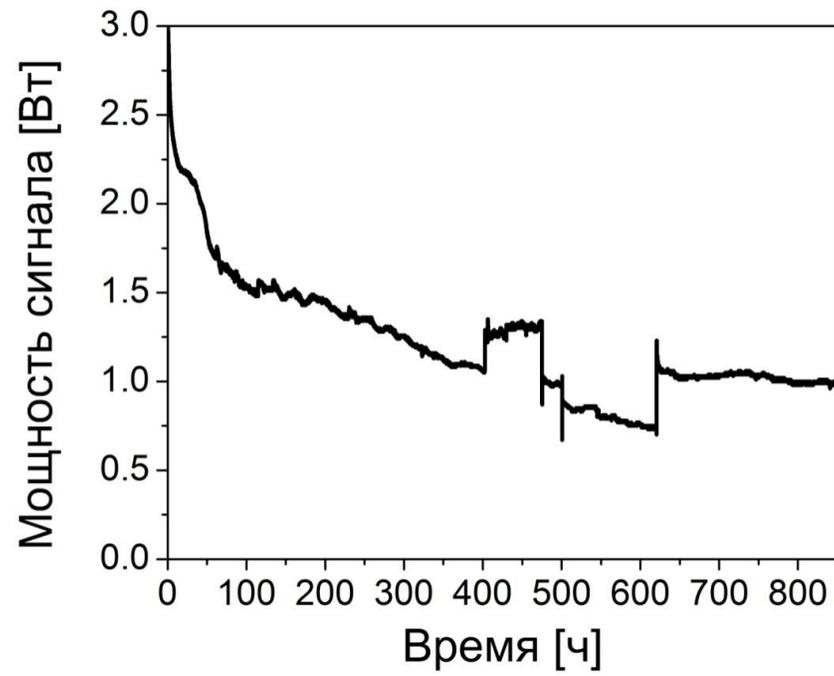


Рисунок 37. Модуляция кооперативной люминесценции на последних 12 мм световода №1: а) фотография выходного конца световода сбоку, б) изменение интенсивности кооперативной люминесценции по длине выходного конца световода.

Аналогичный эффект деградации выходной моды был обнаружен и при использовании в усилителе остальных двух световодов. При проведении

эксперимента со световодом №2 (наиболее стойким к эффекту ФП) для полной конверсии основной моды в моду  $LP_{11}$  потребовалось порядка 1500 часов. С наиболее чувствительным к эффекту ФП световодом №3 было проведено две серии экспериментов, отличавшихся источником излучения накачки. При использовании многомодового диода с центральной длиной волны 915 нм не удалось зарегистрировать полную конверсию фундаментальной моды в первую высшую моду, максимальная деградация наблюдалась через 250 часов с начала эксперимента. При использовании многомодового диода с центральной длиной волны 976 нм полная конверсия наблюдалась через 850 часов с начала эксперимента. При этом мощность на выходе системы уменьшилась в три раза (см. Рис. 38, а). Резкие пики на временной зависимости выходной мощности имеют искусственную природу. Увеличение мощности в области 400 и 620 часов вызвано увеличением мощности накачки для компенсации наведенных оптических потерь, с целью сохранения величины пиковой мощности на достаточно высоком уровне. Уменьшение мощности в районе 450 и 500 часов вызвано выходом из строя части излучателей внутри многомодового диода накачки: использованные дихроичные зеркала имели коэффициент пропускания на длине волны сигнала порядка нескольких процентов, в результате в диод накачки попадала часть усиленного сигнала, которой было достаточно для вывода из строя части чипов диода. Временная зависимость параметра  $M^2$  показана на Рис 38, б: в начале эксперимента он составлял 1.3/1.1 (распределение интенсивности приведено на левой вставке), а через 850 часов – 1.76/1.18 (правая вставка).

а)



б)

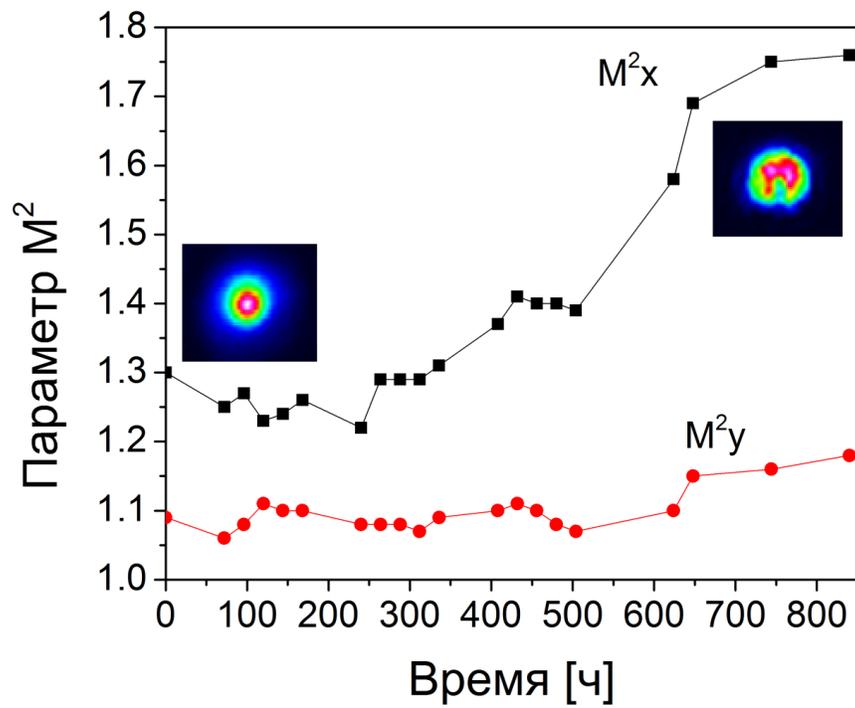


Рисунок 38. Временные зависимости выходной мощности (а) и параметра  $M^2$  для световода №3 с накачкой 976 нм.

### **3.2 Предлагаемый механизм обнаруженного эффекта деградации формы выходной моды**

Необходимо отметить, что обнаруженный нами эффект, в определенном смысле, подобен эффекту модовой нестабильности, который был обнаружен при работе волоконных иттербиевых лазеров с мощностью 0.6-1 кВт [75-81], поскольку в обоих случаях наблюдается перекачка мощности из фундаментальной моды в первую высшую. Существенным различием является лишь то, что эффект модовой нестабильности является пороговым и обратимым, то есть после уменьшения мощности лазера деградация формы моды исчезала, кроме того в случае эффекта модовой нестабильности характерное время, в течение которого на выходе световода мода меняет свою пространственную форму, составляет миллисекунды, а в случае обнаруженного нами эффекта деградации формы выходной моды это время составляет десятки и сотни часов. Можно предположить, что механизм перекачки мощности из фундаментальной моды в первую высшую одинаков – это появление длиннопериодной решетки показателя преломления, период которой в точности соответствует резонансной перекачке мощности между двумя указанными модами. Природа же эффектов, приводящих к образованию длиннопериодной решетки, по нашему мнению, различна. Так известно, что в случае эффекта модовой нестабильности длиннопериодная решетка является термически-индуцированной. В случае эффекта деградации формы моды основным (либо одним из основных) эффектом, который может приводить к локальному изменению показателя преломления, является фотопотемнение. Так в местах локальных максимумов интерференции первой и второй мод инверсия ионов иттербия минимальна, а в местах локальных минимумов интенсивности электрического поля инверсия максимальна. Как следствие, скорость фотопотемнения в данных областях разная, и, соответственно, концентрация

дефектов, наводимых в результате фотопотемнения, периодически изменяется по длине световода. Из литературы известно, что данные дефекты могут приводить к изменению показателя преломления сердцевины до уровня  $1 \times 10^{-5}$  [113].

Похожая модель была предложена в теоретической работе, автор которой предсказывал существование нового эффекта – квазистатичной модовой деградации, который по своей сути похож на эффект модовой нестабильности, однако в этом случае спусковым механизмом для проявления термической решетки является фотоиндуцированная ДРПП, т.е. наведенная в результате процесса фотопотемнения [82]. Связь эффекта с процессом ФП обуславливает, во-первых, гораздо более длительные временные интервалы наблюдения – требуются десятки и сотни часов для наблюдения модовой деградации (зависит от временной константы фотопотемнения), во-вторых, квазистатичность процесса – уменьшение мощности накачки не приводит к мгновенному восстановлению распределения интенсивности, характерного для фундаментальной моды, на выходе системы. Согласно предложенной модели [82], при работе усилителя с попутным вводом излучения накачки, интерференция между фундаментальной  $LP_{01}$  и первой высшей  $LP_{11}$  модами (Рис. 39, а, синяя кривая) приводит к модуляции наведенных в результате фотопотемнения потерь (серая область). Наведенные дефекты вызывают увеличение показателя преломления стекла, следовательно, увеличиваются и эффективные показатели преломления мод:  $n_{\text{eff}}$  моды  $LP_{01}$  увеличивается сильнее, чем для моды  $LP_{11}$ , из-за большего интеграла перекрытия моды с сердцевиной. В результате чего, период биений между модами сокращается и интерференционная картина сдвигается в сторону входного конца световода (Рис. 39, б). Таким образом, интерференционная картина движется, наводит новые потери и затирает старые до тех пор, пока не будет достигнут уровень

насыщения фотопотемнения. Периодическая структура наведенных потерь в результате фотопотемнения поглощает энергию фундаментальной моды, в результате чего образуется дополнительная термическая ДРПП, имеющая небольшой фазовый сдвиг относительно интерференционной решетки (Рис. 39, в).

Необходимо отметить, что данная теоретическая статья была опубликована через несколько месяцев после выхода нашей первой публикации, посвященной обнаруженному нами эффекту деградации формы моды [114].

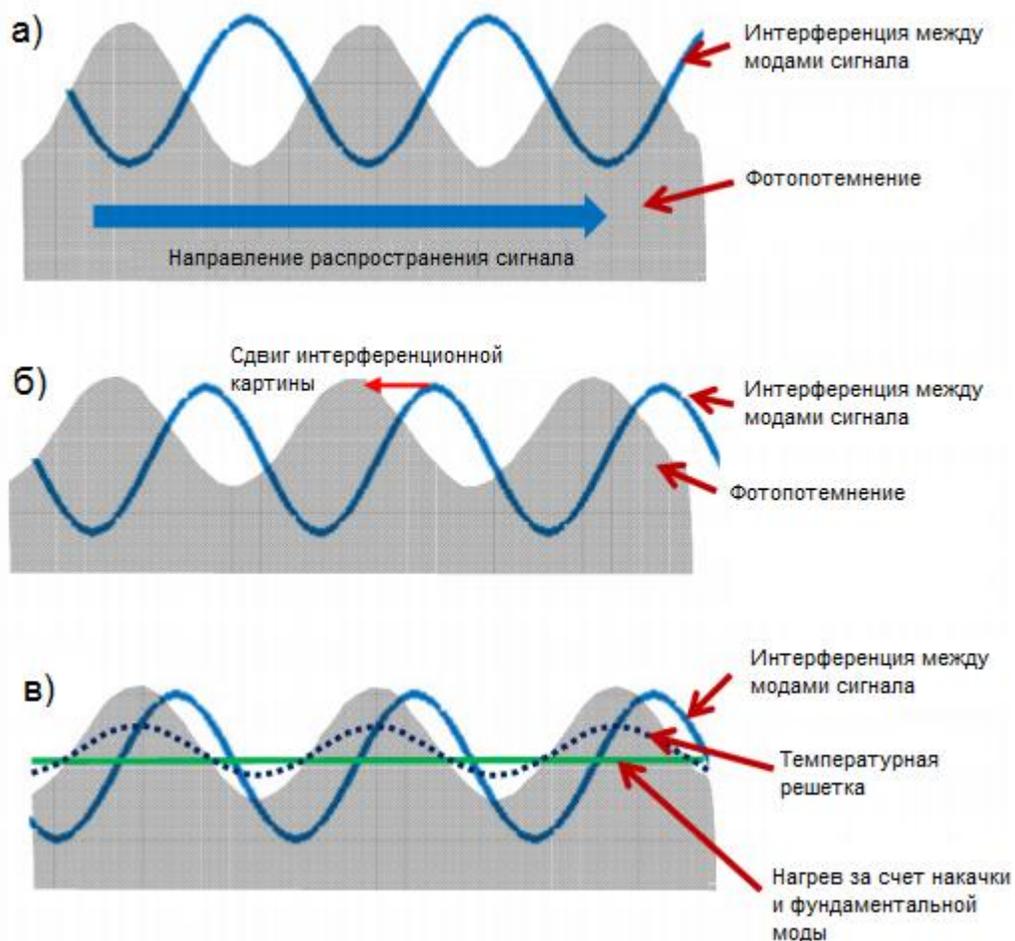


Рисунок 39. Механизм процесса деградации формы моды [82].

### **3.3. Исследование деградировавших световодов**

В ходе проведения экспериментов было обнаружено, что ни уменьшение мощности накачки, ни перезапуск системы не приводят к восстановлению качества выходного излучения. Таким образом, обнаруженный нами эффект является необратимым, что говорит в пользу предположения о его связи с эффектом фотопотемнения. Логичным шагом для финального подтверждения справедливости этого предположения являлось экспериментальное наблюдение наведенной длиннопериодной решетки показателя преломления. Поэтому образцы деградировавших световодов были подвергнуты дальнейшим исследованиям вне волоконного усилителя, т.е. без излучения накачки. Наиболее удобным для исследования из имеющихся световодов оказался световод №2. Во-первых, он имел среднюю по величине длину волны отсечки, что позволило относительно легко осуществить селективное возбуждение фундаментальной и первой высшей мод. Во-вторых, вторая отражающая оболочка в этом световоде была из полимера, имеющего низкий показатель преломления, что позволило легко «выводить» высшие моды из первой отражающей оболочки, удаляя полимерное покрытие и помещая световод в иммерсию.

#### *3.3.1 Наблюдение эффекта деградации в деградировавшем световоде без излучения накачки*

Чтобы удостовериться, что обнаруженный нами эффект конверсии сохраняется и без излучения накачки, были проведены эксперименты по селективному возбуждению мод в отрезке исследуемого световода. Из-за относительно высокой концентрации иттербия, на 1.5 метрах исследуемого световода излучения сигнала с длиной волны 1030 нм полностью поглощалось. Поэтому для экспериментов был взят отрезок длиной 0.5 метра со стороны

ввода излучения накачки (то есть с той, где был максимальный усиливаемый сигнал), а длина волны сигнала была смещена до 1064 нм.

Схема экспериментальной установки приведена на Рис. 40: излучение узкополосного оптического источника с длиной волны 1064 нм вводилось в одномодовый световод с длиной волны отсечки 900 нм, а затем вводилось в отрезок деградировавшего световода, на выходе которого находилась камера с ПЗС-матрицей. Ввод излучения в БПМ световод осуществлялся с помощью стандартного сварочного аппарата: для возбуждения фундаментальной моды световоды юстировались соосно, а для возбуждения первой высшей моды создавалось некоторое смещение осей свариваемых световодов. Аналогичный эксперимент для сравнения проводился и с неиспользованным ранее отрезком световода №2 (исходный образец).

При соосной юстировке на выходе исходного световода наблюдалась фундаментальная мода, в то время как на выходе деградировавшего световода наблюдалось пространственное распределение интенсивности, характерное для моды  $LP_{11}$  (Рис 40, а). Для того, чтобы обеспечить одинаковые условия возбуждения фундаментальной моды, световоды были сварены в автоматическом режиме с выравниванием по оболочке (Рис 40, б): наблюдаемый результат был идентичен предыдущему. При попытке возбудить первую высшую моду в исходном световоде регистрировалась мода  $LP_{11}$ , а в деградировавшем – суперпозиция мод  $LP_{01}$  и  $LP_{11}$  с различной долей мощности, зависящей от направления и величины осевого смещения (Рис. 40, в).

Таким образом, обнаруженный нами эффект деградации фундаментальной моды является стабильным и необратимым при нормальных условиях.

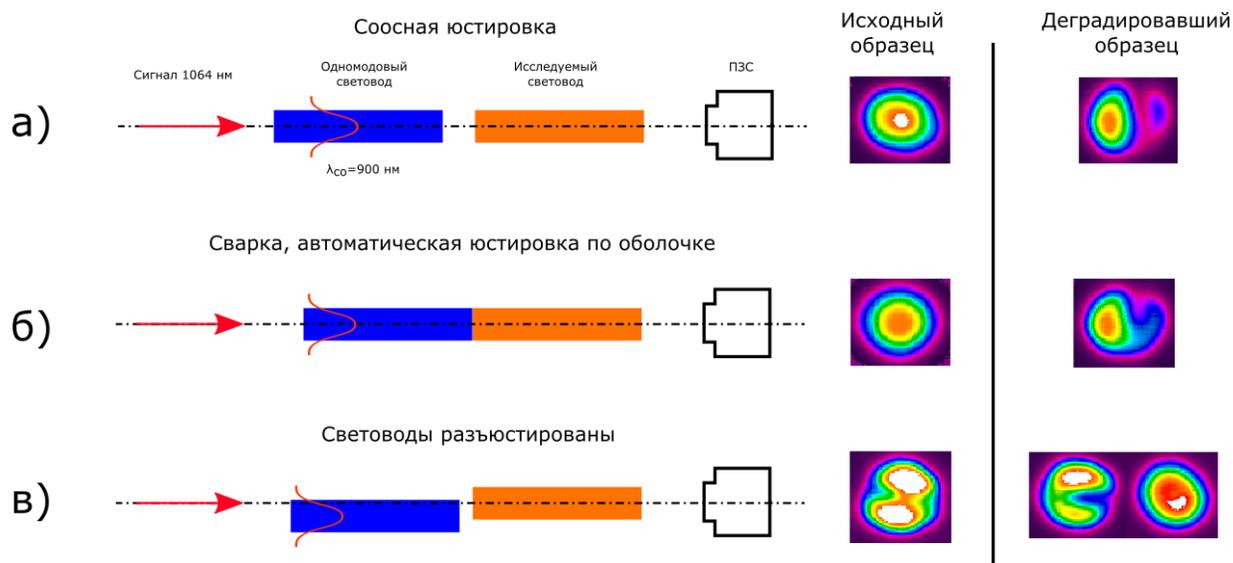


Рисунок 40. Селективное возбуждение фундаментальной моды без сваривания световодов (а), со свариванием световодов (б) и возбуждение моды  $LP_{11}$  в исходном и деградировавшем световодах.

### 3.3.2 Экспериментальная регистрация наведённой длиннопериодной решетки

Хорошо известно, что спектр пропускания ДРПП в одномодовом световоде с неотражающим полимером представляет собой набор из пиков поглощения, соответствующих длинам волн, на которых происходит связь основной моды с затухающими оболочечными модами. Для регистрации наведённой ДРПП была реализована схема, приведенная на Рис. 41: излучение галогеновой лампы проходило через управляемый компьютером монохроматор МДР2 и попадало в одномодовый световод с длиной волны отсечки 900 нм, который сваривался с образцом исследуемого световода. К выходу последнего подваривался одномодовый световод, соединённый с фотодиодом. Места сварки выполнялись в автоматическом режиме с соосной юстировкой. Исследуемый световод очищался от отражающего полимерного покрытия и

помещался в иммерсионную жидкость. Таким образом, на входе исследуемого световода возбуждалась фундаментальная мода, а высшие моды высвечивались благодаря иммерсии. Фотоприемник регистрировал лишь ту часть излучения, которая оставалась в фундаментальной моде на выходе из исследуемого световода. Регистрируя зависимость интенсивности прошедшего излучения от длины волны для «исходного» и деградировавшего световодов и, подставляя их

в формулу  $\alpha(\lambda) = 10 \times \frac{\log_{10}\left(\frac{I_{\text{исходн}}(\lambda)}{I_{\text{деград}}(\lambda)}\right)}{L_{\text{исслед.свет.}}}$ , мы получили спектр наведённых потерь для фундаментальной моды.

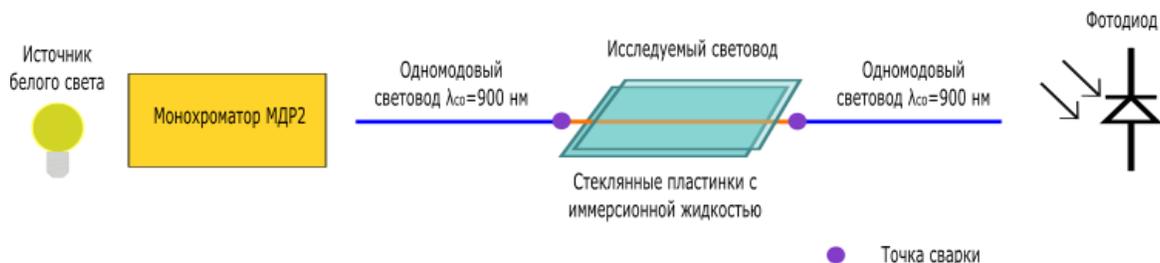


Рисунок 41. Схема установки для измерения наведённого поглощения для моды LP<sub>01</sub>.

Для данного эксперимента был взят отрезок 5 см с конца (то есть с той части, где усиливается сигнал имел наибольшую мощность) деградировавшего световода и такой же отрезок исходного световода №2. Необходимость выбора малой длины световодов была обусловлена высокой интенсивностью полосы поглощения ионов иттербия, край которой не позволял регистрировать изменения спектра в области 1030 нм при больших длинах световода.

Проведенные измерения выявили наличие характерных пиков повышенных потерь (Рис. 42). При возбуждении фундаментальной моды в исследуемом отрезке деградировавшего световода на длинах волн, совпадающих с максимумами полос (1020 и 1080 нм), на выходе наблюдалась

мода  $LP_{11}$  либо сумма мод  $LP_{01}$  и  $LP_{11}$  (Рис 42, вставки 2 и 3). А при возбуждении фундаментальной моды на длинах волн, совпадающих с минимумами спектра поглощения (1045 и 1150 нм), на выходе наблюдалась частично искажённая фундаментальная мода (Рис. 42, вставки 1 и 4). Достаточно очевидно, что наблюдаемые пики связаны с наведением ДРПП, обеспечивающей перекачку излучения из моды  $LP_{01}$  в моду  $LP_{11}$ . В то же время, форма наведённой ДРПП оказалась достаточно сложной, состоящей, как минимум, из двух пиков, что позволяет предположить более сложный механизм образования ДРПП, по сравнению с предложенным в пункте 3.2.

С помощью метода связанных мод [115] возможно смоделировать наведённую решетку по доступным параметрам (величина и ширина пика поглощения, расчётный период и длина ДРПП). Согласно нашим расчётам, для наведения зарегистрированной решетки достаточно увеличения показателя преломления стекла на  $10^{-5}$ , а, как было указано выше, такое изменение достижимо за счет наведения ЦО в ходе процесса ФП.

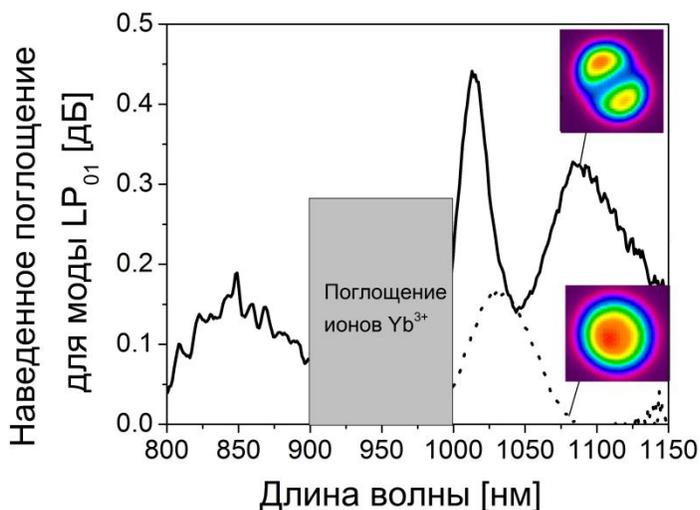


Рисунок 42. Спектр наведенного поглощения для фундаментальной моды в 5 см деградировавшего световода №2 и распределение интенсивности на выходе из него на разных длинах волн (вставки).

### *3.3.3 Фотообесцвечивание деградировавших световодов*

Известно, что величина наведенных в результате процесса фотопотемнения потерь может быть значительно уменьшена при облучении деградировавшего световода излучением с длиной волны около 500 нм [71]. Полное или частичное уменьшение зарегистрированной структуры ДРПП и исчезновение эффекта перекачки в фотопросветленном образце стало бы веским аргументом связи эффекта деградации моды с эффектом фотопотемнения.

В исследованный ранее отрезок деградировавшего образца №2 длиной 5 см в течение 60 минут вводилось излучение полупроводникового лазера с длиной волны 533 нм и мощностью 6 мВт. Излучение вводилось с помощью микрообъектива через торец световода. На Рис. 43 приведено сравнение спектра наведенного поглощения фундаментальной моды до (черная кривая) и после (красная прерывистая кривая) облучения зеленым светом. Из рисунка хорошо видно, что фотообесцвечивание позволило полностью избавиться от поглощения на длинах волн больше 1080 нм и восстановить фундаментальную моду на длине волны 1080 нм (Рис. 43, вставка 2). Однако полностью обесцветить наведенные потери не удалось: в спектре осталась полоса поглощения с максимумом на длине волны 1030 нм.

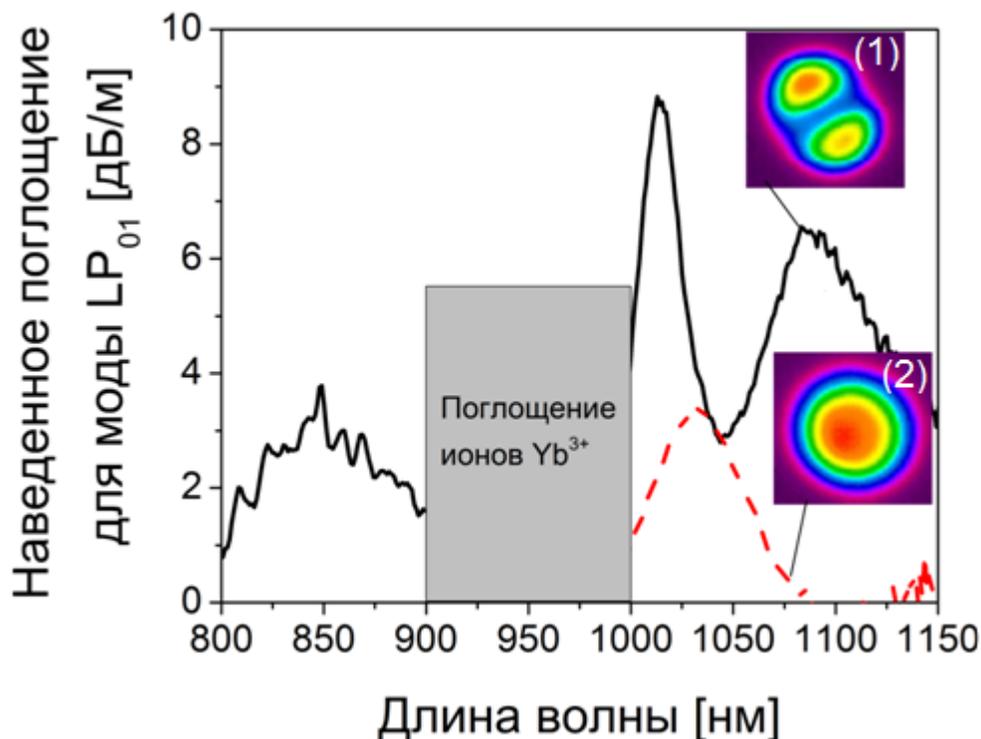


Рисунок 43. Спектр наведенного поглощения фундаментальной моды в 5 см отрезке деградировавшего образца №2 до и после облучения зеленым светом.

Интересно заметить, что спектр наведенного поглощения до облучения зеленым светом выглядит как сумма двух ДРПП сдвинутых друг относительно друга на  $\pi$ , то есть до фотообесцвечивания видна интенсивная полоса одной решетки за вычетом менее интенсивной полосы другой решетки, которая осталась после фотообесцвечивания. Таким образом, логично предположить, что в процессе работы усилителя в световоде записалась не одна, а две ДРПП, различающиеся знаком, интенсивностью и шириной. Природой появления одной из решеток, по всей видимости, является фотопотемнение, в то время как за появление второй решетки, по-видимому, ответственен какой-то другой механизм.

Следует подчеркнуть, что наблюдаемый эффект деградации формы выходной моды обнаружен нами именно в лазерах с высокой пиковой мощностью выходного излучения. Известно, что мощные пико- и фемтосекундные лазеры с длиной волны около 1000 нм могут быть использованы для записи решеток показателя преломления в стекле, имеющем малую фоточувствительность [116, 117]. Можно предположить, что стойкая к фотообесцвечиванию решетка наведена в результате прямого изменения показателя преломления кварцевого стекла высокоэнергетичными импульсами. В этом случае в ходе работы системы в стекле сердцевины БПМ световода формируется две решетки: первая вызвана эффектом фотопотемнения, вторая – с прямым воздействием высокоэнергетичных импульсов. По всей видимости, с наличием двух механизмов формирования ДРПП связан тот факт, что для наблюдения полной конверсии фундаментальной моды в моду LP<sub>11</sub> в крайне чувствительном к эффекту ФП световоде №3 требуется больше времени, чем для аналогичного эффекта в средне чувствительном к эффекту ФП световоде №1 (250 часов против 70 часов). В световоде №3 большая скорость образования дефектов, связанных с ФП, и, следовательно, большая скорость образования соответствующей ДРПП, компенсируется повышенной фоточувствительностью, связанной с наличием в сердцевине оксида германия, и быстрым ростом ДРПП, наводимой за счет высокоэнергетичных импульсов и имеющей противоположный знак.

### **3.4 Наблюдение долговременной деградации формы моды другими исследователями**

Необходимо отметить, что обнаруженный нами эффект впоследствии наблюдался другими исследовательскими коллективами. В работе исследователей корпорации nLight (США) [118] сообщалось о наблюдении эффекта деградации моды в БПМ световодах со ступенчатым ППП и диаметром

сердцевины 25 мкм. Характерное время, требовавшееся для наблюдения эффекта, составляло 20-3000 часов и зависило от концентрации оксида иттербия и некоторых особенностей световодов (Рис. 44). При этом, авторы также представили способ борьбы с данным эффектом: при использовании иттербиевых световодов с кирально связанными сердцевинами (chirally coupled core) эффект не наблюдался при непрерывной работе усилителя с пиковой мощностью 300 кВт и средней мощностью 25 Вт в течение полутора лет.



Рисунок 44. Наблюдение эффекта деградации моды коллективом nLight [118].

О наблюдении эффекта деградации моды в МСС (с диаметром сердцевины 40 мкм) сообщал коллектив авторов из корпорации Alphanov

(Франция) [119] (Рис. 45). Эффект наблюдался как при работе усилителя в непрерывном режиме, так и при работе в импульсном режиме (60 пс, 40 МГц). Авторы обнаружили, что в импульсном режиме работы эффект наблюдается через  $\sim 10$  часов при средней мощности 150 Вт, при этом, при средней мощности 120 Вт эффект не был обнаружен и через  $\sim 390$  часов. А в непрерывном режиме работы было достаточно  $\sim 20$  часов при средней мощности 120 Вт. При этом уменьшение средней мощности позволяло восстановить фундаментальную моду на выходе усилителя в течение нескольких часов.

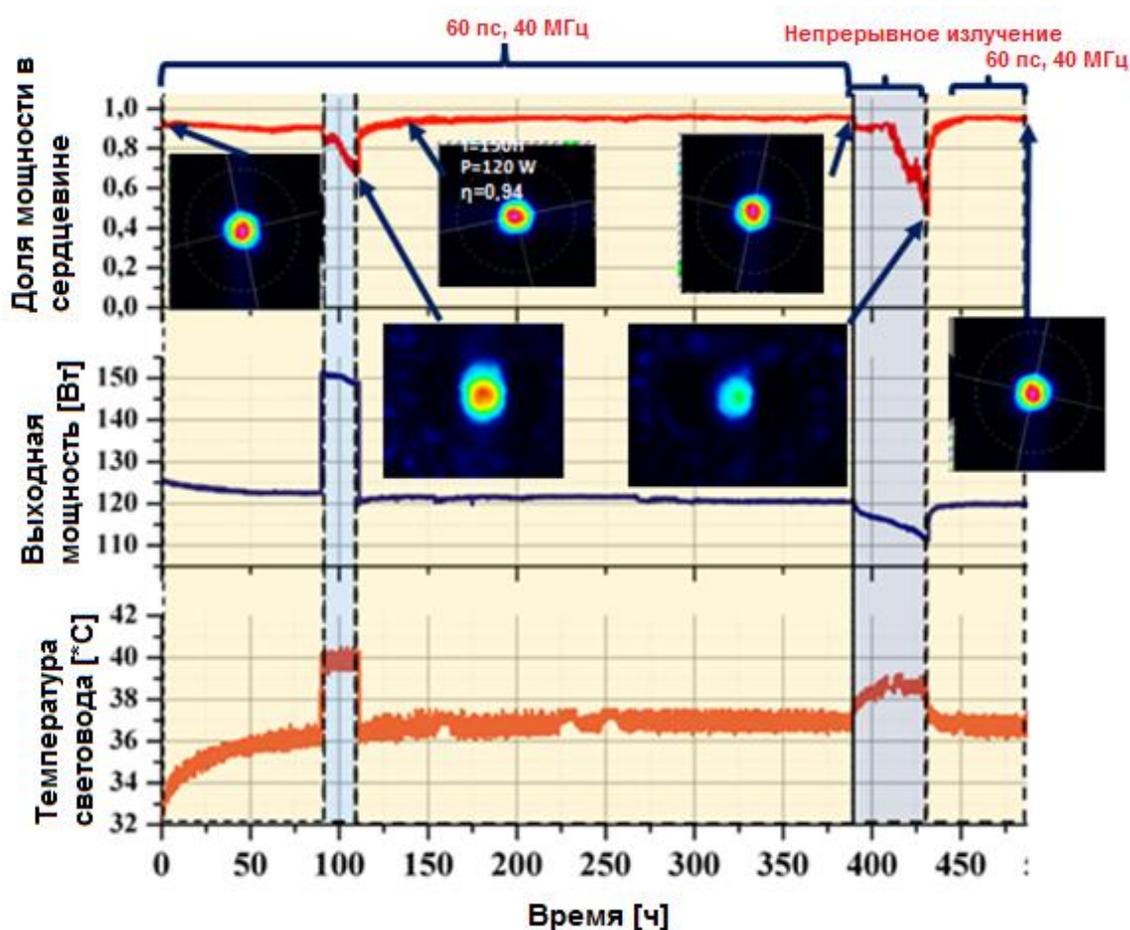


Рисунок 45. Наблюдение эффекта деградации моды при работе усилителя на МСС в импульсном и непрерывном режиме работы [119].

### **3.5 Выводы**

Впервые в мире было экспериментально обнаружено, что в ходе работы импульсного иттербиевого усилителя средней мощности на основе световода большой площадью поля моды и ступенчатым профилем показателя преломления наблюдается эффект модовой деградации. Впервые было экспериментально продемонстрировано, что данный эффект связан с наведением стабильной при нормальных условиях длиннопериодной решетки показателя преломления, на которой происходит перекачка излучения из фундаментальной в первую высшую моду. Показана связь наводимой решетки с эффектом фотопотемнения.

## **ГЛАВА 4. УСИЛИТЕЛЬ ЧИРПИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ИТТЕРБИЕВОГО СВЕТОВОДА-КОНУСА С ДИФРАКЦИОННО-ОГРАНИЧЕННЫМ КАЧЕСТВОМ ВЫХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И РЕКОРДНО ВЫСОКИМ УРОВНЕМ ПИКОВОЙ МОЩНОСТИ [A12-A18]**

В первой главе было указано, что одним наиболее из перспективных подходов к созданию лазеров с высокой пиковой и средней мощностями является использование иттербиевых световодов-конусов в финальном каскаде усиления. Однако к моменту начала работы над диссертацией был известен лишь активный световод-конус, с использованием которого коллектив авторов из Университета города Тампере (Финляндия) и Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (г. Фрязино, Россия) усиливал пикосекундные импульсы до максимальной пиковой мощности, не превышающей несколько десятков кВт [120].

Целью работы в рамках настоящей диссертации была оптимизация конструкции иттербиевого световода-конуса, для достижения максимально возможной пиковой мощности на выходе такого световода, создание на базе такого световода усилителя чирпированных импульсов, а также определение предельно-достижимой пиковой мощности в нем.

### **4.1 Оптимизация конструкции световода-конуса**

С точки зрения повышения порога нелинейных эффектов, наиболее важными параметрами являются диаметр сердцевины на выходе световода (соответственно, ЭПМ), скорость поглощения накачки из оболочки (которая по сути определяет оптимальную длину конусного световода) и длина переходной части (область где происходит основное изменение диаметра световода). Необходимо отметить, что данные параметры невозможно оптимизировать по

отдельности. Так, максимальное соотношение между диаметрами сердцевин в тонкой части и толстой (конусность) зависит от технологии изготовления конусного световода и, по сути, определяет максимальный диаметр сердцевин на выходе конусного световода, равный диаметру сердцевин на входе, умноженному на конусность. Таким образом, при фиксированной конусности для достижения максимального диаметра сердцевин в толстой части конусного световода необходимо увеличивать диаметр сердцевин в тонкой части световода-конуса, которая должна при этом поддерживать распространение только фундаментальной моды. Увеличение диаметра входной сердцевин при сохранении одномодового режима распространения возможно с помощью уменьшения числовой апертуры  $NA$ , т.е. уменьшения разности ПП сердцевина-оболочка. Однако это противоречит требованию увеличения концентрации РЗЭ, которое необходимо для повышения скорости поглощения накачки из оболочки и, соответственно, сокращения оптимальной длины активного световода. Действительно, РЗЭ крайне плохо растворяются в нелегированном кварцевом стекле, что приводит к росту серых потерь и появлению эффекта фотопотемнения. Поэтому для повышения растворимости РЗЭ кварцевое стекло дополнительно легируется оксидом алюминия или фосфора, которые обладают значительной рефрактивностью. Сами РЗЭ также обладают существенной рефрактивностью, например, 1 % мол. оксида иттербия повышает ПП на 0.004 [121]. Таким образом, создание световода с малой величиной  $NA$  при большой концентрации оксида иттербия является нетривиальной задачей.

В целом, достаточно очевидно, что задача оптимизации конструкции конусного световода является сложной многопараметрической задачей, решение которой невозможно за счет улучшения только одного из параметров

световода-конуса. Ниже представлены подходы, примененные для создания световода-конуса, обладающего максимальным порогом нелинейных эффектов.

#### *4.1.1 Оптимизация конструкции сердцевины световода*

Как указывалось выше, одной из основных проблем создания световодов с БПМ является рост показателя преломления сердцевины при увеличении концентрации РЗЭ. Максимальной концентрации оксида иттербия (около 2%вес.) при относительно малой разнице показателей преломления сердцевины и оболочки ( $dn \sim 0.0025$ ) в настоящий момент удалось достигнуть за счет использования фосфоалюмосиликатной (ФАС) стеклянной матрицы [10]. Дополнительным достоинством такой матрицы является стойкость к эффекту фотопотемнения при выборе ФАС стекла с небольшим избытком оксида фосфора.

Поэтому ФАС стеклянная матрица была использована и в настоящей работе при создании сердцевины световода, высоколегированной оксидом иттербия. Заготовка для световода-конуса изготавливалась в Институте химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых РАН методом MCVD с осаждением всех лигандов из газовой фазы (в качестве прекурсоров использовались:  $\text{SiCl}_4$ ,  $\text{POCl}_3$ ,  $\text{AlCl}_3$  и  $\text{Yb}(\text{thd})_3$ ). Использование ФАС матрицы позволило ввести около 2%вес. оксида иттербия в сердцевину световода при разности ПП сердцевины-оболочки 0.003 ( $NA \sim 0.095$ ), а контролируемое послойное осаждение частиц оксида иттербия в пористый слой стекла привело к созданию предельно плоского ППП сердцевины (Рис. 46), в результате чего удалось увеличить диаметр сердцевины на выходе световода до 60-80 мкм при сохранении Гауссового распределения интенсивности фундаментальной моды. Кроме того в настоящей работе был использован не стандартный ступенчатый ППП, а так называемый W-профиль, в котором сердцевину со ступенчатым ППП окружает фторированный слой кварцевого стекла. Наличие депрессированного слоя

позволяет приблизительно на 10-15% снизить длину волны отсечки световода при фиксированном диаметре сердцевины. Так, в нашем случае, длина волны отсечки не превышала 1 мкм при диаметре сердцевины 10 мкм и числовой апертуре 0.095.

Необходимо отметить, что использование сердцевины с меньшей числовой апертурой, в теории, должно позволить дальнейшее увеличение диаметра сердцевины на входе в световод-конус. Однако в этом случае необходимо одновременное снижение концентрации оксида иттербия в сердцевине, рефрактивность которого, по сути, и определяет апертуру сердцевины. Таким образом данный подход приводит к некоторому снижению поглощения из оболочки, так как при наличии небольшого избытка оксида фосфора даже при нулевой концентрации оксида иттербия разница показателей преломления сердцевины и оболочки не опустится ниже 0.0005-0.001. Более того, увеличение диаметра одномодовой сердцевины сверх 10 мкм (при работе в спектральной области 1 мкм) достигается за счет существенного увеличения чувствительности к изгибам, что в большинстве случаев непрактично. Увеличение концентрации иттербия так же не имеет большого смысла, так как в этом случае рост поглощения из оболочки сравнительно мал, однако уменьшение диаметра сердцевины на входе приводит к уменьшению диаметра поля фундаментальной моды на выходе световода.

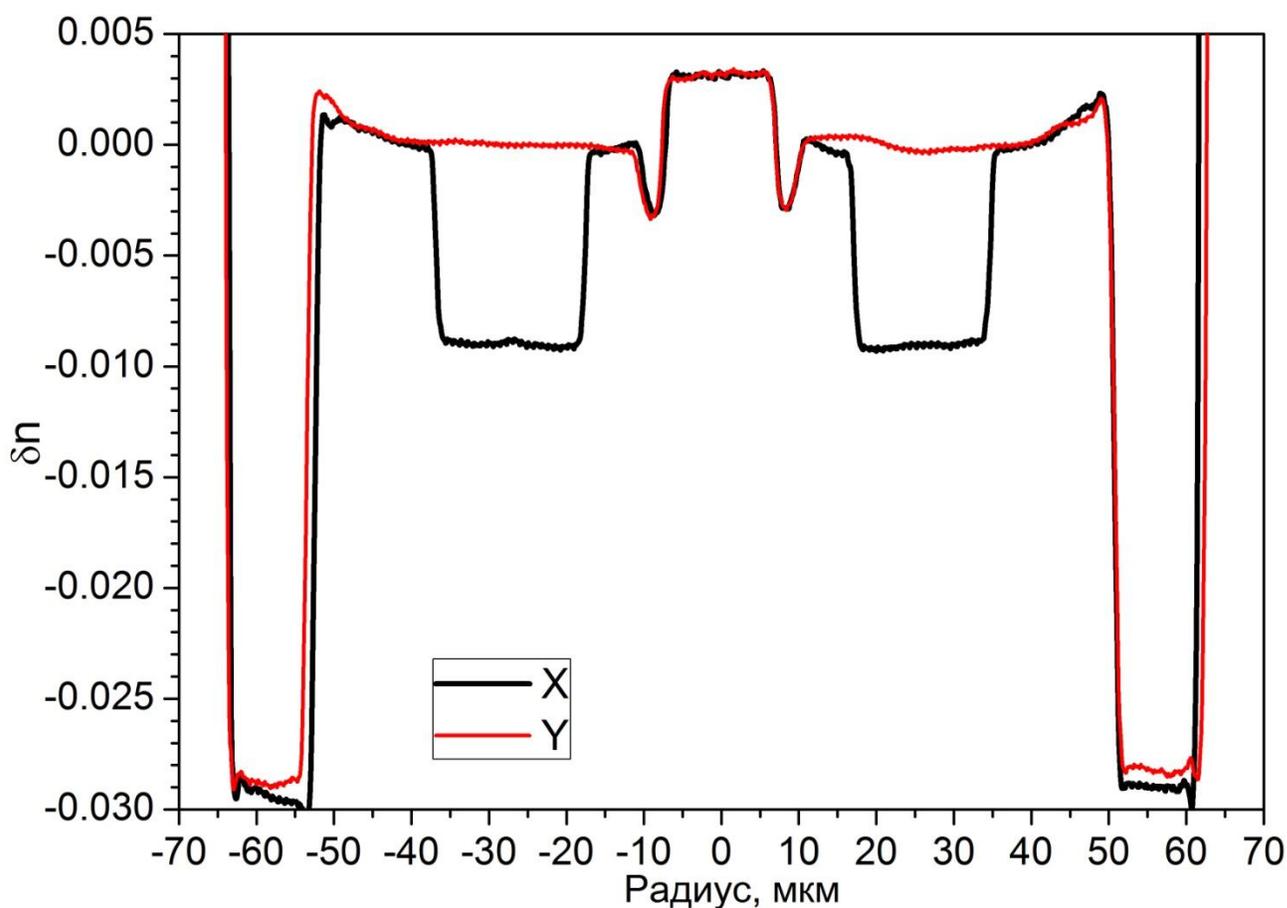


Рисунок 46. Измеренный в двух ортогональных сечениях ППП в вытянутом световоде-конусе на основе ФАС стекла с концентрацией оксида иттербия 2%вес.

#### 4.1.2 Оптимизация конструкции (поперечного сечения) конусного световода

Важной характеристикой любого активного световода, обладающего двойной оболочкой, является величина поглощения излучения накачки из первой оболочки. Данная величина определяется концентрацией оксида РЗЭ в сердцевине, а также отношением диаметров сердцевины и оболочки. Увеличение диаметра одномодовой сердцевины ограничено ростом показателя преломления сердцевины при увеличении концентрации РЗЭ, что обсуждалось

в предыдущем параграфе. Таким образом, остается только один путь дальнейшего увеличения скорости поглощения накачки из оболочки – уменьшение диаметра (сечения) первой отражающей оболочки. Ограничение на минимальный внешний диаметр световода определяется требованиями стандартного сварочного и подготовительного оборудования (скальвателей) – как правило минимальный диаметр световода, который можно скальвать и сваривать стандартными средствами, составляет 80 мкм. Небольшое дополнительное уменьшение диаметра первой оболочки до 70 мкм возможно за счет реализации, так называемой, кварц-кварцевой конструкции световода: на заготовку, состоящую из активированной сердцевины и кварцевой оболочки, наносится слой высокофторированного кварцевого стекла, имеющего ПП ниже ПП нелегированного кварцевого стекла (апертура может превышать 0.26).

Помимо уменьшения диаметра первой оболочки реализация такой конструкции также существенно упрощает работу с толстым выходным концом световода-конуса. Например, угловой скол торца световода конуса (необходимый для подавления обратного отражения) можно обеспечить простой полировкой (например, оконцевав стандартным FC-адаптером и использовав стандартное полировальное оборудование). При этом качество торца будет достаточным для ввода мощной многомодовой накачки, а сам световод можно будет надежно зафиксировать приклеивая за боковую поверхность (накачка не выходит за фторированную кварцевую оболочку). Необходимо также отметить, что вторая стеклянная отражающая оболочка может выдерживать значительно более высокую тепловую нагрузку, чем полимерная оболочка (в случае реализации кварц-полимерной конструкции).

Фотография сечения изготовленного световода-конуса с двумя кварцевыми оболочками ( $NA_{\text{перв}} = 0.28$ ) приведена на Рис. 47. Помимо фторированной оболочки в сечении световода присутствовали два

напрягающих боросиликатных стержня, обеспечивающих способность световода сохранять поляризацию распространяющего по сердцевине излучения. Дополнительно, в плоскости, перпендикулярной плоскости проходящей через боросиликатные стержни, граница первой и второй отражающих оболочек искажалась относительно круглой формы. Введение данного искажения сделано для достижения максимально эффективного перемешивания мод оболочки, необходимого для получения максимальной скорости поглощения накачки из оболочки.



Рисунок 47. Фотография поперечного сечения световода-конуса.

Проведенная оптимизация конструкции заготовки позволила обеспечить поглощение излучения из первой отражающей оболочки световода 6.5 дБ/м на длине волны 915 нм и 24 дБ/м на 976 нм (измеренные для малого сигнала). Спектр поглощения измеренный в световоде, вытянутом из изготовленной заготовки, приведен на Рис. 48. Наличие боросиликатных стержней в первой отражающей оболочке привело к увеличению коэффициента экстинкции

(соотношение мощности между перпендикулярными поляризациями) до  $\sim 22$  дБ, что было измерено для слабого широкополосного сигнала в области 1080 нм и в отсутствии излучения накачки.

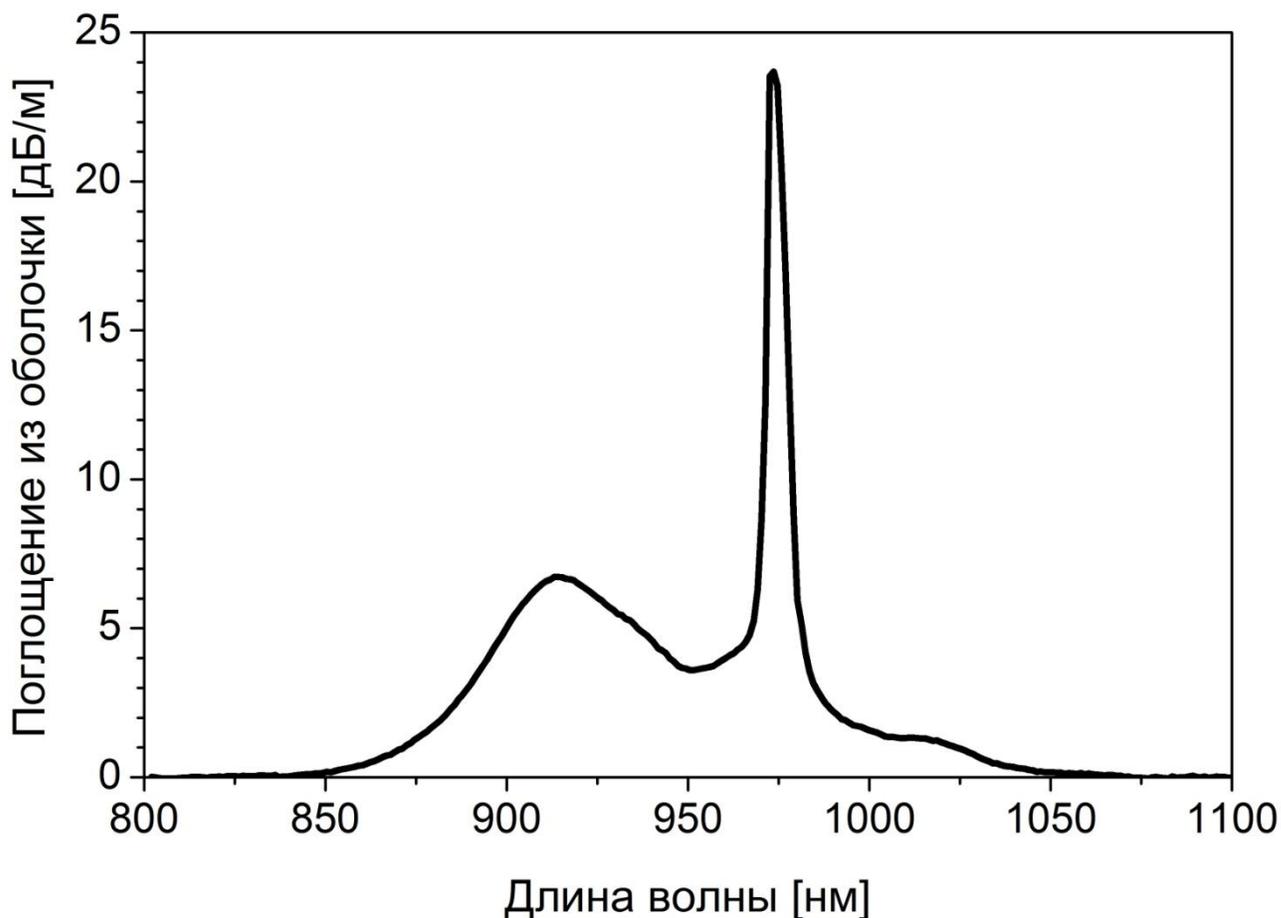


Рисунок 48. Спектр поглощения малого сигнала из первой отражающей оболочки реализованного световода-конуса.

#### *4.1.3 Реализация конусного перехода*

Представленные в литературе методы производства конического перехода можно разделить на два типа: нагрев и перетяжка уже вытянутого световода, либо непосредственно изменение диаметра световода в процессе его вытяжки. В

первом методе конусный переход реализуется с помощью специальных установок, похожих по конструкции со стандартным сварочным аппаратом [122]. Данный способ имеет два недостатка. Во-первых, длина перехода обычно не превышает нескольких сантиметров, что негативно сказывается на адиабатичности расширения фундаментальной моды – как правило, качество пучка (параметр  $M^2$ ) на выходе такой конструкции не лучше 3.5 [123]. Во-вторых, описываемый процесс подразумевает удаление защитного полимерного покрытия, что требует последующей защиты боковой поверхности световода от механических повреждений. При этом именно в переходной области будет высвечиваться непоглощенная в световоде накачка, в результате чего полимер может начать деградировать и, в конечном счете, гореть.

Второй метод лишен вышеуказанных недостатков. В нем изменение диаметра световода обеспечивается за счет периодического изменения параметров вытяжки. Способ изготовления световодов-конусов с длиной перехода 10-1000 м в процессе вытяжки световода был предложен в ИЦВО РАН еще в 1991 году [124]. В 2001 году метод был усовершенствован: за счет подачи аргона в печь удалось уменьшить инерционность процесса вытяжки и реализовать короткие переходы с длиной менее 1 м [125]. В настоящее время методика создания световодов-конусов в процессе вытяжки световода существенно модифицирована и позволяет изготавливать серии из десятков идентичных световодов-конусов в течение одного процесса вытяжки. Геометрические параметры типичного световода-конуса, вырезанного из вытянутого световода приведены на Рис. 49.

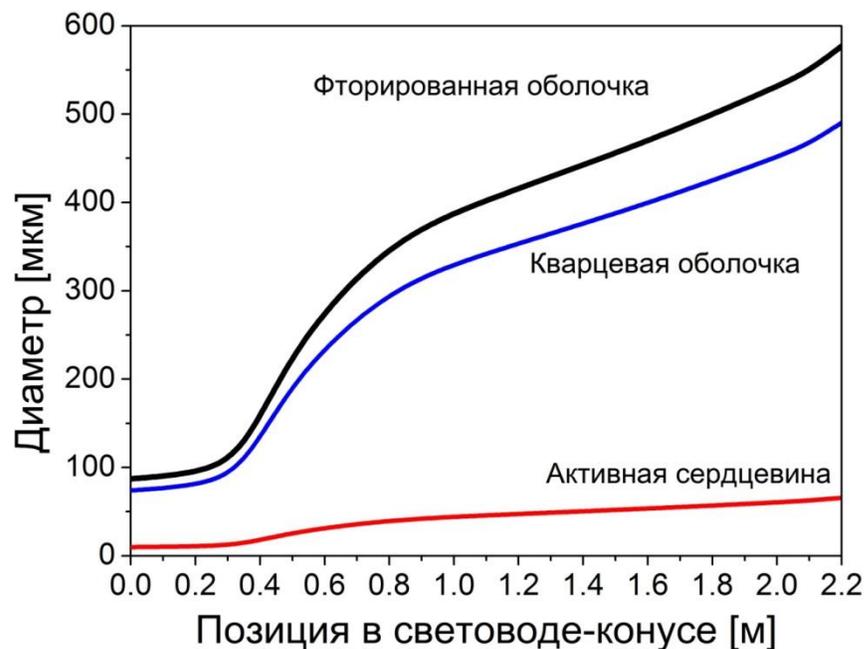


Рисунок 49. Изменение диаметров (сердцевины, первой и второй оболочек) вдоль длины световода-конуса длиной 2.2 метра.

#### 4.2 Усилитель чирпированных импульсов на основе реализованного световода-конуса

Как было указано в Главе 1, даже использование микроструктурированных световодов с ЭПМ = 8660 мкм<sup>2</sup> не позволяет превысить уровень пиковой мощности в несколько мегаватт – для этого необходимо реализовывать, так называемый, усилитель чирпированных импульсов (УЧИ): растянутые (с целью уменьшения пиковой мощности) чирпированные импульсы усиливаются в БПМ световоде, а затем сжимаются с помощью компрессора, имеющего аномальную дисперсию. Однако, несмотря на предварительно уменьшенную интенсивность усиливаемых импульсов, в БПМ световоде развиваются такие нелинейные эффекты, как фазовая

само модуляция и вынужденное комбинационное рассеяние. При этом, развитие ФСМ может приводить к появлению нелинейного чирпа у усиливаемых импульсов, что, в дальнейшем, негативно скажется на качестве их сжатия. ВКР, в свою очередь, влияет на максимально достижимую величину пиковой мощности на выходе БПМ световода. Однако, порог ВКР достигается значительно позже момента ощутимого искажения формы импульсов. Поэтому в экспериментальной части будут рассмотрены два случая: достижение максимального порога ВКР, с целью получения максимальной пиковой мощности непосредственно на выходе из световода-конуса и достижение минимального порога ФСМ, с целью достижения максимального уровня пиковой мощности после сжатия импульсов.

#### *4.2.1 Моделирование усилителя ультракоротких импульсов на основе световода-конуса*

Перед реализацией УЧИ на основе световода-конуса было выполнено его численное моделирование путем решения системы дифференциальных скоростных уравнений с целью определения оптимальных параметров работы усилителя (длины световода-конуса, рабочей длины волны усилителя, длины волны накачки) с точки зрения максимального порога нелинейных эффектов. Для простоты далее будем рассматривать только порог ВКР.

Поскольку на практике планируется усиление импульсов длительностью в единицы и десятки пикосекунд, что на несколько порядков больше величин, характеризующих межатомные взаимодействия, и опуская дисперсионные эффекты, возможно использование стандартных скоростных уравнений и стационарных условий. Также, учитывая большую скорость установления термодинамического равновесия между штарковскими подуровнями возбужденного и основного уровней ионов иттербия, моделирование усилителя может быть проведено с использованием двухуровневой модели. На Рис. 50

приведена схема уровней с указанием учтенных вероятностей переходов, буквами показаны скорости:  $P$  – поглощения (индекс  $_{12}$ )/излучения (индекс  $_{21}$ ) накачки,  $W$  – поглощения (индекс  $_{12}$ )/излучения (индекс  $_{21}$ ) усиленной спонтанной люминесценции,  $R$  – поглощения (индекс  $_{12}$ )/излучения (индекс  $_{21}$ ) первого рамановского стока ВКР,  $S$  – поглощения (индекс  $_{12}$ )/излучения (индекс  $_{21}$ ) усиливаемого сигнала,  $A$  – излучения спонтанной люминесценции.

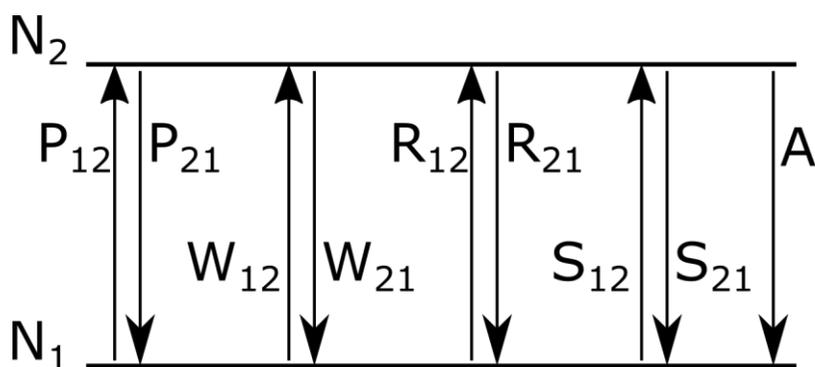


Рисунок 50. Двухуровневая модель для расчета усилителя.

Изменяющаяся геометрия световода-конуса также была учтена в расчетах через изменение диаметров сердцевины и оболочки (от которых зависят коэффициенты скоростных уравнений) и интеграла перекрытия мод, в которых распространяется излучение, локализованное в сердцевине. Также был учтен, так называемый, эффект виньетирования: апертура излучения, распространяющегося в световоде-конусе от толстой части к тонкой, увеличивается кратно отношению диаметров  $D_{вх}/D_{вых}$ , в результате чего апертура распространяющегося излучения может превысить значение апертуры световедущей структуры и часть излучения будет потеряна. Виньетирование приводит к потерям излучения накачки (во всех расчетах и экспериментах излучение накачки вводилось навстречу усиливаемого сигнала через толстую

часть световода-конуса) и усиленного спонтанного излучения, распространяющегося навстречу усиливаемому сигналу. Используемая система уравнений приведена в Приложении 1. Для иттербиевых систем, стандартными значениями длины волны сигнала являются 1030 и 1064 нм, а длины волн накачки – 915 и 976 нм. Именно для этих длин волн были выполнены расчеты.

#### *4.2.1.1 Насыщение световода-конуса*

Значительно повысить порог нелинейных эффектов возможно за счет уменьшения мощности входного усиливаемого сигнала. При этом уровень входного сигнала желательно выбрать таким, чтобы усилитель работал в режиме близком к насыщению, в этом случае возможно достижение высокой эффективности преобразования накачки в сигнал. Особенностью БПМ световодов является низкая плотность мощности входного сигнала в сердцевине, и использование малой длины световода (с целью уменьшения порога нелинейных эффектов). Поэтому для достижения режима насыщения усилителя мощность усиливаемого сигнала должна составлять сотни мВт, как в случае упомянутого ранее МСС [50].

Ситуация оказывается кардинально иной для активных световодо-конусов. Результаты математического моделирования усилителя показывают, что в случае световода-конуса для насыщения достаточно единиц мВт (Рис. 51, верх). Расчеты проводились со следующими параметрами: излучение накачки с длиной волны 976 нм и мощностью 25 Вт вводилось навстречу усиливаемому сигналу, в качестве длин волн сигнала были взяты характерные значения 1030 и 1064 нм. Усилитель на 1030 нм имел длину 1.05 метра, а на 1064 нм – 2 метра. Для сравнения, был проведен расчет кривых насыщения для световодов аналогичной длины с постоянными диаметрами сердцевины и оболочки (далее такие световоды будем называть “регулярными”) по длине световода (значения

диаметров сердцевины и оболочки даются через “/”), которые были равны диаметрам на выходе световодов-конусов. Световод-конус длиной 1.05 метра имел на входе диаметры 10/73 мкм, на выходе – 46/338 мкм; световод-конус длиной 2 метра имел аналогичные входные диаметры, в то время как диаметры на его выходе равнялись – 62/450 мкм. Регулярный световод длиной 1.05 метра имел диаметры 46/338 мкм, а световод длиной 2 метра – 62/450 мкм.

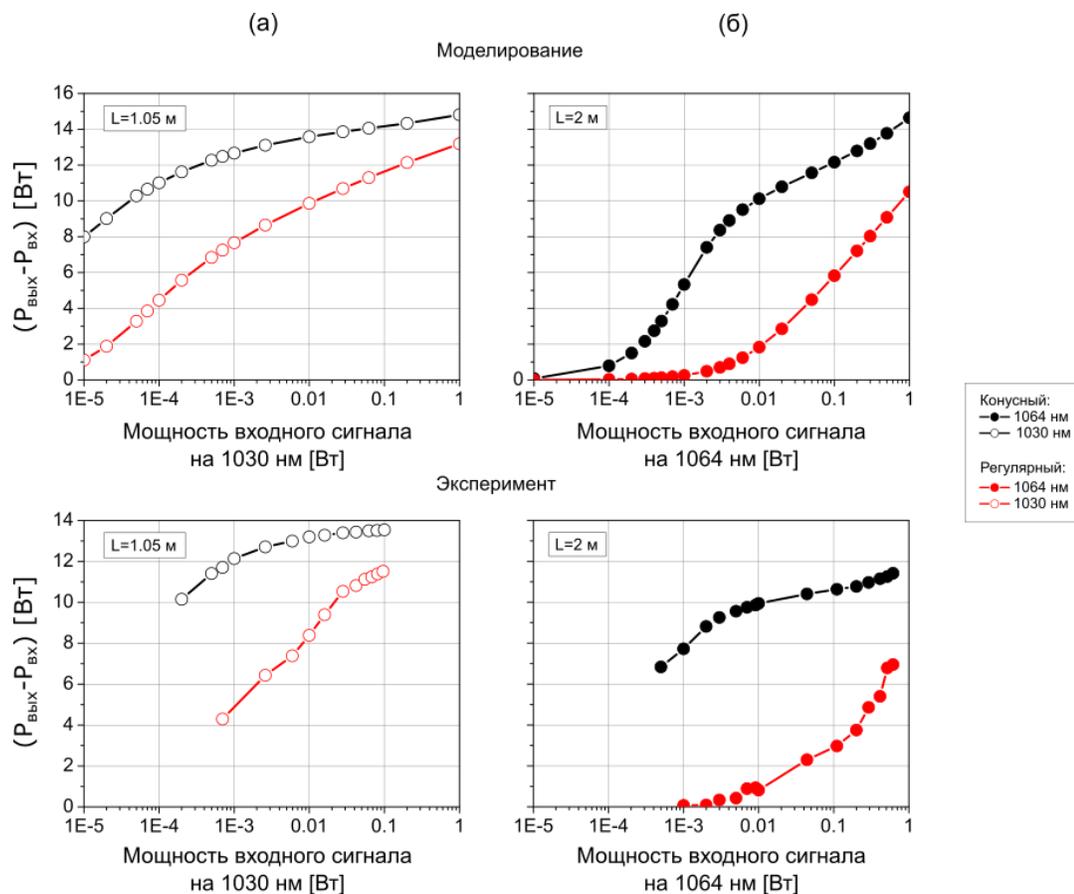


Рисунок 51. Зависимость величины добавленной мощности сигнала (выходная мощность за вычетом входной мощности) от величины мощности входного сигнала. Верхние рисунки – расчетные кривые для световодов-конусов и регулярных световодов длиной (а) 1.05 м и (б) 2 м. Нижние рисунки – экспериментально полученные кривые. Черные кривые соответствуют световодам-конусам: закрашенные кружки – сигнал на 1064 нм, открытые кружки – сигнал на 1030 нм. Красные кривые соответствуют регулярным

световодам: закрашенные кружки – сигнал на 1064 нм, открытые кружки – сигнал на 1030 нм.

Проведенные эксперименты по усилению непрерывного излучения показали хорошее соответствие результатам моделирования (Рис. 51, низ). Для экспериментов были вытянуты регулярные световоды с концентрацией оксида иттербия, аналогичной концентрации в световодах-конусах, с диаметрами 30/220 для случая 1.05 метра и 56/410 для случая 2 метров. На Рис. 51 видно, что для насыщения световода-конуса требуется на несколько порядков меньшая входная мощность, чем для насыщения аналогичного регулярного световода.

Полученный результат можно объяснить следующим образом: в случае световодов-конусов излучение накачки, которое вводится навстречу усиливаемому сигналу, имеет гораздо большую, по сравнению с регулярными световодами, плотность мощности в тонкой входной части конуса, за счет уменьшения диаметра (сечения) первой оболочки (Рис. 52). По нашим оценкам, потери излучения накачки за счет эффекта виньетирования не превышают 4 дБ для световода-конуса длиной 1.05 метра и 6 дБ для световода-конуса длиной 2 метра (с учетом, что апертура первой оболочки составляет 0.28, а измеренная апертура диодной накачки – 0.13). В то же время, площадь первой отражающей оболочки уменьшается в 20-40 раз вблизи тонкого конца световода-конуса. Соответственно плотность мощности непоглощенной накачки увеличивается пропорционально. Немаловажен также эффект виньетирования излучения усиленной спонтанной люминесценции, распространяющейся навстречу усиливаемому сигналу, которая в сильной степени высвечивается на конусном переходе и не может снизить инверсную населенность в тонкой части активного световода-конуса. Очевидно также, что во входной (тонкой) части световода-конуса излучение сигнала тоже имеет на порядок большую интенсивность, чем во входной части регулярного световода. Таким образом, приведенные

особенности световодов-конусов позволяют эффективно усиливать входной сигнал малой мощности.

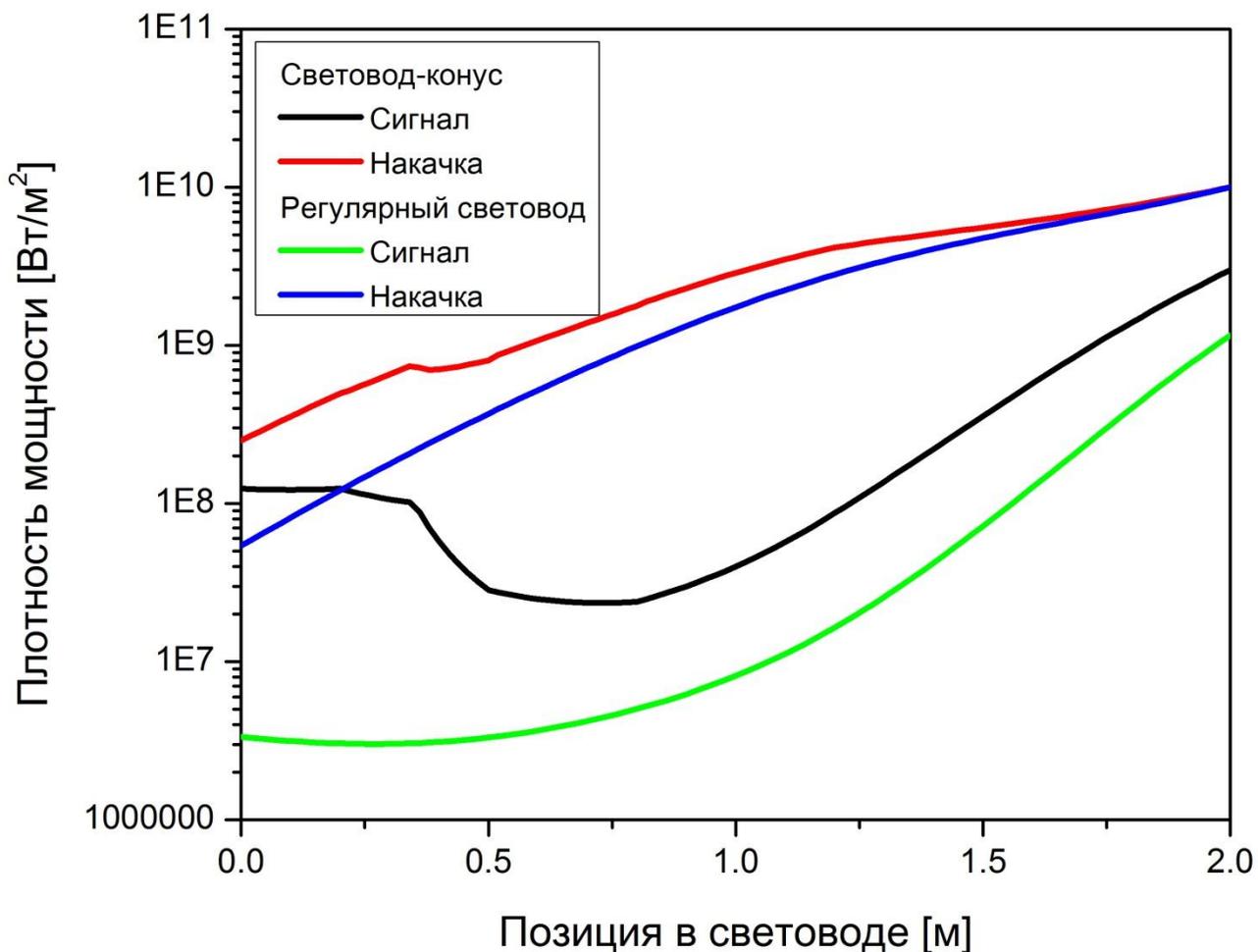


Рисунок 52. Расчетное распределение плотности мощности сигнала и накачки для световода-конуса длиной 2 метра и диаметрами на выходе 62/450 мкм и регулярного световода длиной 2 метра и диаметрами 62/450 мкм. Длина волны сигнала – 1064 нм, входная мощность сигнала – 10 мВт. Длина волны накачки – 976 нм, мощность накачки – 30 Вт.

#### *4.2.1.2 Расчет порога ВКР*

Как уже упоминалось ранее, уровень максимально достижимой пиковой мощности в УЧИ ограничен двумя нелинейными эффектами: вынужденным комбинационным рассеянием и фазовой самомодуляцией. ФСМ, фактически, не имеет порога, можно лишь оценить величину нелинейного набега фазы, которая будет влиять на качество сжатия усиленных импульсов. Таким образом, основным фактором, ограничивающим уровень максимальной пиковой мощности, является ВКР. При расчетах, порог ВКР определялся как величина пиковой мощности на выходе из световода-конуса, при которой доля мощности в первой стоксовой компоненте ВКР составляла 1%.

Расчет порога ВКР производился для семи длин световодов-конусов (0.6, 0.8, 1.05, 1.2, 1.5, 1.8 и 2 метра), длина волны сигнала равнялась 1030 и 1064 нм (средняя входная мощность сигнала во всех случаях составляла 10 мВт), длина волны накачки – 915 и 976 нм. Следует уточнить, что изменение длины световода-конуса достигалось не «сжиманием» реализованного двухметрового световода-конуса, а мысленным обрезанием его с толстого конца (Рис. 53). Для сравнения расчет порога ВКР также был выполнен для коммерчески доступного МС световода с диаметрами 40/200 мкм (DC-200/40-PZ-Yb фирмы NKT Photonics). Необходимые данные для моделирования МСС, имеющего алюмосиликатную матрицу (величина сечений излучения/поглощения и время жизни ионов иттербия в возбужденном состоянии), взяты из [16].

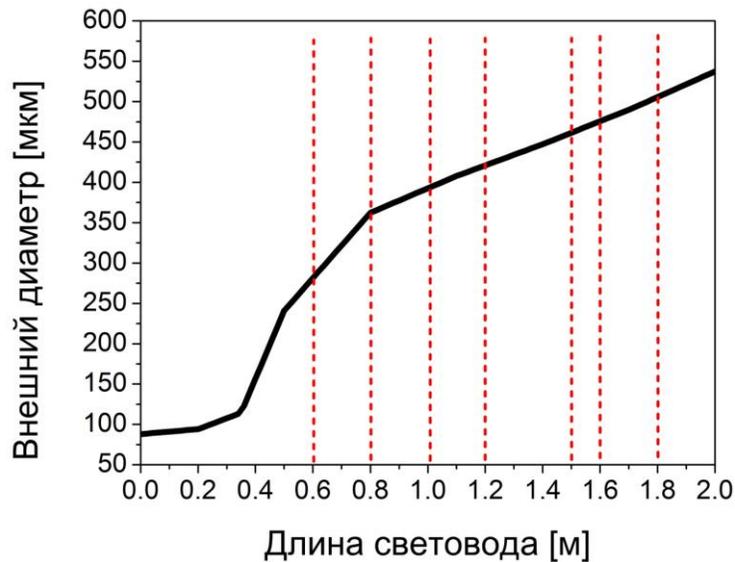


Рисунок 53. Пояснение к выбору параметров световода-конуса для выполнения расчетов порога ВКР. Красными пунктирными линиями показаны точки «обрезания» двухметрового световода-конуса.

Полученные зависимости порогов ВКР от длины световодов, работающих на разных длинах волн накачки и сигнала, приведены на Рис. 54 (а). В то время как в случае МСС наблюдается ожидаемая обратная зависимость порога ВКР от длины световода, в случае световода-конуса величина порога прямо пропорциональна его длине. Наиболее выражен данный эффект для длины волны сигнала 1064 нм и длины волны накачки 976 нм: порог ВКР возрастает от 148 кВт до 301 кВт при увеличении длины световода-конуса от 1.05 метра до 2 метров.

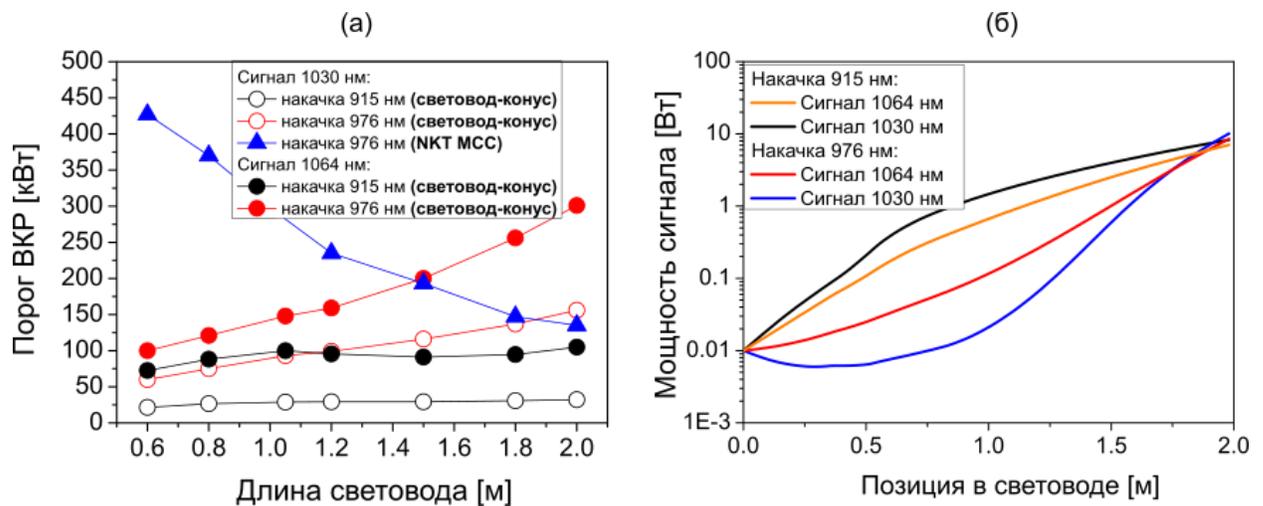


Рисунок 54. (а) зависимость порога ВКР от длины световода-конуса и МСС для разных длин волн накачки и сигнала; (б) изменение мощности усиливаемого сигнала для разных длин волн накачки и сигнала в световоде-конусе длиной 2 метра.

Обнаруженный эффект не может быть объяснен только увеличением ЭПМ с ростом длины световода-конуса. Главную роль в данном случае играет большая величина поглощения излучения накачки и изменение ее плотности по длине. Для наглядного представления на Рис. 54 (б) приведено изменение мощности усиливаемого сигнала по длине двухметрового световода-конуса на двух длинах волн. Как видно, для сигнала на длине волны 1064 нм и накачки на 976 нм, сигнал распространяется на первом метре световода (на тонкой части) практически без изменения мощности (красная кривая), в то время как значительное усиление происходит в толстой части световода. Для сигнала на 1030 нм при той же длине волны накачки картина даже несколько лучше: на первом метре световода-конуса сигнал распространяется без усиления или ослабления (синяя кривая), претерпевая значительное усиление только в толстой части. Таким образом, можно ожидать, что эффективная длина взаимодействия в случае световодов-конусов должна быть значительно ниже

эффективной длины взаимодействия в случае регулярных световодов. Такое поведение объясняется тем фактом, что поглощение излучения накачки на длине волны 976 нм превышает 50 дБ для двухметрового световода-конуса.

Следует отметить, что, несмотря на очевидно меньшую эффективную длину взаимодействия при усилении сигнала на 1030 нм, расчетный порог ВКР на этой длине волны в  $\sim 2$  раза меньше, чем для сигнала на 1064 нм (при накачке на 976 нм световода-конуса длиной 2 метра). Объясняется это тем фактом, что первая стоксова компонента ВКР для сигнала на длине волны 1030 нм попадает в полосу усиления ионов иттербия ( $\sim 1080$  нм), в то время для сигнала на 1064 нм первая стоксова компонента ( $\sim 1125$  нм) располагается в области, в которой ионы иттербия не излучают и накопления затравочного сигнала, вследствие захвата спонтанного излучения, не происходит (Рис. 55).

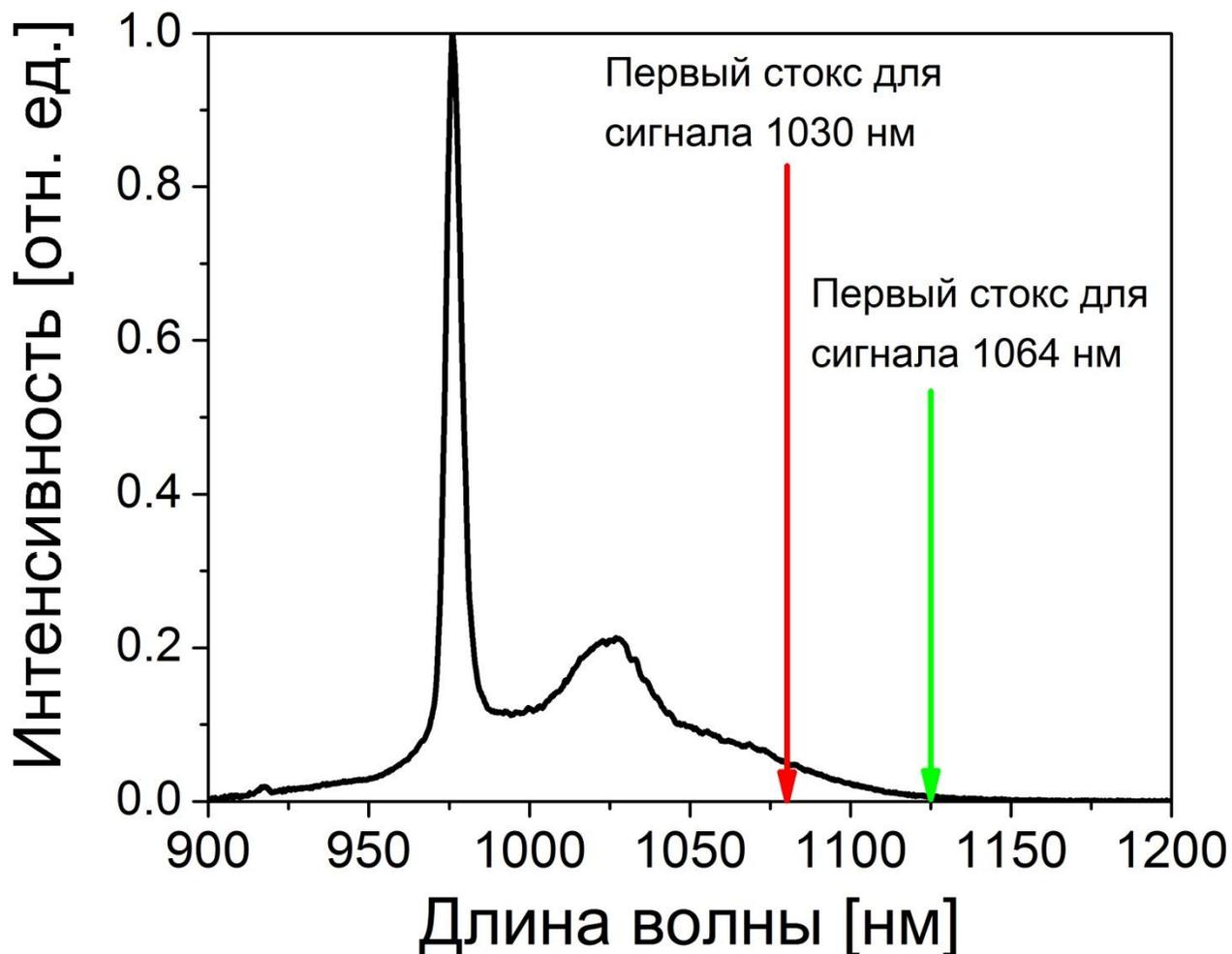


Рисунок 55. Спектр люминесценции реализованного световода-конуса и расположение первых стоксовых компонент ВКР для сигнала 1030 нм (красная прямая) и 1064 нм (зеленая прямая).

Таким образом, теоретически был предсказан принципиально новый режим усиления, реализуемый в активных световодах-конусах с большой концентрацией оксида иттербия. При этом наибольший порог ВКР достигается при использовании излучения накачки на длине волны 976 нм и усилении сигнала с такой длиной волны, для которой первый стокс ВКР лежит вне полосы усиления ионов иттербия.

### **4.3 Реализация усилителя чирпированных импульсов пикосекундной длительности**

#### *4.3.1 Экспериментальная установка*

Для проверки теоретически полученных результатов была реализована схема усилителя по типу МОРА (Рис. 56). Для экспериментального измерения порога ВКР в качестве задающих источников использовались коммерчески доступные генераторы пикосекундных импульсов фирмы Fianium, генерирующие импульсы с частотой повторения 20 МГц и центральной длиной волны 1030 нм при длительности 13 пс и 1064 нм при длительности 5 пс. Для реализации УЧИ в качестве задающего генератора использовалась комплексная перестраиваемая система, созданная в Институте Прикладной Физики РАН (г. Нижний Новгород) [126]. Излучение задающих генераторов первоначально усиливалось в маломощных волоконных усилительных каскадах Yb:1 и Yb:2, между которыми располагался акусто-оптический модулятор, который прореживал импульсы до частоты порядка 1 МГц. Волоконный выход усилительного каскада Yb:2 приваривался к тонкому одномодовому входу световода-конуса. Выход световода-конуса полировался под углом  $8^\circ$  для устранения развития паразитной генерации и фиксировался на механической подвижке с пятью степенями свободы (три координаты и два угла). Наличие угловых степеней свободы было вызвано тем фактом, что излучение сигнала выходило из сердцевины под углом  $\sim 12^\circ$  к оси световода. Излучение накачки вводилось через толстый конец световода-конуса путем его фокусировки на торце. В качестве источника излучения накачки использовался стабилизированный по длине волны лазерный диод с центральной длиной волны 976 нм и максимальной мощностью 50 Вт в числовой апертуре 0.13. Для характеристики импульсов применялся оптический автокоррелятор 5-14В фирмы Inrad и хорошо известная техника частотно-разрешенного оптического

стробирования (SHG FROG), в частности для измерений использовалась система, собранная из оптико-механических компонентов фирмы Avesta.

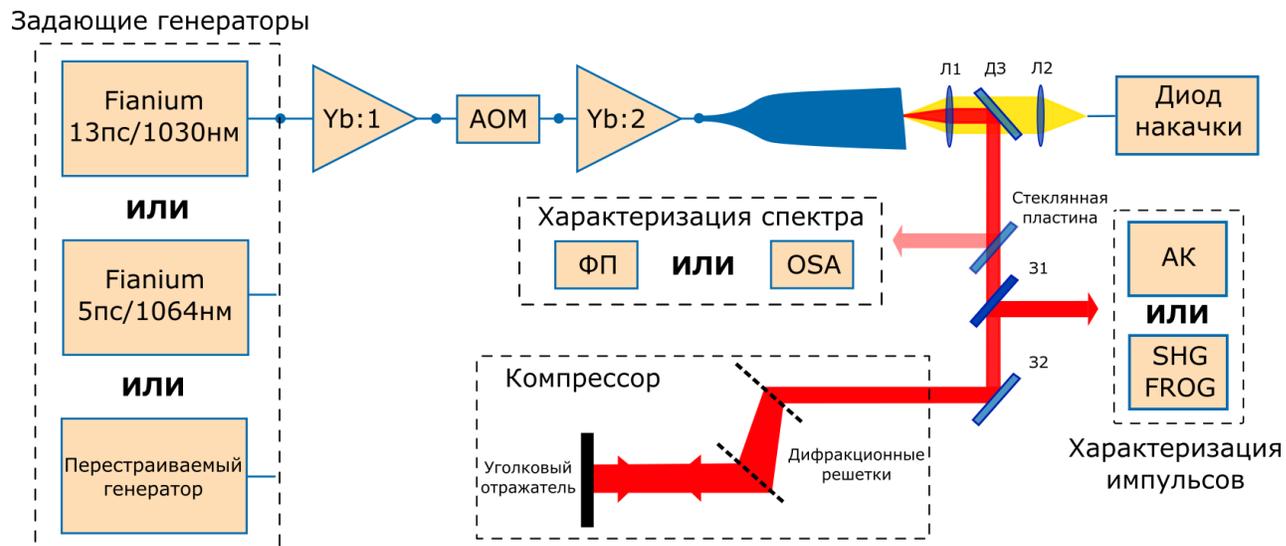


Рисунок 56. Схема экспериментальной установки для усиления chirped импульсов. Yb:1, Yb:2 – низкоомные предусилительные каскады с накачкой по сердцевине; AOM – акусто-оптический модулятор; Л1, Л2 – асферические линзы,  $f = 11$  мм; ДЗ – дихроичное зеркало, отражение на 1064 нм – 97%, пропускание на 976 нм – 99%; 31, 32 – металлические зеркала.

Следует отметить, что эксперименты проводились при сравнительно малых частотах повторения импульсов (0.55-1 МГц) и малых средних мощностях входного сигнала (единицы мВт). Поэтому крайне важно было контролировать долю усиленной спонтанной люминесценции (УСЛ) на выходе световода-конуса. Для этого использовался, так называемый, интегрирующий фотоприемник [62]. Принцип его работы показан на Рис. 57. Исследуемые импульсы подаются на быстрый (полоса пропускания 1 ГГц) фотоприемник, включенный в фотодиодном режиме последовательно с конденсатором.

Фотоприемник заряжает импульсами конденсатор, напряжение на котором измеряется быстрым осциллографом с полосой пропускания 500 МГц. Таким образом, измеренное напряжение представляет интеграл оптической мощности по времени. Через каждые 8 импульсов конденсатор закорачивается на землю. Для примера на Рис. 57, б приведены результаты измерений, полученные при подаче импульсного излучения (8 пс импульсы с центральной длиной волны 1064 нм, средней мощностью 1.5 мВт и частотой повторения 1.03 МГц), объединенного с непрерывным излучением (1064 нм, 3 мВт) с помощью волоконного объединителя. Верхний график представляет собой расчетную временную зависимость пиковой мощности от времени: синяя кривая отображает случай при наличии только импульсного излучения, красная кривая представляет собой случай, при котором присутствуют оба вида излучения. На нижнем графике приведены измеренные осциллограммы. При наличии только импульсного излучения, конденсатор заряжается только в момент действия импульса – осциллограмма имеет «ступенчатую» структуру. В случае, если источник непрерывного сигнала также включен, конденсатор заряжается между импульсами – что приводит к наличию наклона между «ступеньками». Доля непрерывного излучения может быть оценена из простого соотношения:  $(h_1/(h_1+h_2))$ , где  $h_1$  – высота наклона,  $h_2$  – высота ступеньки. Для приведенного графика получаем значение 34%, что очень близко к реальному значению 33%. Данная техника позволяет измерять долю усиленной спонтанной люминесценции в выходном излучении на уровне нескольких процентов.

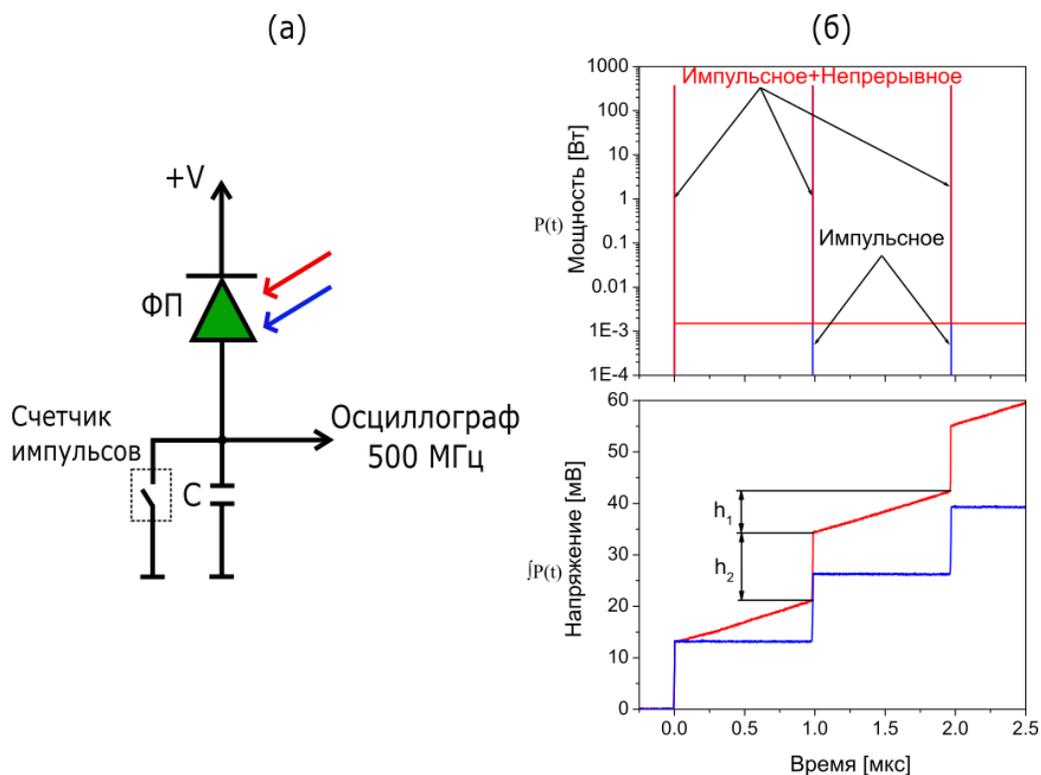


Рисунок 57. Схема интегрирующего фотоприемника (а) и принцип его работы (б).

#### 4.3.2 Эффективность усилителя на основе световода-конуса

Важным параметром любого волоконного усилителя является эффективность преобразования излучения накачки в излучение сигнала (далее – эффективность). Дифференциальная эффективность (наклон прямой зависимости мощности усиленного сигнала от падающей мощности накачки) была измерена экспериментально для трех длин световодов-конусов (1.05, 1.5 и 2 метра) на длинах волн сигнала 1030 и 1064 нм. Средняя мощность сигнала составляла 10 мВт при частоте 1 МГц. Результаты измерений приведены в Таблице 3.

Таблица 3. Эффективность световодов-конусов

Длина световода, м	Эффективность для сигнала 1030 нм @ 10 мВт, %	Эффективность для сигнала 1064 нм @ 10 мВт, %
1.05	61	53
1.5	53	54
2	-	51

Как видно из таблицы, дифференциальная эффективность практически не меняется для разных длин световодов-конусов и находится вблизи 50%. Следует отметить, что при усилении сигнала на 1030 нм в световоде длиной 2 метра уровень усиленной спонтанной люминесценции в области 1064 нм был крайне высок (более 30%), что лишает такой усилитель практической пользы. В случае усилителя длиной 1.05 метра и сигнала на 1064 нм, наблюдалась усиленная люминесценция в области 1030 нм, но ее уровень составлял всего около двух процентов. В остальных случаях доля люминесценции была меньше 1%. Таким образом, усилитель на основе иттербиевых световодов-конусов имеет эффективность соизмеримую с эффективностью усилителей на основе регулярных световодов со ступенчатым ППП [61] и МСС [50].

#### *4.3.3 Измерение порога ВКР усилителя на основе световода-конуса*

Следующим нашим шагом было экспериментальное измерение порога ВКР в световодах-конусах разной длины и на разных длинах волн сигнала. Поскольку ранее было показано, что для насыщения световода-конуса достаточно нескольких милливатт входного сигнала, то была измерена зависимость порога ВКР от мощности входного сигнала. В процессе проведения всех экспериментов контролировалась доля усиленной спонтанной

люминесценции на выходе световода-конуса. Измерения проводились для двух длин световодов-конусов: 1.05 и 2 метра. В случае длины 1.05 метра усиление происходило на длине волны 1030 нм, а в случае 2 метров – на 1064 нм. Во всех экспериментах использовался диод накачки с длиной волны 976 нм. Оценка порога ВКР осуществлялась с помощью спектрального метода: измерялся спектр выходного излучения, затем вычислялся процент мощности в стоксовой компоненте относительно всего спектра. Такой метод позволял с хорошей точностью оценить долю мощности в первой стоксовой компоненте ВКР для сигнала на 1064 нм. Для сигнала на 1030 нм первая стоксовая компонента ВКР перекрывалась с полосой усиленной спонтанной люминесценции, что делало спектральные измерения менее точными. Кроме того, на точность оценки порога влиял факт невозможности повторения условий ввода излучения накачки между экспериментами. Из-за различных условий ввода изменялись потери для излучения накачки, следовательно, изменялось распределение мощности усиливаемого сигнала по длине световода, что приводило к вариациям порога ВКР в пределах 30% при повторных измерениях.

Из приведенных на Рис. 58 результатов измерений видно, что и порог ВКР, и величина УСЛ, быстро возрастают с уменьшением величины входного сигнала. При этом, в случае световода-конуса длиной 2 метра, усиливающего сигнал с центральной длиной волны 1064 нм, удалось достигнуть порога ВКР ~ 760 кВт при относительно приемлемом уровне УСЛ ~ 7%.

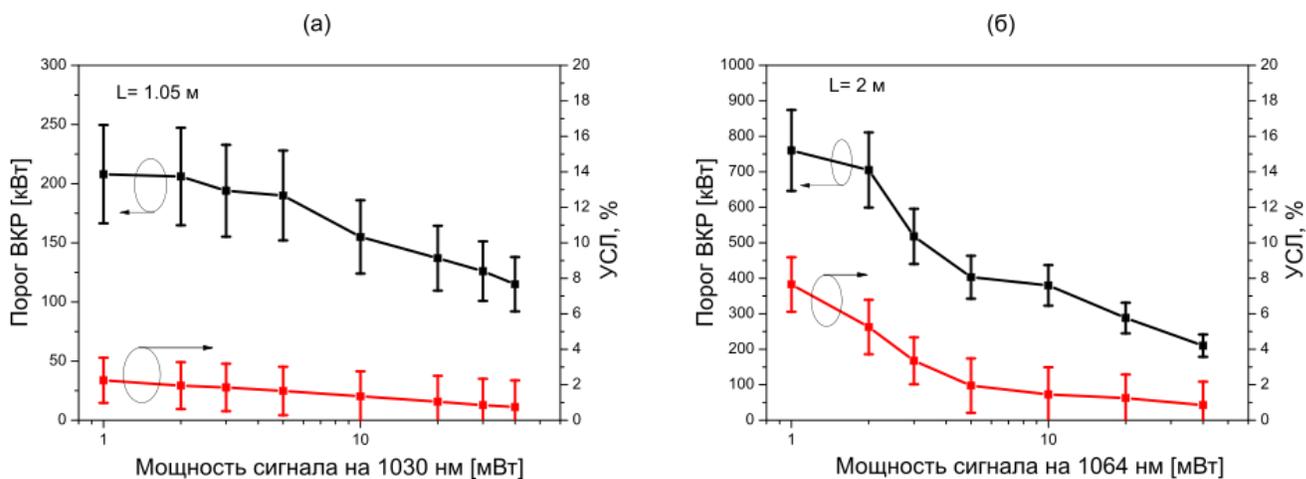


Рисунок 58. Зависимости порога ВКР и величины УСЛ от мощности входного сигнала.

Дополнительно была измерена величина порога ВКР для всех имеющихся длин световодов-конусов. Приведенные в Таблице 4 результаты согласуются с величинами, полученными в ходе моделирования усилителя. Однако, в случае сигнала на 1030 нм, высокий уровень УСЛ приводит к уменьшению величины порога ВКР с увеличением длины световода: на длине 2 метра было невозможно определить величину порога из-за крайне большой доли УСЛ (более 90%). В то же время, в случае сигнала на 1064 нм, наибольшая величина порога ВКР была получена для световода-конуса длиной 2 метра. При этом порог ВКР на длине 1.05 метра оказался несколько выше, чем на длине 1.5 метра, однако в данном случае наблюдалась большая доля УСЛ. Приведенное значение порога в  $300 \pm 50$  кВт было получено при значении УСЛ 4%.

Таблица 4. Измеренные пороги ВКР для световодов-конусов разной длины при усилении сигнала на двух длинах волн.

Длина световода-конуса, м	Измеренный порог ВКР, кВт	
	Сигнал 1030 нм @ 10 мВт	Сигнал 1064 нм @ 10 мВт
1.05	150±50	300±50
1.5	50±20	250±30
2	-	380±60

Таким образом, максимальный порог ВКР наблюдался при усилении импульсов с центральной длиной волны 1064 нм в световоде-конусе длиной 2 метра. При средней мощности входного сигнала 10 мВт величина порога составила 380 кВт при незначительной величине УСЛ 2%, что отлично согласуется с расчетной величиной. При уменьшении мощности входного сигнала до 1 мВт возможно увеличение порога ВКР до 760 кВт ценой увеличения доли УСЛ до 7%.

#### *4.3.4 Реализация УЧИ на основе световода-конуса длиной 2 метра*

Как было упомянуто выше, в качестве генератора чирпированных импульсов использовалась комплексная система, созданная сотрудниками Института Прикладной Физики РАН. Данная система генерировала чирпированные импульсы с центральной длиной волны 1056 нм и полной шириной на уровне половинной амплитуды 20 нм при длительности 100 фс, которые растягивались в волоконном световоде (использовался коммерчески доступный анизотропный световод CS-98-3103 фирмы 3М длиной 70 метров) до

длительности порядка нескольких десятков пс. Чтобы получить импульсы с центральной длиной волны 1064 нм, был использован полосовой фильтр с шириной 6 нм и центральной длиной волны 1064 нм, расположенный после волоконного растяжителя. Вырезанные импульсы на входе в световод-конус имели длительность 28 пс. На выходе световода-конуса длительность импульсов была аналогичной. Усиленные импульсы сжимались с помощью пары прозрачных дифракционных решеток LSFSG-1000-3212-94 от Lightsmyth. С данной системой было проведено две серии экспериментов.

Целью первой серии экспериментов был поиск такого режима работы УЧИ, при котором можно было получить высокую пиковую мощность непосредственно из световода-конуса при возможности сжатия усиленных импульсов до субпикосекундной длительности. Величина входного сигнала составляла 10 мВт. Наилучшего результата удалось достичь при частоте повторения импульсов 3.22 МГц и средней мощности на выходе из световода-конуса 12.7 Вт, что соответствовало пиковой мощности 141 кВт. При меньшей частоте следования импульсов нелинейный набег фазы ухудшал качество усиливаемых импульсов, что приводило к появлению несжимаемого пьедестала. Спектры сигнала на входе и выходе световода конуса приведены на Рис. 59, а. Усиленные импульсы сжимались с эффективностью 70% (средняя мощность после компрессора – 8.9 Вт) до длительности 330 фс (Рис. 59, б), что соответствовало оценочной пиковой мощности 8.4 МВт.

Поскольку пиковая мощность не может быть измерена прямым образом, а рассчитывается на основании измеренной средней мощности, частоты следования импульсов и их длительности (при этом, форма импульсов может быть крайне сложной, в результате чего оценка пиковой мощности будет неточной), то для независимого подтверждения достигнутого уровня пиковой мощности был проведен эксперимент по наблюдению порога эффекта

самофокусировки (СФ) в стержне из стекла BK7. Согласно литературным данным [127], порог СФ в стекле BK7 для излучения с центральной длиной волны 1064 нм составляет 3-4 МВт. Суть эксперимента заключалась в следующем: сжатые импульсы направлялись на стержень из стекла BK7, что позволяло наблюдать эффект СФ в глубине среды, затем мощность излучения уменьшалась оптической системой, размещенной после компрессора, до тех пор, пока эффект СФ не становился нестабильным – измеренная в этом случае средняя мощность использовалась для оценки пиковой мощности, при которой наблюдается порог. Совпадение полученного порога с литературными данными позволит считать оценочный уровень пиковой мощности сжатых импульсов соответствующим действительности. Для проведения эксперимента, после компрессора была помещена полуволновая пластинка, поляризатор и линза с фокусным расстоянием 200 мм. Стержень из стекла BK7 был установлен таким образом, чтобы фокальная точка линзы находилась внутри него. В начале эксперимента полуволновая пластинка была повернута таким образом, чтобы достичь максимального пропускания собранной системы, после чего был наблюден эффект СФ на максимальной пиковой мощности 8.4 МВт (Рис. 60, а), что, согласно литературным данным, значительно выше порога СФ. Затем мощность излучения уменьшалась поворотом полуволновой пластинки с целью наблюдения порога эффекта СФ, Рис. 60, б. Полученный порог составил ~ 4.8 МВт, что согласуется с литературными данными и независимо подтверждает полученную величину пиковой мощности 8.4 МВт.

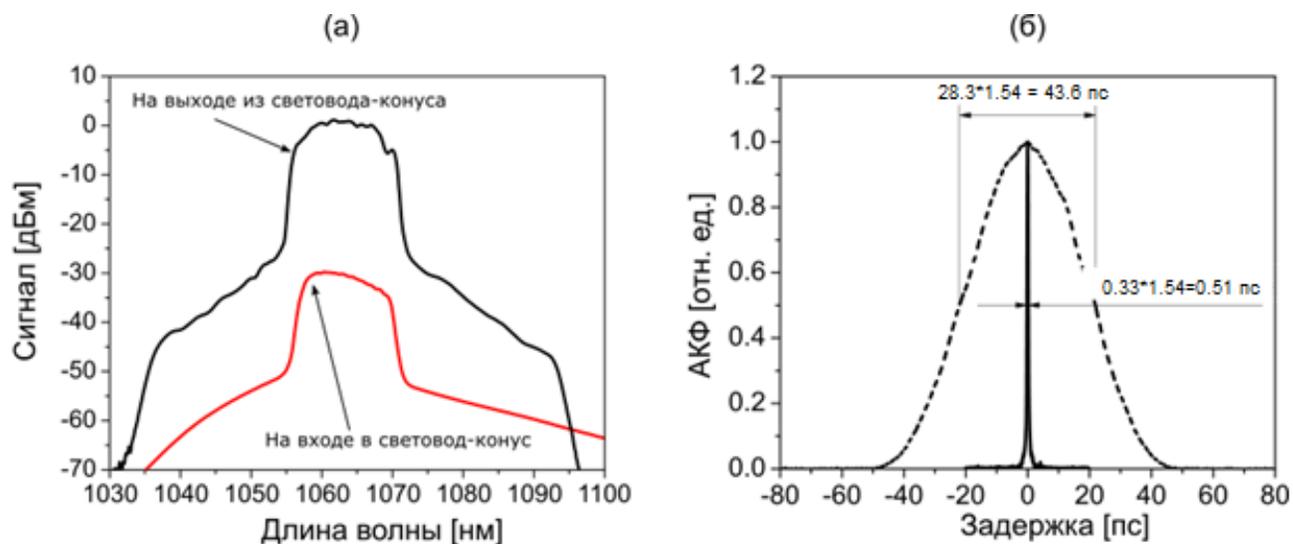


Рисунок 59. (а) Спектр сигнала на входе и выходе световода-конуса. (б) Автокорреляционные функции для импульса на выходе из световода конуса (штриховая кривая) и после компрессора (сплошная кривая).

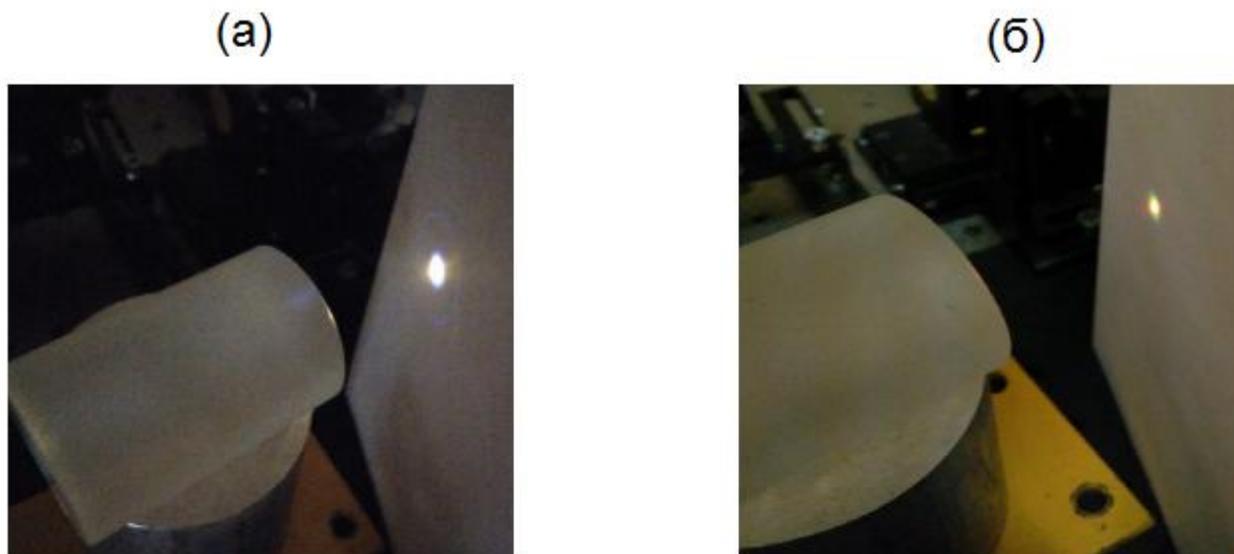


Рисунок 60. Эффект самофокусировки в стекле БК7 при (а) пиковой мощности 8.4 МВт и (б) вблизи порога при пиковой мощности 4.8 МВт.

Во второй серии экспериментов изменялись два параметра входного сигнала (средняя мощность и частота повторения) с целью поиска оптимального режима усиления импульсов для осуществления их качественного сжатия. Таким образом, в данных экспериментах основным ограничением являлась величина ФСМ. Во всех экспериментах средняя мощность на выходе световода-конуса поддерживалась на уровне 10 Вт (что соответствовало средней мощности 8.3 Вт после компрессора). При изменении параметров импульсов приходилось подстраивать компрессор (изменять его длину) для компенсации нелинейного фазового сдвига. Оценочная пиковая мощность усиленных 28.3 пс импульсов составила: 0.11 МВт (3.22 МГц), 0.23 МВт (1.56 МГц), 0.35 МВт (1.03 МГц), 0.65 МВт (0.55 МГц). Измеренные автокорреляционные функции и ФРОГ-восстановленные длительности сжатых импульсов приведены на Рис. 61. Из Рис. 61, а видно, что при частоте 3.22 МГц усиленные импульсы (черная кривая) имеют практически такую же форму автокорреляционной функции, как и у сжатых импульсов на входе световода-конуса (зеленая кривая). ФРОГ-восстановленная интенсивность сжатых импульсов прекрасно согласуется с измеренными автокорреляционными функциями. Из Рис. 61, а и Рис. 61, б видно, что импульсы успешно сжимаются вплоть до частоты повторения 1.03 МГц. Длительность ФРОГ-восстановленных импульсов оставалась примерно одинаковой на уровне  $315 \pm 10$  фс, при этом качество импульсов плавно ухудшалось: появлялся пьедестал из-за нелинейного набега фазы. На частоте 0.55 МГц нелинейный набег достиг столь большой величины, что значительная доля мощности содержалась в несжимаемом пьедестале (Рис. 61, а, оранжевая кривая). Оценочная пиковая мощность составила: 22 МВт на частоте 1.03 МГц, 15 МВт на частоте 1.56 МГц и 7 МВт на частоте 3.22 МГц. Полученные значения пиковой мощности сжатых импульсов были подтверждены в экспериментах по наблюдению эффекта СФ в стекле БК7. Измеренные пороги СФ составили: 4.36 МВт на частоте 3.22 МГц, 5.1 МВт на частоте 1.56 МГц, 6.1

МВт на частоте 1.03 МГц и 4.7 МВт на частоте 0.55 МГц, что согласуется с литературными данными.

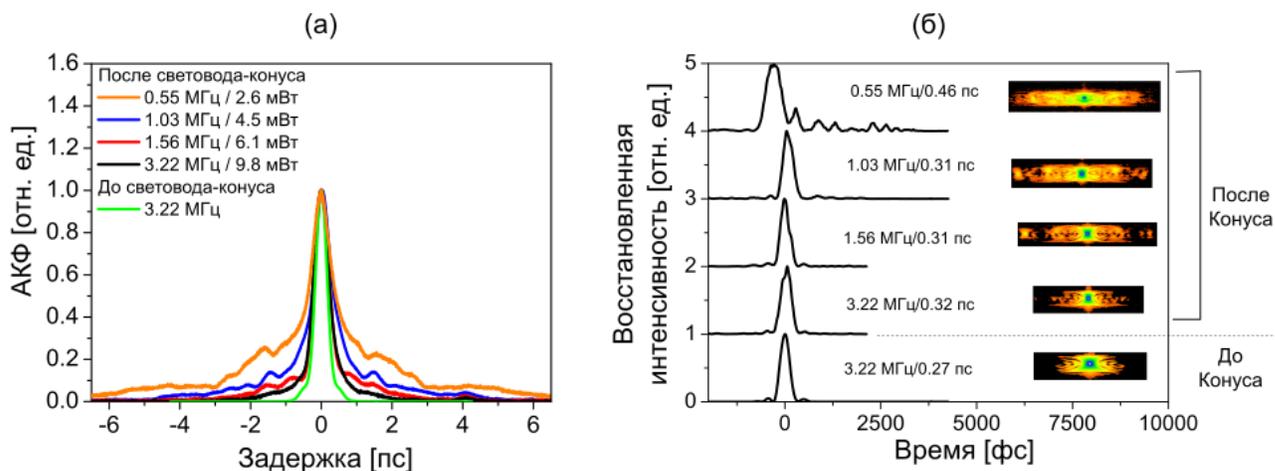


Рисунок 61. (а) измеренные автокорреляционные функции и (б) ФРОГ-восстановленные длительности сжатых импульсов при различной частоте повторения и средней мощности входного сигнала.

#### 4.3.5 Уменьшение эффективности реализованного усилителя вследствие эффекта фотопотемнения

Несмотря на то, что к иттербиевым световодам на основе фосфороалюмосиликатного стекла с избытком фосфора применяется термин «нетемнеющие», в реальности образование поглощающих кислородно-дефицитных центров при работе усилителя все-таки происходит, хотя и в крайне малом количестве. Поскольку в дальнейшем предполагается использование разработанной нами системы в промышленности, то крайне важно оценить падение ее эффективности в течение достаточно продолжительного интервала времени (8 600 часов = календарный год).

Как было указано в Главе 1, величина наводимых потерь хорошо аппроксимируется растянутой экспоненциальной функцией. Таким образом, можно измерить потери, наводимые в результате ФП в течение малого

промежутка времени (нескольких часов) и экстраполировать их величину с помощью данной формулы на значительно большее время. Полученные величины потерь учитывались в связанных скоростных уравнениях при моделировании усилителя. Подробное описание данной процедуры приведено в Приложении 2.

Полученные результаты моделирования показывают, что падение выходной мощности реализованного нами усилителя за год непрерывной работы составляет ~8% в режиме максимальной пиковой мощности (при мощности входного сигнала 0.010 Вт и мощности накачки 30 Вт) (Рис. 62, черная кривая) и 3% в режиме, реализованном в работе [128] (4 Вт входного сигнала и 242 Вт накачки) в усилителе на основе созданного нашим коллективом иттербиевого световода-конуса (Рис. 62, красная пунктирная кривая). Меньшая величина падения эффективности во втором случае связана с тем, что на несколько порядков большая мощность усиливаемых импульсов приводила к значительно меньшему уровню инверсной населенности по длине световода, по сравнению с первым случаем. А как было указано в главе 2, величина и скорость наводимых в результате эффекта ФП потерь прямо пропорциональна величине инверсной населенности ионов иттербия. Через 100 000 часов падение выходной мощности прекращается (в результате насыщения потерь из-за фотопотемнения) и останавливается на уровне 10 и 5 %, соответственно. Полученные расчеты отлично согласуются с экспериментальными результатами, представленными в работе [128] (см. Рис. 63), в которой падение мощности на выходе нашего световода-конуса не превышало 0.6% (погрешность измерения) после 90 часов непрерывной работы.

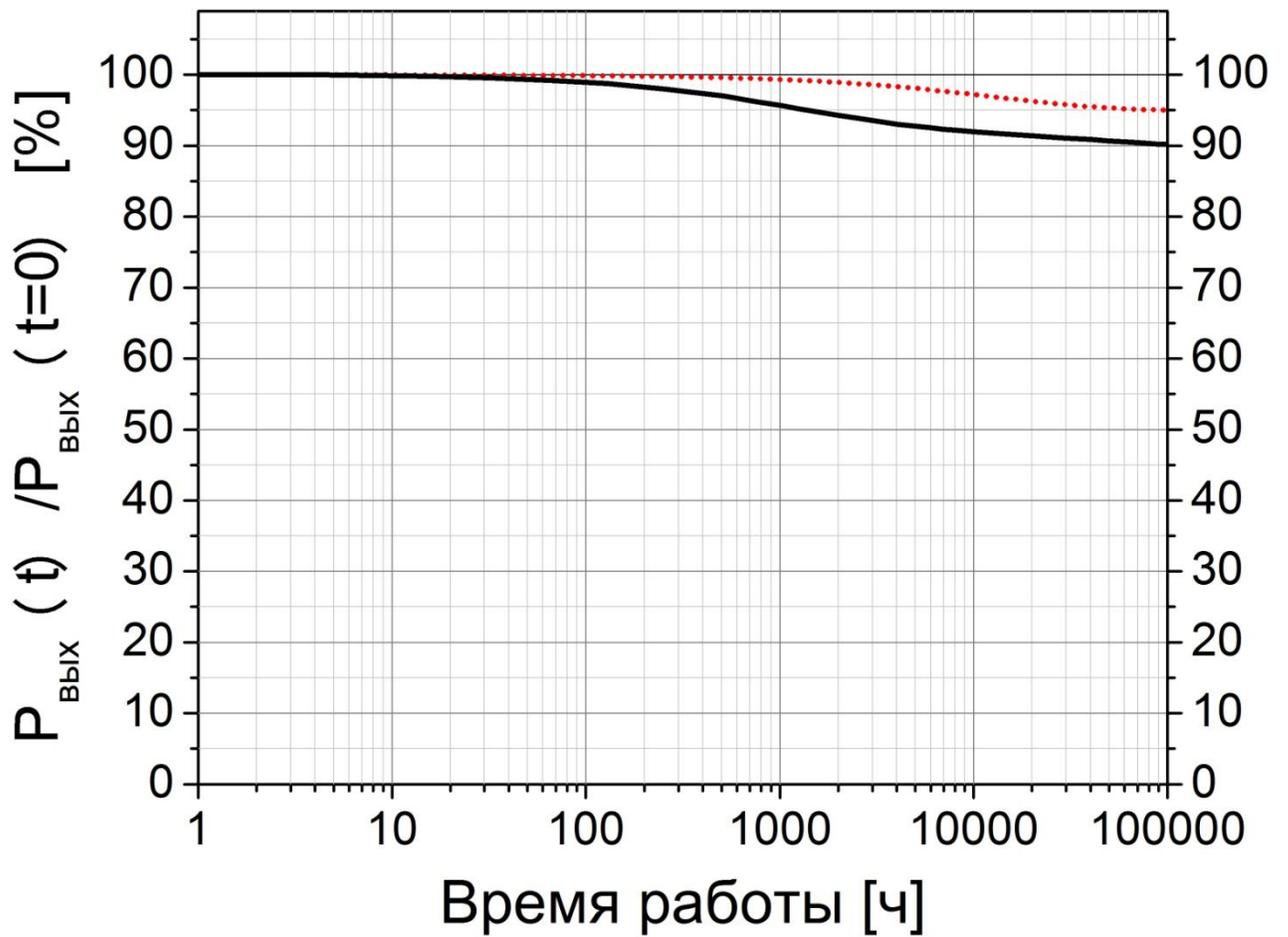


Рисунок 62. Падение выходной мощности усилителя на основе световодного волновода в результате процесса фотопотемнения. Черная сплошная кривая – входной сигнал 0.01 Вт, мощность накачки 30 Вт; красная пунктирная кривая – входной сигнал 4 Вт, мощность накачки 242 Вт.

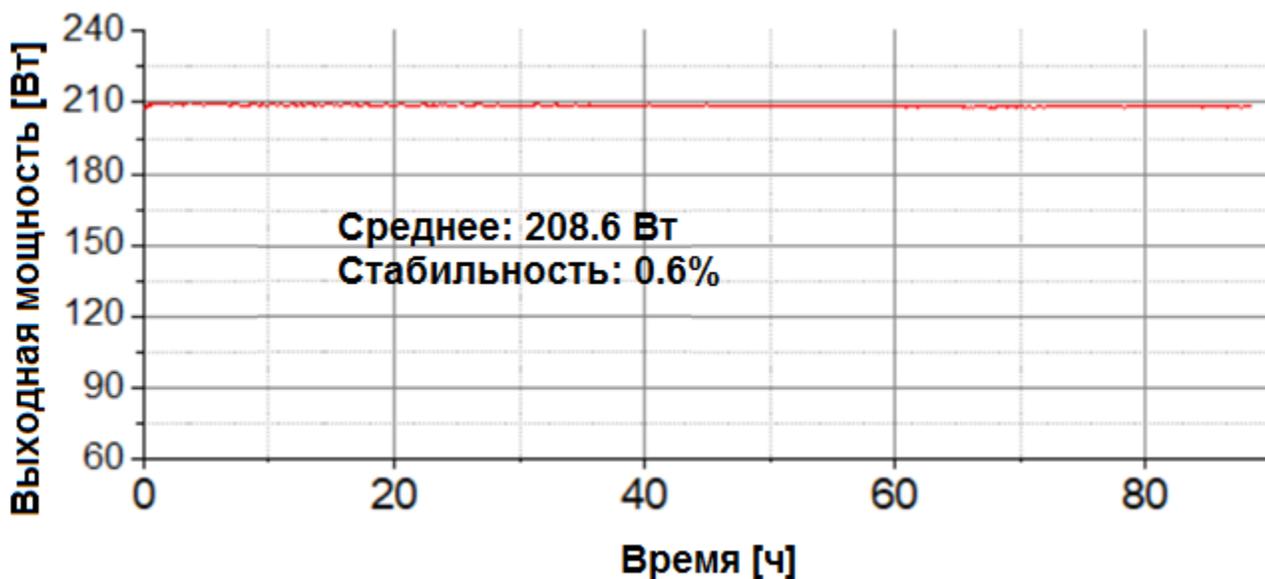


Рисунок 63. Стабильность выходной мощности усилителя на основе аналогичного световода-конуса, созданного нашим коллективом, из работы [128].

#### 4.3.6 Исследование модового состава излучения на выходе световода-конуса методом $S^2$

Часто используемый метод измерения параметра  $M^2$  с целью оценки качества излучения не позволяет оценить реальную долю высших мод на выходе из световода. Можно решить данную проблему используя метод пространственного и спектрального разрешения (Spatially and Spectrally resolved,  $S^2$ ), который позволяет получить качественную характеристику модового состава исследуемого излучения и уровень мощности в каждой из присутствующих мод [129]. Идея метода заключается в том, что распространяющиеся в световоде моды могут быть идентифицированы как по дифференциальной групповой задержке, получаемой с помощью преобразования Фурье спектра прошедшего через исследуемый световод

широкополосного сигнала, так и по пространственной интерференционной картине.

Для данных измерений излучение от непрерывного широкополосного источника с центральной длиной волны 1080 нм вводилось исследуемый световод-конус, в котором усиливалось до уровня средней мощности  $\sim 10$  Вт. Выходное излучение сканировалось одномодовым световодом в двух перпендикулярных направлениях и попадало в спектроанализатор. Согласно полученным результатам, выходное излучение состоит из фундаментальной и первой высшей моды  $LP_{11}$  (на Рис. 64 на вставке справа внизу показана фаза преобразования Фурье), доля мощности в которой относительно фундаментальной моды составляет  $-29.84$  дБ. То есть в высших модах содержалось менее 0.1% выходной мощности.

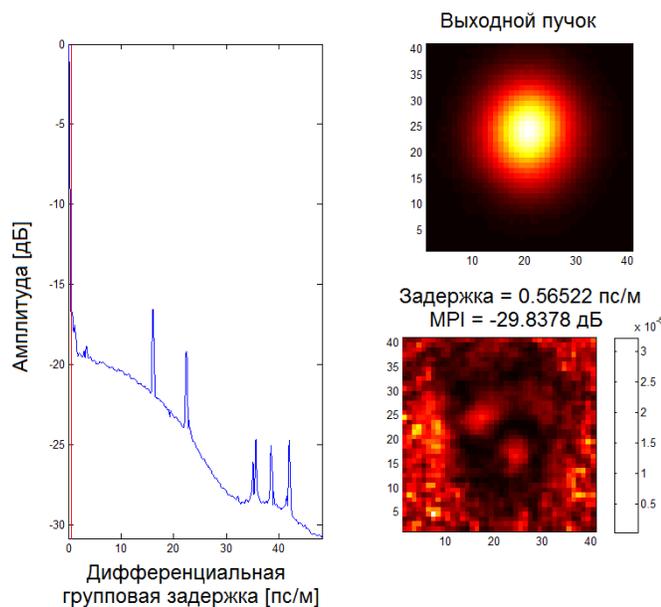


Рисунок 64. Результаты расчетов, полученные на основе измерений методом  $S^2$ . На графике слева показано суммарное преобразование Фурье всех измеренных спектров. На вставке справа внизу приведена фаза общего преобразования Фурье в точке, показанной вертикальной красной прямой на графике.

#### 4.3.7 Эффект деградации моды в усилителе на основе световода-конуса

Для исследования стойкости разработанных иттербиевых световодов-конусов к эффекту деградации моды, был создан усилитель 8 пс импульсов с центральной длиной волны 1064 нм в световоде-конусе длиной 2.2 метра. Реализованный усилитель усиливал импульсы до средней мощности 8 Вт, что соответствовало оценочной пиковой мощности 1.2 МВт. По прошествии 250 часов непрерывной работы никаких признаков деградации моды не наблюдалось (Рис. 65).

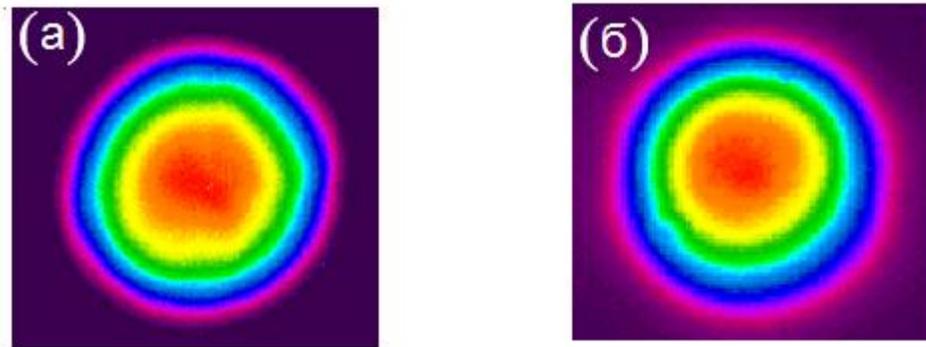


Рисунок 65. Распределение интенсивности выходного излучения до запуска усилителя на основе световода-конуса (а) и после 250 часов непрерывной работы при пиковой мощности 1.2 МВт (б).

#### 4.4 Выводы

Обнаружен новый режим усиления в активных световодах-конусах, который обеспечивает достижение максимальной пиковой мощности. Данный режим реализуется при использовании относительно длинного конусного световода и длинах волн накачки и сигнала, равных, соответственно, 1064 нм и 976 нм. В разработанном нами усилителе чирпированных 28 пс импульсов на основе иттербиевого световода-конуса была достигнута пиковая мощность 350 кВт непосредственно из световода-конуса (что всего в три раза меньше рекордного результата, достигнутого при использовании МСС при усилении импульсов длительностью 3 нс [50]). После сжатия усиленных импульсов до длительности 315 фс была достигнута пиковая мощность 22 МВт, что также является рекордом для полностью волоконных усилителей. При этом уменьшение мощности входного сигнала до 1 мВт позволяет усиливать 8 пс импульсы до 760 кВт пиковой мощности, в результате ограничения порогом ВКР (последующее сжатие импульсов в этом случае малоэффективно) ценой увеличения доли усиленной спонтанной люминесценции (до 7%). Проведенные исследования показали стойкость реализованных световодов-конусов к эффектам фотопотемнения и деградации моды.

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Экспериментально доказано, что процесс фотопотемнения иттербиевых световодов на основе стёкол различного состава (алюмосиликатного, фосфоросиликатного, фосфоалюмосиликатного) связан с возбуждением состояния с переносом заряда в комплексе из иона трёхвалентного иттербия и окружающих его атомов кислорода, приводящем к образованию пары дефектов «кислородно-дырочный центр – двухвалентный ион Yb». Восстановление части ионов иттербия до двухвалентного состояния в результате процесса фотопотемнения обнаружено в ходе экспериментального наблюдения характерных полос люминесценции и поглощения этих ионов.
2. Экспериментально зафиксировано постепенное ухудшение качества моды на выходе импульсных волоконных лазеров с высокой пиковой и относительной небольшой средней мощностью на основе иттербиевых световодов с большой площадью поля моды. Установлено, что причиной эффекта постепенного необратимого ухудшения качества выходной моды является перекачка мощности из фундаментальной моды в первую высшую моду вследствие появления в сердцевине иттербиевого световода длиннопериодной решетки показателя преломления. Физическим механизмом появления решетки является интерференция фундаментальной моды и, имеющей относительно небольшую мощность, первой высшей моды. Периодическая модуляция интенсивности оптического излучения по длине световода приводит к неравномерному наведению дефектов сетки стекла (в том числе связанных с эффектом фотопотемнения) и соответствующей модуляцией показателя преломления.

3. Проведено теоретическое исследование режима работы усилителя импульсов на основе конусного иттербиевого световода. Обнаружен новый режим усиления, особенностью которого является увеличение порога нелинейных эффектов при увеличении длины активного конусного световода. Показано, что наибольший порог нелинейных эффектов будет наблюдаться при использовании сигнала в области 1064 нм и встречной накачки на длине волны 976 нм. Необходимым условием реализации данного режима является высокое суммарное поглощение излучения накачки из оболочки конусного световода (порядка 50 дБ для слабого сигнала), которое обеспечивает слабое усиление сигнала в начальной, тонкой части конусного световода и быстрый рост сигнала в той части световода, в которой диаметр поля фундаментальной моды достигает максимальных значений.
4. Созданы образцы иттербиевых одномодовых анизотропных конусных световодов с большой площадью поля моды (1000 мкм<sup>2</sup>) и высоким уровнем поглощения накачки из оболочки (24 дБ/м на длине волны 976 нм). Экспериментально подтверждено существование теоретически предсказанного режима усиления, обеспечивающего высокий порог нелинейных эффектов при использовании относительно длинного конусного световода (длиной 2 метра). Применение такого конусного световода в усилителе чирпированных импульсов позволило усилить 28-пс импульсы до рекордно высокой (для полностью волоконных лазерных схем) пиковой мощности 350 кВт, а затем их сжать, используя две дифракционные решетки, до длительности 315 фс, что соответствует пиковой мощности 22 МВт.
5. Исследования долговременной надежности усилителя импульсов длительностью 8 пс с высокой пиковой мощностью (1.2 МВт) на основе разработанного иттербиевого конусного световода, показали, что эффект

модовой деградации может быть подавлен на протяжении как минимум 250 часов непрерывной работы вследствие крайне низкой доли мощности высших мод (менее 0.1%), распространяющихся в таком конусном световоде.

## Список использованной литературы

**Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:**

A1. Рыбалтовский А. А., Умников А. А., **Бобков К. К.**, Липатов Д. С., Романов А. Н., Лихачев М. Е., Сулимов В. Б., Гурьянов А. Н., Бубнов М. М., Дианов Е. М., Роль кислородно-дырочных центров окраски в механизме фотопотемнения фосфоросиликатных световодов, легированных оксидом иттербия, Квантовая электроника, 43 (11), 1037-1042 (2013).

A2. Rybaltovsky A. A., Umnikov A. A., Lipatov D. S., Kamenskikh I. A., **Bobkov K. K.**, Likhachev M. E., Bubnov M. M., Mikhailin V. V., Guryanov A. N., Dianov E. M., Mechanisms of photoinduced absorption in phosphosilicate ytterbium-doped optical fibers, ICONO/LAT-2013.

A3. **Бобков К. К.**, Рыбалтовский А. А., Умников А. А., Гурьянов А. Н., Лихачев М. Е., Бубнов М. М., Дианов Е. М., Возбуждение состояния с переносом заряда как основной механизм фотопотемнения алюмосиликатных световодов, легированных оксидом иттербия, Фотон-экспресс, 6(110), 283-284 (2013).

A4. I. A. Kamenskikh, A. A. Rybaltovsky, **K. K. Bobkov**, M. M. Bubnov, A. A. Umnikov, D. Ustinov, Luminescent properties of Yb-doped phosphoro- and aluminosilicate glasses in the region of the charge-transfer absorption, ICL, 13-18 July, Wroclaw, Poland (2014).

A5. **Бобков К. К.**, Рыбалтовский А. А., Вельмискин В. В., Лихачев М. Е., Бубнов М. М., Дианов Е. М., Умников А. А., Гурьянов А. Н., Вечканов Н. Н., Шестакова И. А., Возбуждение состояния с переносом заряда как

основной механизм фотопотемнения алюмосиликатных световодов, легированных оксидом иттербия, Квантовая электроника, 44(12), 1129-1135 (2014).

A6. Rybaltovsky A. A., **Bobkov K. K.**, Velmiskin V. V., Likhachev M. E., Bubnov M. M., Dianov E. M., Umnikov A. A., Guryanov A. N., Shestakova I. A., The Yb-doped aluminosilicate fibers photodarkening mechanism based on the charge-transfer state excitation, Proc. of SPIE, 896116 (2014).

A7. **Бобков К. К.**, Бубнов М. М., Алешкина С. С., Лихачев М. Е., Постепенная деградация основной моды в иттербиевых импульсных волоконных лазерах, Прикладная фотоника, 2(3), 287-298 (2015).

A8. **Konstantin K Bobkov**, Mikhail M. Bubnov, Svetlana S. Aleshkina, and Mikhail E. Likhachev, Long-Term Mode Shape Degradation in Yb-doped Pulsed Fiber Lasers, Specialty Optical Fibers 2016, paper SoW2H.5.

A9. **Bobkov K. K.**, Bubnov M. M., Aleshkina S. S., Likhachev M. E., Long-term mode shape degradation in large mode area Yb-doped pulsed fiber amplifiers, Laser Physics Letters, 14(1), (2017).

A10. **K. K. Bobkov**, M. M. Bubnov, S. S. Aleshkina, M. E. Likhachev, Long-term mode shape degradation in ytterbium-doped pulsed fiber lasers, Laser Optics, 2016 International Conference, paper ThR2-17.

A11. **Konstantin K. Bobkov**, Mikhail M. Bubnov, Svetlana S. Aleshkina, Mikhail E. Likhachev, The first experimental observation of long-term mode degradation in high peak power Yb-doped amplifiers, Proc. of SPIE, 100830T (2017).

A12. **Бобков К. К.**, Левченко А. Е., Алешкина С. С., Семенов С. Л., Денисов А. Н., Бубнов М. М., Липатов Д. С., Лаптев А. Ю., Гурьянов А.

Н., Лихачев М. Е., Легированный оксидом иттербия световод-конус с высоким порогом нелинейных эффектов, Фотон-экспресс, 6(126), 125-126 (2015).

A13. Коптев М. Ю., Анашкина Е. А., **Бобков К. К.**, Лихачев М. Е., Левченко А. Е., Алешкина С. С., Семенов С. Л., Денисов А. Н., Бубнов М. М., Липатов Д. С., Лаптев А. Ю., Гурьянов А. Н., Андрианов А. В., Муравьев С. В., Ким А. В., Волоконный усилитель на основе активного иттербиевого световода-конуса для получения ультракоротких оптических импульсов с мегаваттным уровнем пиковой мощности, Квантовая электроника, 45(5), 443-450 (2015).

A14. **Bobkov K. K.**, Levchenko A. E., Aleshkina S. S., Semenov S. L., Denisov A. N., Bubnov M. M., Likhachev M. E., Koptev M. Yu., Anashkina E. A., Muravyev S. V., Andrianov A. V., Kim A. V., Lipatov D. S., Laptev A. Yu., Guryanov A. N., Monolithic sub-MW peak power tapered Ytterbium-doped fiber amplifier, Proc. of SPIE, 93440S (2015).

A15. **K. Bobkov**, A Levchenko, S. Aleshkina, S. Semenov, A. Denisov, M. Bubnov, D. Lipatov, A. Laptev, A. Guryanov, and M. Likhachev, Low bend-sensitive all-glass highly Yb-doped tapered fiber for high-peak-power amplification systems, ECOC/EQEC, paper CJ\_3\_1 (2015).

A16. **Konstantin Bobkov**, Andrey Levchenko, Svetlana Aleshkina, Sergey Semenov, Alexander Denisov, Mikhail Bubnov, Denis Lipatov, Alexander Laptev, Alexey Guryanov, Mikhail Likhachev, 1.5 MW peak power diffraction limited monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier, CLEO/Europe-EQEC, paper CJ-P.6 (2017).

A17. **Konstantin K. Bobkov**, Maxim Yu. Koptev, Andrei E. Levchenko, Svetlana S. Aleshkina, Sergey L. Semenov, Alexander N. Denisov, Mikhail M.

Bubnov, Denis S. Lipatov, Alexander Yu. Laptev, Alexey N. Guryanov, Elena A. Anashkina, Sergey V. Muravyev, Alexey V. Andrianov, Arkady V. Kim, Mikhail E. Likhachev, MW peak power diffraction limited monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier, Proc. of SPIE, 1008309 (2017).

A18. **Konstantin Bobkov**, Alexey Andrianov, Maxim Koptev, Sergey Muravyev, Andrei Levchenko, Vladimir Velmiskin, Svetlana Aleshkina, Sergey Semjonov, Denis Lipatov, Alexey Guryanov, Arkady Kim, and Mikhail Likhachev, Sub-MW peak power diffraction-limited chirped pulse monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier, Optics Express, 25(22), 26958-26972 (2017).

### Список цитируемой литературы

1. Burkley Z., Rasor C., Cooper S.F., Brandt A. D., Yost D. C. Yb fiber amplifier at 972.5 nm with frequency quadrupling to 243.1 nm // Appl. Phys. B. 2017. Vol. 123, no. 5. P. 1-5.
2. Royon R., Lhermite J., Sarger L., Cormier E. High power, continuous-wave ytterbium-doped fiber laser tunable from 976 to 1120 nm // Opt. Express. 2013. Vol. 21, no. 11. P. 13818-13823.
3. Zervas M. N., Codemard C. A. High Power Fiber Lasers: A Review // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2014. Vol. 20, no. 5. P. 219–241.
4. Robinson Ch. C., Fournier J. T. Co-ordination of Yb<sup>3+</sup> in phosphate, silicate, and germanate glasses\* // J. Phys. Chem. Solids. 1970. Vol. 31. P. 895–904.
5. Аппен А. А. Химия стекла. – Л.: Изд-во Химия. – 1974. – 352 с.
6. Yamamoto T., Tanaka T., Matsuyama T., Funabiki T., Yoshida S. Silica-supported ytterbium oxide characterized by spectroscopic methods and acid-catalyzed reactions // J. of Molecular Catalysis A: Chemical. 2000. Vol. 155, no. 1. P. 43-58.
7. Yamamoto T., Tanaka T., Matsuyama T., Funabiki T., Yoshida S. Alumina-supported rare-earth oxides characterized by acid-catalyzed reactions and spectroscopic methods // J. Phys. Chem. B. 2001. Vol. 105, no. 9. P. 1908-1916.

8. Arai K., Namikawa H., Kumata K., Honda T., Ishii Y., Handa T. Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass // *J. Appl. Phys.* 1986. Vol. 59, no. 10. P. 3430–3436.
9. Lee L.-L., Tsai D. S. Ion clustering and crystallization of sol-gel-derived erbium silicate glass // *J. Mater. Sci. Lett.* 1994. Vol. 13, no. 8. P. 615–617.
10. Likhachev M., Aleshkina S., Shubin A., Bubnov M., Dianov E., Lipatov D., Guryanov A. Large-Mode-Area Highly Yb-doped Photodarkening-Free Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub>-Based Fiber // *Proc. CLEO Europe*. 2011. / paper CJ\_P24.
11. Kosinski S. G., Krol D. M., Duncan T. M., Douglass D. C., MacChesney J. B., Simpson J. R. Raman and NMR spectroscopy of SiO<sub>2</sub> glasses co-doped with Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> and P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> // *J. Non-Cryst. Solids*. 1988. Vol. 105, no. 1-2. P. 45-52.
12. DiGiovanni D. J., MacChesney J. B., Kometani T. Y. Structure and properties of silica containing aluminum and phosphorus near the AlPO<sub>4</sub> join // *J. Non-Cryst. Solids*. 1989. Vol. 113, no. 1. P. 58–64.
13. Likhachev M. E., Bubnov M. M., Zotov K. V, Lipatov D. S., Yashkov M. V, Guryanov A. N. Effect of the AlPO<sub>4</sub> join on the pump-to-signal conversion efficiency in heavily Er-doped fibers // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, no. 21. P. 3355–3357.
14. Unger S., Schwuchow A., Jetschke S., Reichel V., Leich M., Scheffel A., Kirchhof J. Influence of aluminum-phosphorus codoping on optical properties of ytterbium-doped laser fibers // *Proc. SPIE*. 2009. / paper 72121B-1.
15. Jetschke S., Unger S., Schwuchow A., Leich M., Kirchhof J. Efficient Yb laser fibers with low photodarkening by optimization of the core composition // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, no. 20. P. 15540-15545.
16. Мелькумов М. А., Буфетов И. А., Кравцов К. С., Шубин А. В., Дианов Е. М. Сечения поглощения и вынужденного излучения ионов Yb<sup>3+</sup> в силикатных световодах, легированных P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> // *Препринт Научного Центра Волоконной Оптики при Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН*. 2004. №. 5, 57 с.
17. Keck D. B., Maurer R. D., Schultz P. C. On the ultimate lower limit of attenuation in glass optical waveguides // *Appl. Phys. Lett.* 1973. Vol. 22. P. 307-309.
18. Kirchhof J., Unger S., Reichel V., Schwuchow A. Background loss and devitrification in Nd-doped fiber laser glass // *Proc. OFC*. 1996. / paper TuL4.

19. Khopin V. F., Umnikov A. A., Vechkanov N. N., Rozental' A. E., Gur'Yanov A. N., Bubnov M. M., Rybaltovskii A. A., Belov A. V., Dianov E. M. Effect of core glass composition on the optical properties of active fibers // *Inorg. Mater.* 2005. Vol. 41, no. 4. P. 434–437.
20. Ohmori Y., Hanawa F., Nakahara M. Fabrication of low-loss Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-doped silica fibres // *Electron. Lett.* 1982. Vol. 18, no. 18. P. 761-763.
21. Wang J., Li M.-J., Nolan D. A. The lowest-loss of 0.35 dB/km in an aluminum-doped SM optical fiber // *Proc. Opt. Fiber Commun. Conf. Natl. Fiber Opt. Eng. Conf. IEEE 2006.* / paper OThA1.
22. MacDowell J. F., Beall G. H. Immiscibility and Crystallization in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> Glasses // *J. Am. Ceram. Soc.* 1969. Vol. 52, no. 1. P. 17–25.
23. Scott C. J. Optimization of composition for Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-doped optical fiber // *Proc. Opt. Fiber Commun. Washington.* 1984. / paper TuM4.
24. Egorova O. N., Bubnov M. M., Bufetov I. A., Dianov E. M., Guryanov A. N., Khopin V. F., Semjonov S. L., Shubin A. V. Phosphosilicate-core single-mode fibers intended for use as active medium of Raman lasers and amplifiers // *Proc. SPIE.* 2001. / paper 4216. P. 32–39.
25. Bubnov M. M. Highly doped silica-based fibers for non-linear applications // *Proc. ECOC.* 2004. / paper Tu431. P. 228-231.
26. Bubnov M. M., Gur'yanov A. N., Zotov K. V., Iskhakova L. D., Lavrishchev S. V., Lipatov D. S., Likhachev M. E., Rybaltovsky A. A., Khopin V. F., Yashkov M. V, Dianov E. M. Optical properties of fibres with aluminophosphosilicate glass cores // *Quantum Electron.* 2009. Vol. 39, no. 9. P. 857–862.
27. Ishii T. First-principles calculations for the cooperative transitions of Yb<sup>3+</sup> dimer clusters in Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> and Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> crystals // *J. Chem. Phys.* 2005. Vol. 122, no. 2. P. 1-6.
28. Kir'yanov A. V., Barmenkov Y. O., Martinez I. L., Kurkov A. S., Dianov E. M. Cooperative luminescence and absorption in Ytterbium-doped silica fiber and the fiber nonlinear transmission coefficient at  $\lambda=980$  nm with a regard to the Ytterbium ion-pairs' effect // *Opt. Express.* 2006. Vol. 14, no. 9. P. 3981-3992.
29. Vallés J. A., Martin J. C., Berdejo V., Cases R., Alvarez J. M., Rebolledo M. A. Assessment of effect of Yb<sup>3+</sup> ion pairs on a highly Yb-doped double-clad fibre laser // *Laser Physics.* 2018. Vol. 28, no. 3. P. 1-5.
30. Kurkov A. S., Dianov E. M. Moderate-power cw fibre lasers // *Quantum Electron.* 2004. Vol. 34, no. 10. P. 881–900.

31. Яшков М. В., Абрамов А. Н., Гурьянов А. Н., Мелькумов М. А., Шубин А. В., Бубнов М. М., Лихачев М. Е. Оптические свойства световодов с сердцевинной из алюмосиликатного стекла, высоколегированного иттербием и фтором // Квантовая электроника. 2017. Т. 47, № 12. С. 1099-1104.
32. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. – М.: Изд-во Мир. – 1996. – 323 с.
33. Milam D. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica // Appl. Opt. 1998. Vol. 37, no. 3. P. 546-550.
34. [https://www.rp-photonics.com/self\\_phase\\_modulation.html](https://www.rp-photonics.com/self_phase_modulation.html)
35. Perry M. D., Ditmire T., Stuart B. C. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification // Opt. Lett. 1994. Vol. 19, no. 24. P. 2149-2151.
36. Singh S. P., Gangwar R., Singh N. nonlinear scattering effects in optical fibers // Proc. PIER. 2007. Vol. 74. P. 379–405.
37. Stolen R. H. Nonlinearity in fiber transmission // Proc. IEEE. 1980. Vol. 68, no. 10. P. 1232–1236.
38. Smith R. G. Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering // Appl. Opt. 1972. Vol. 11, no. 11. P. 2489-2494.
39. Tkach R. W., Chraplyvy A. R., Derosier R. M. Spontaneous Brillouin scattering for single-mode optical-fibre characterization // Electron. Lett. 1986. Vol. 22, no. 19. P. 1011-1013.
40. <http://www.jonsson.eu/research/lectures/lect10/web/?lang=sv>
41. Marburger J. H. Self-focusing: Theory // Prog. Quant. Electr. 1975. Vol. 4. P. 35–110.
42. Koplów J. P., Kliner D. A. V., Goldberg L. Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, no. 7. P. 442-444.
43. Machewirth D., Khitrov V., Manyam U., Tankala K., Carter A., Abramczyk J., Farroni J., Guertin D., Jacobson N. Large Mode Area Double Clad Fibers for Pulsed and CW Lasers and Amplifiers // Proc. SPIE 2004. Vol. 5335. P. 140–150.
44. Fini J.M. Large mode area fibers with asymmetric bend compensation // Opt. Express. 2011. Vol. 19, no. 22. P. 21866-21873.

45. Nicholson J. W., Fini J. M., Yablon A. D., Westbrook P. S., Feder K., Headley C. Demonstration of bend-induced nonlinearities in large-mode-area fibers // *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32, no. 17. P. 2562-2564.
46. Siegman A. E. Defining, measuring, and optimizing laser beam quality // *Proc. SPIE* 1993. Vol. 1868. P. 2-12.
47. Jeong Y., Sahu J.K., Payne D.N., Nilsson J. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power // *Opt. Express.* 2004. Vol. 12, no. 25. P. 6088-6092.
48. Ma X., Zhu C., Hu I.-N., Kaplan A., Galvanauskas A. Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 $\mu$ m diameter cores // *Opt. Express.* 2014. Vol. 22, no. 8. P. 9206-9219.
49. Limpert J., Liem A., Reich M., Schreiber T., Nolte S., Zellmer H., Tünnermann A., Broeng J., Petersson A., Jakobsen C. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier // *Opt. Express.* 2004. Vol. 12, no. 7. P. 1313–1319.
50. Eidam T., Rothhardt J., Stutzki F., Jansen F., Hädrich S., Carstens H., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power // *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, no. 1. P. 255-260.
51. Jung Y., Jeong Y., Brambilla G., Richardson D.J. Adiabatically tapered splice for selective excitation of the fundamental mode in a multimode fiber // *Opt. Lett.* 2009. Vol. 34, no. 15. P. 2369-2371.
52. Kerttula J., Filippov V., Ustimchik V., Chamorovskiy Y., Okhotnikov O. G. Mode evolution in long tapered fibers with high tapering ratio // *Opt. Express.* 2012. Vol. 20, no. 23. P. 25461-25470.
53. Kerttula J., Filippov V., Chamorovskii Y., Ustimchik V., Golant K., Okhotnikov O. G. Tapered fiber amplifier with high gain and output power // *Laser Phys.* 2012. Vol. 22, no. 11. P. 1734–1738.
54. Filippov V., Vorotynskii A., Noronen T., Gumenyuk R., Chamorovskii Y., Golant K. Picosecond MOPA with ytterbium doped tapered double clad fiber // *Proc. SPIE.* 2017. / paper 100831H.
55. Wong W. S., Peng X., McLaughlin J. M., Dong L. Robust Single-Mode Propagation in Optical Fibers with Record Effective Areas // *Proc. CLEO.* 2005. / paper CPDB10.
56. Gaponov D. A., Février S., Devautour M., Roy P., Likhachev M. E., Aleshkina S. S., Salganskii M. Y., Yashkov M. V., Guryanov A. N. Management of the

- high-order mode content in large (40  $\mu\text{m}$ ) core photonic bandgap Bragg fiber laser // *Opt. Lett.* 2010. Vol. 35, no. 13. P. 2233-2235.
57. Daniault L., Gaponov D.A., Hanna M., Février S., Roy P., Druon F., Georges P., Likhachev M. E., Salganskii M. Y., Yashkov M. V. High power femtosecond chirped pulse amplification in large mode area photonic bandgap Bragg fibers // *Appl. Phys. B.* 2011. Vol. 103, no. 3. P. 615–621.
58. Lavoute L., Roy P., Desfarges-Berthelemot A., Kermène V., Février S. Design of microstructured single-mode fiber combining large mode area and high rare earth ion concentration // *Opt. Express.* 2006. Vol. 14, no. 7. P. 2994-2999.
59. Galvanauskas A. Mode-scalable fiber-based chirped pulse amplification systems // *J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2001. Vol. 7, no. 4. P. 504–517.
60. Pan Y. High-Energy and Short-Pulse Generation from Passively Mode-Locked Ytterbium-Doped Double-Clad Fiber Lasers // *High Energy Short Pulse Lasers.* InTech. 2016. P. 281-302.
61. Sun R., Jin D., Tan F., Wei S., Hong C., Xu J., Liu J., Wang P. High-power all-fiber femtosecond chirped pulse amplification based on dispersive wave and chirped-volume Bragg grating // *Opt. Express.* 2016. Vol. 24, no. 20. P. 22806-22812.
62. Kotov L., Likhachev M., Bubnov M., Medvedkov O., Lipatov D., Guryanov A., Zaytsev K., Jossent M., Février S. Millijoule pulse energy 100-nanosecond Er-doped fiber laser // *Opt. Lett.* 2015. Vol. 40, no. 7. P. 1189-1192.
63. Pavlov I., Dülgergil E., Ilbey E., Ilday F. Ö. Diffraction-limited, 10-W, 5-ns, 100-kHz, all-fiber laser at 155  $\mu\text{m}$  // *Opt. Lett.* 2014. Vol. 39, no. 9. P. 2695-2698.
64. Koponen J. J., Söderlund M. J., Tammela S. K. T., Po H. Photodarkening in ytterbium-doped silica fibers / *Proc. SPIE.* 2005. / paper 599008.
65. Morasse B., Chatigny S., Gagnon É., Hovington C., Martin J.-P., de Sandro J.-P. Low photodarkening single cladding ytterbium fibre amplifier // *Proc. SPIE.* 2007. / paper 64530H-1.
66. Arai T., Ichii K., Tanigawa S., Fujimaki M. Gamma-radiation-induced photodarkening in ytterbium-doped silica glasses // *Proc. SPIE.* 2011. / paper 79140K.
67. Jetschke S., Unger S., Röpke U., Kirchhof J. Photodarkening in Yb doped fibers: experimental evidence of equilibrium states depending on the pump power // *Opt. Express.* 2007. Vol. 15, no. 22. P. 14838-14843.

68. Shubin A. V., Yashkov M. V., Melkumov M.A., Smirnov S.A., Bufetov I.A., Dianov E.M. Photodarkening of aluminosilicate and phosphosilicate Yb-doped fibers // CLEO-Europe. 2007. / paper 603600.
69. Koponen J., Söderlund M., Hoffman H.J., Kliner D. a V, Koplrow J.P., Hotoleanu M. Photodarkening rate in Yb-doped silica fibers // Appl. Opt. 2008. Vol. 47, no. 9. P. 1247-1256.
70. Manek-Honninger I., Boulet J., Cardinal T., Guillen F., Ermeneux S., Podgorski M., Doua R. B., Salin F. Photodarkening and Photobleaching of an Ytterbium-doped Silica Double-clad LMA fiber // Opt. Express. 2007. Vol. 15, no. 4. P. 1606–1611.
71. Guzman Chávez A. D., Kir'yanov A. V., Barmenkov Y. O., Il'ichev N. N. Reversible photo-darkening and resonant photo-bleaching of Ytterbium-doped silica fiber at in-core 977-nm and 543-nm irradiation // Laser Phys. Lett. 2007. Vol. 4, no. 10. P. 734–739.
72. Gebavi H., Taccheo S., Tregoeat D., Monteville A., Robin T. Photobleaching of photodarkening in ytterbium doped aluminosilicate fibers with 633 nm irradiation // Opt. Mater. Express. 2012. Vol. 2, no. 9. P. 1286-1291.
73. Engholm M., Jelger P., Laurell F., Norin L. Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping // Opt. Lett. 2009. Vol. 34, no. 8. P. 1285–1287.
74. Sim F., Catlow C. R. A., Dupuis M., Watts J. D. Ab initio self-consistent-field molecular orbital calculations on defects associated with radiation damage in alpha quartz // J. Chem. Phys. 1991. Vol. 95, no. 6. P. 4215–4224.
75. Eidam T., Hanf S., Seise E., Andersen T. V., Gabler T., Wirth C., Schreiber T., Limpert J., Tünnermann A. Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power // Opt. Lett. 2010. Vol. 35, no. 2. P. 94-96.
76. Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. High-power fibre lasers // Nat. Photonics. Nature Publishing Group. 2013. Vol. 7, no. 11. P. 861–867.
77. Eidam T., Wirth C., Jauregui C., Stutzki F., Jansen F., Otto H.-J., Schmidt O., Schreiber T., Limpert J., Tünnermann A. Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers // Opt. Express. 2011. Vol. 19, no. 14. P. 13218-13224.
78. Smith A. V., Smith J.J. Mode instability in high power fiber amplifiers // Opt. Express. 2011. Vol. 19, no. 11. P. 10180-10192.

79. Jauregui C., Otto H.-J., Stutzki F., Jansen F., Limpert J., Tünnermann A. Passive mitigation strategies for mode instabilities in high-power fiber laser systems // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, no. 16. P. 19375-19386.
80. Otto H.-J., Modsching N., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. Impact of photodarkening on the mode instability threshold // *Opt. Express*. 2015. Vol. 23, no. 12. P. 15265-15277.
81. Jauregui C., Eidam T., Limpert J., Tünnermann A. The impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, no. 4. P. 3258-3271.
82. Ward B. Theory and modeling of photodarkening-induced quasi static degradation in fiber amplifiers // *Opt. Express*. 2016. Vol. 24, no. 4. P. 3488-3501.
83. Yoo S., Basu C., Boyland A. J., Sones C., Nilsson J., Sahu J. K., Payne D. Photodarkening in Yb-doped aluminosilicate fibers induced by 488 nm irradiation // *Opt. Lett.* 2007. Vol. 32, no. 12. P. 1626–1628.
84. Carlson C. G., Keister K. E., Dragic P. D., Croteau A., Eden J. G. Photoexcitation of Yb-doped aluminosilicate fibers at 250 nm: evidence for excitation transfer from oxygen deficiency centers to Yb<sup>3+</sup> // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2010. Vol. 27, no. 10. P. 2087-2094.
85. Mattsson K. E. Photo darkening of rare earth doped silica // *Opt. Express*. 2011. Vol. 19, no. 21. P. 19797-19812.
86. Trukhin A. N., Troks J., Griscom D. L. Thermostimulated luminescence and electron spin resonance in X-ray- and photon-irradiated oxygen-deficient silica // *J. Non. Cryst. Solids*. 2007. Vol. 353, no. 16–17. P. 1560–1566.
87. Griscom D. L. Trapped-electron centers in pure and doped glassy silica: A review and synthesis // *J. Non. Cryst. Solids*. 2011. Vol. 357, no. 8–9. P. 1945–1962.
88. Dragic P. D., Carlson C. G., Croteau A. Characterization of defect luminescence in Yb doped silica fibers: part I NBOHC // *Opt. Express*. 2008. Vol. 16, no. 7. P. 4688-4697.
89. Peretti R., Gonnet C., Jurdyc A.-M. A new vision of photodarkening in Yb<sup>3+</sup>-doped fibers // *Proc. SPIE*. 2012. / paper 825705-1.
90. Kirchhof J., Unger S., Jetschke S., Schwuchow A., Leich M., Reichel V. Yb-doped silica-based laser fibers: correlation of photodarkening kinetics and related optical properties with the glass composition // *Proc. SPIE*. 2009. / paper 71950S.

91. Skuja L. Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide // *J. Non. Cryst. Solids*. 1998. Vol. 239, no. 1–3. P. 16–48.
92. Trukhin A., Poumellec B., Garapon J.. Study of the germanium luminescence in silica: From non-controlled impurity to germano-silicate core of telecommunication fiber performs // *J. Non. Cryst. Solids*. 2003. Vol. 332, no. 1–3. P. 153–165.
93. Engholm M., Norin L. The role of charge transfer processes for the induced optical losses in ytterbium doped fiber lasers // *Proc. SPIE*. 2009. / paper 71950T.
94. Rydberg S., Engholm M. Experimental evidence for the formation of divalent ytterbium in the photodarkening process of Yb-doped fiber lasers // *Opt. Express*. 2013. Vol. 21, no. 6. P. 6681-6688.
95. van Pieterse L., Heeroma M., de Heer E., Meijerink A. Charge transfer luminescence of  $\text{Yb}^{3+}$  // *J. Lumin.* 2000. Vol. 91, no. 3–4. P. 177–193.
96. Guerassimova N., Garnier N., Dujardin C., Petrosyan A. G., Pédrini C. X-ray-excited charge transfer luminescence in YAG: Yb and YbAG // *J. Lumin.* 2001. Vol. 94–95. P. 11–14.
97. Krasikov D. N., Scherbini A. V., Vasil'ev A. N., Kamenskikh I. A., Mikhailin V. V. Model of  $\text{Y}_2\text{O}_3$ -Yb charge-transfer luminescence based on ab initio cluster calculations // *J. Lumin.* 2008. Vol. 128, no. 11. P. 1748–1752.
98. Engholm M., Norin L. Reduction of photodarkening in Yb/Al-doped fiber lasers // *Proc. SPIE*. 2008. / paper 68731E.
99. Deschamps T., Ollier N., Vezin H., Gonnet C. Clusters dissolution of  $\text{Yb}^{3+}$  in codoped  $\text{SiO}_2$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ - $\text{P}_2\text{O}_5$  glass fiber and its relevance to photodarkening // *J. Chem. Phys.* 2012. Vol. 136, no. 1. P. 14503-14505.
100. Nakazawa E. Charge transfer type luminescence of  $\text{Yb}^{3+}$  ions in  $\text{RPO}_4$  and  $\text{R}_2\text{O}_2\text{S}$  (R=Y, La, and Lu) // *J. Lumin.* 1979. Vol. 18–19, no 1. P. 272–276.
101. Jørgensen C.K. Electron Transfer Spectra // *Prog. Inorg. Chem.* 1970. Vol. 12. P. 101–158.
102. Blasse G. On the  $\text{Eu}^{3+}$  fluorescence of mixed metal oxides. IV. The photoluminescent efficiency of  $\text{Eu}^{3+}$ -activated oxides // *J. Chem. Phys.* 1966. Vol. 45, no. 7. P. 2356–2360.
103. Blasse G. The ultraviolet absorption bands of  $\text{Bi}^{3+}$  and  $\text{Eu}^{3+}$  in oxides // *J. Solid State Chem.* 1972. Vol. 4, no. 1. P. 52–54.

104. Henke M., Perßon J., Kück S. Preparation and spectroscopy of Yb<sup>2+</sup>-doped Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, YAlO<sub>3</sub>, and LiBaF<sub>3</sub> // *J. Lumin.* 2000. Vol. 87–89. P. 1049–1051.
105. Kir'yanov A. V., Barmenkov Y. O., Mendoza-Santoyo F., Cruz J. L., Andres M. V. Near-IR-to-visible emission in ytterbium-doped silica fiber at in-core 488-nm pumping // *Laser Phys. Lett.* 2008. Vol. 5, no. 12. P. 898–903.
106. Ollier N., Doualan J.-L., Pukhkaya V., Charpentier T., Moncorgé R., Sen S. Evolution of Yb<sup>3+</sup> environment and luminescence properties under ionizing irradiation in aluminoborosilicate glasses // *J. Non. Cryst. Solids.* 2011. Vol. 357, no. 3. P. 1037–1043.
107. Xu Y.-N., Ching W. Y. Electronic structure of yttrium aluminum garnet (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) // *Phys. Rev. B.* 1999. Vol. 59, no. 16. P. 10530–10535.
108. Chen Y. F., Lim P. K., Lim S. J., Yang Y. J., Hu L. J., Chiang H. P., Tse W. S. Raman scattering investigation of Yb:YAG crystals grown by the Czochralski method // *J. Raman Spectrosc.* 2003. Vol. 34, no. 11. P. 882–885.
109. Sampaio J. A., Gama S. EXAFS investigation of local structure of Er<sup>3+</sup> and Yb<sup>3+</sup> in low-silica calcium aluminate glasses // *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 69, no. 10. P. 1-7.
110. Velmiskin V. V., Egorova O. N., Mishkin V., Nishchev K., Semjonov S. L. Active material for fiber core made by powder-in-tube method: subsequent homogenization by means of stack-and-draw technique // *Proc. SPIE.* 2012. / paper 84260I.
111. Kirchhof J., Unger S., Schwuchow A., Jetschke S., Reichel V., Leich M., Scheffel A. The influence of Yb<sup>2+</sup> ions on optical properties and power stability of ytterbium-doped laser fibers. *Proc. SPIE.* 75980B.
112. Hentz R. R., Wickenden D. K. Electron spin resonance study of radiation-induced centers of chemical activity in a silica-alumina gel // *J. Phys. Chem.* 1969. Vol. 73, no. 4. P. 817–822.
113. Ye C., Montiel i Ponsoda J.J., Tervonen A., Honkanen S. Refractive index change in ytterbium-doped fibers induced by photodarkening and thermal bleaching // *Appl. Opt.* Vol. 2010. 49, no. 30. P. 5799-5805.
114. Бобков К.К., Бубнов М.М., Алешкина С.С., Лихачев М.Е. Постепенная деградация основной моды в иттербиевых импульсных волоконных лазерах // *Прикладная фотоника.* 2015. Vol. 2, no. 3. P. 287-298.

115. Erdogan T. Fiber Grating Spectra // *J. Light. Technol.* 1997. Vol. 15, no. 8. P. 1277-1294.
116. Ashkenasi D., Lemke A. Picosecond laser-induced color centers in glass optics // *J. Laser Appl.* 2011. Vol. 23, no. 1. P. 1-7.
117. Li B., Jiang L., Tsai H.-L., Xiao H. Femtosecond laser fabrication of long period fiber gratings and applications in refractive index sensing // *Optics & Laser Technology.* 2011. Vol. 43, no. 8. P. 1420-1423.
118. Lowder T.L., Ye C., Koponen J.J. Long Term , True Single Transverse Mode , High Peak Power Operation of Large Mode 3C ® Optical Fiber // *Proc. Advanced Photonics Congress.* 2016. / paper SoTu1G.6.
119. Bouillet J., Vincont C., Jolly A., Pierre C. Regime dependence of photo-darkening-induced modal degradation in high power fiber amplifier // *Proc. SPIE.* 2017. / paper 1008300.
120. Filippov V., Chamorovskii Yu., Kertulla J., Golant K., Pessa M., Okhotnikov O. G. Double clad tapered fiber for high power applications // *Opt. Express.* 2008. Vol. 16, no. 3. P. 1929-1944.
121. Kirchhof J., Unger S. Codoping effects in fibers for active applications // *Proc. OFC.* 1999. / paper WM1-1.
122. Birks T. A., Li Y. W. The shape of fiber tapers // *J. Light. Technol.* 1992. Vol. 10, no. 4. P. 432-438.
123. Zhu Y., Eschrich T., Leich M., Grimm S., Kobelke J., Lorenz M., Bartelt H., Jäger M. Yb<sup>3+</sup>-doped rod-type amplifiers with local adiabatic tapers for peak power scaling and beam quality improvement // *Laser Phys.* 2017. Vol. 27, no. 10. P. 1-7.
124. Bogatyrev V. A., Bubnov M. M., Dianov E. M., Kurkov A. S., Mamyshev P. V., Prokhorov A. M., Romyantsev S. D., Semenov V. A., Semenov S. L., Sysoliatin A. A., Chernikov S. V., Gur'yanov A. N., Devyatykh G. G., Miroshnichenko S. I. A Single-Mode Fiber with Chromatic Dispersion Varying Along the Length // *J. Light. Technol.* 1991. Vol. 9, no. 5. P. 561-566.
125. Bogatyryov V. A., Sysoliatin A. A. An efficient method to produce fibers with outer diameter varying along the length // *Proc. SPIE.* 2001. / paper 4204.
126. Andrianov A., Anashkina E., Muravyev S., Kim A. All-fiber design of hybrid Er-doped laser/Yb-doped amplifier system for high-power ultrashort pulse generation // *Opt. Lett.* 2010. Vol. 35, no. 22. P. 3805-3807.

127. Adair R., Chase L. L., Payne S. A. Nonlinear refractive-index measurements of glasses using three-wave frequency mixing // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. Vol. 4, no. 6. P. 875-881.
128. Pierre C., Guiraud G., Yehouessi J.-P., Santarelli G., Bouillet J., Traynor N., Vincont C. 200-W single frequency laser based on short active double clad tapered fiber // Proc. of SPIE. 2018. / paper 105122A.
129. Nicholson J. W., Yablon A. D., Ramachandran S., Ghalmi S. Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode area fibers // Opt. Express. 2008. Vol. 16, no. 10. P. 7233-7243.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

### **Приложение I: Описание используемой модели скоростных уравнений для моделирования усилителя на основе иттербиевого световода-конуса.**

С целью определения оптимальных параметров работы усилителя (длины световода-конуса, рабочей длины волны усилителя, длины волны накачки, входной мощности усиливаемого сигнала) с точки зрения максимального порога нелинейных эффектов было выполнено его численное моделирование путем решения системы дифференциальных скоростных уравнений.

Для моделирования использовалась квазидвухуровневая система (Рис. 1). Поскольку планировалось исследование работы усилителя с большим коэффициентом усиления (более 30 дБ), то в модели было учтено усиление спонтанной люминесценции. Как было указано в главе 4, с точки зрения нелинейных эффектов нас интересовал порог ВКР, поэтому в модели было учтено усиление первой стоксовой компоненты ВКР. Также были учтены геометрические особенности световодов-конусов, а именно – изменение диаметра сердцевин/оболочки по длине световода. Данное изменение приводит к изменению интеграла перекрытия излучения с легированной областью сердцевин (Рис. 2, а), а также к увеличению числовой апертуры излучения, распространяющегося от толстого конца световода к тонкому, что, в конечном итоге, приводит к потере доли данного излучения в результате нарушения условия полного внутреннего отражения (Рис. 2, б). Излучение накачки вводится в толстый конец световода-конуса, поэтому потери вследствие эффекта виньетирования наблюдаются для излучения накачки, а также для излучения обратной (распространяющейся в направлении, обратном направлению усиливаемого сигнала) усиленной спонтанной люминесценции. Сам световод-конус рассматривался как совокупность цилиндрических

сегментов с малой длиной  $dx$  и диаметром, изменяющихся соответственно реализованному световоду (Рис. 3).

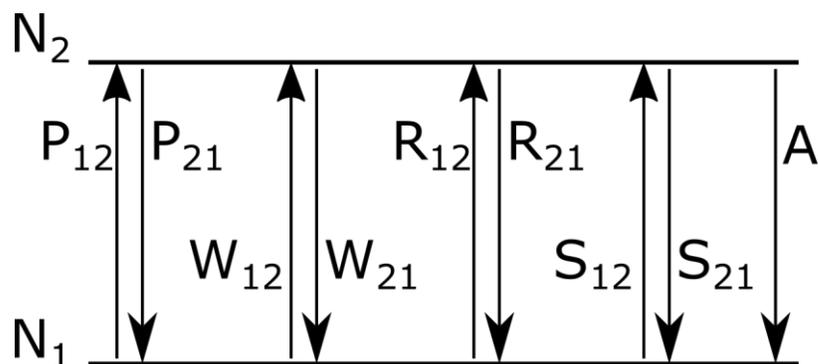


Рисунок 1. Двухуровневая модель усилителя.

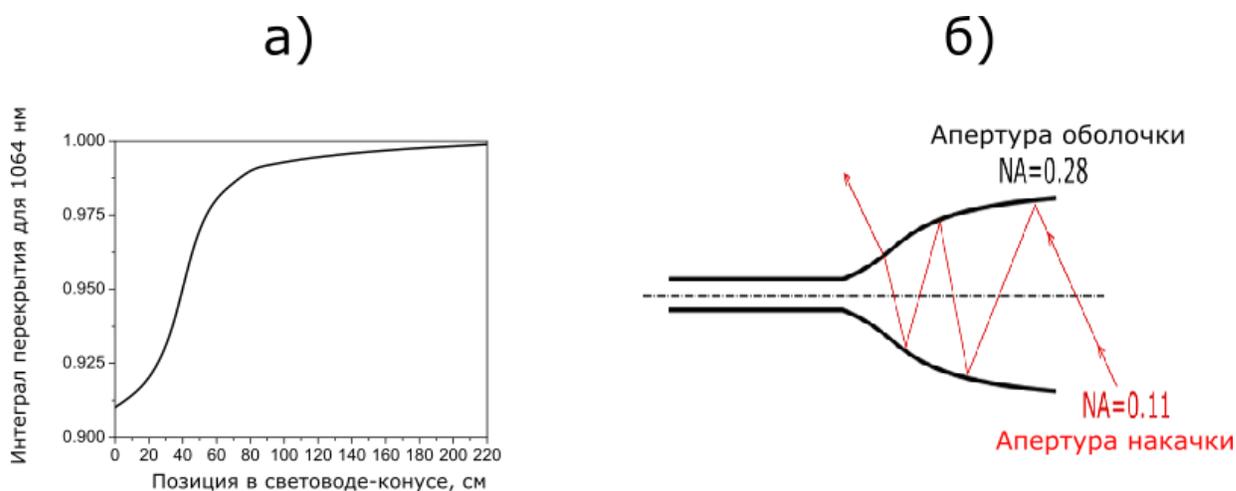


Рисунок 2. (а) Изменение интеграла перекрытия излучения сигнала с длиной волны 1064 нм с сердцевиной реализованного световода-конуса; (б) изменение апертуры излучения накачки по мере распространения от толстого конца к тонкому в световоде-конусе.

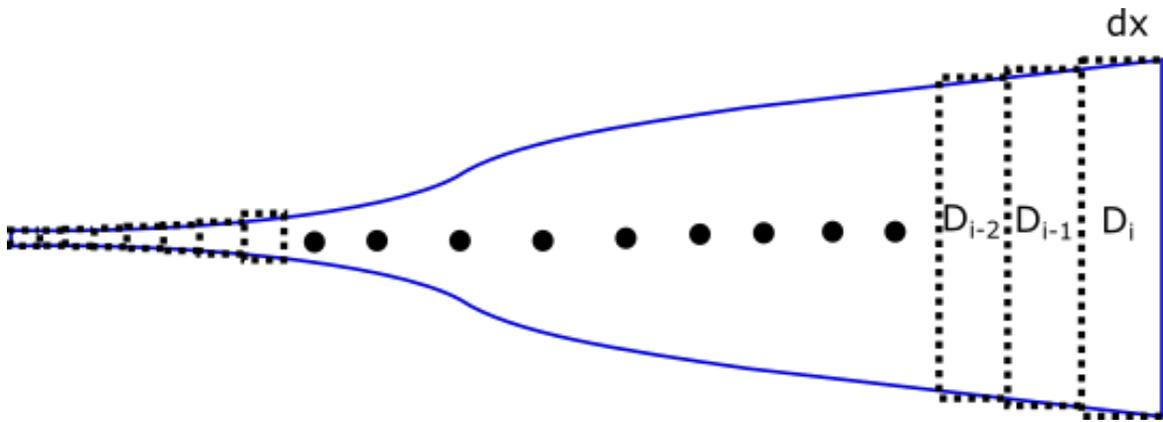


Рисунок 3. Сегментация световода-конуса для моделирования усилителя.

Учетом указанных выше особенностей уравнение изменение населенностей уровней можно записать в виде:

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = N_1(P_{12} + S_{12} + R_{12} + W_{12}) - N_2(P_{21} + A + S_{21} + R_{21} + W_{21}), \quad (1)$$

где  $N_1$  и  $N_2$  – концентрации ионов иттербия на нижнем и верхнем энергетических уровнях, соответственно;  $t$  – время;  $P_{12/21}$ ,  $S_{12/21}$ ,  $R_{12/21}$ ,  $W_{12/21}$ ,  $A$  – скорости поглощения накачки, вынужденного поглощения и излучения сигнала, вынужденного поглощения и излучения первого стокса ВКР, поглощения и излучения усиленной спонтанной люминесценции, излучения спонтанной люминесценции.

$$P_{12/21}(z) = \frac{\sigma_{ap/ep} \cdot P_p(z) \cdot \Gamma_p(z)}{h \cdot \nu_p \cdot A_c(z)},$$

(2)

$$S_{12/21}(z) = \frac{\sigma_{as/es} \cdot P_s(z) \cdot \Gamma_s(z)}{h \cdot \nu_s \cdot A_c(z)}, \quad (3)$$

$$R_{12/21}(z) = \frac{\sigma_{ar/er} \cdot P_r(z) \cdot \Gamma_r(z)}{h \cdot \nu_r \cdot A_c(z)}, \quad (4)$$

$$W_{12/21}(\lambda, z) = \frac{\sigma_{aw/ew}(\lambda) \cdot P_w(\lambda, z) \cdot \Gamma_w(\lambda, z)}{h \cdot \nu_w(\lambda, z) \cdot A_c(z)}, \quad (5)$$

$$A = \frac{1}{\tau_{sp}}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{a/e}$  – сечения поглощения/излучения;  $\lambda$  – длина волны усиленной спонтанной люминесценции;  $P_p, P_s, P_r, P_w$  – мощность излучения накачки, сигнала, первого стока ВКР, усиленного спонтанного излучения;  $\Gamma_p, \Gamma_s, \Gamma_r, \Gamma_w$  – интеграл перекрытия излучения накачки, сигнала, первого стока ВКР и усиленной спонтанной люминесценции с сердцевинной световода-конуса;  $h$  – постоянная Планка;  $\nu_p, \nu_s, \nu_r, \nu_w$  – частота излучения накачки, сигнала, первого стока ВКР, усиленной спонтанной люминесценции;  $A_c$  – площадь сердцевины;  $\tau_{sp}$  – время жизни иона иттербия на верхнем энергетическом уровне.

Время жизни ионов иттербия определялось экспериментально для реализованного световода-конуса и составило 1.03 мс. Сечения излучения определялись при помощи теории МакКамбера [1] по измеренным спектрам люминесценции и времени жизни ионов иттербия (Рис. 4). Сечения поглощения были взяты из [2].

В стационарных условиях:

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0. \quad (7)$$

Тогда из (1) следует:

$$N_2 = N_t - N_1 = N_t \cdot \frac{P_{21} + A + S_{21} + R_{21} + \sum W_{21}}{P_{12} + S_{12} + R_{12} + \sum W_{12} + P_{21} + A + S_{21} + R_{21} + \sum W_{21}},$$

(8)

где  $N_t$  – концентрация ионов иттербия.

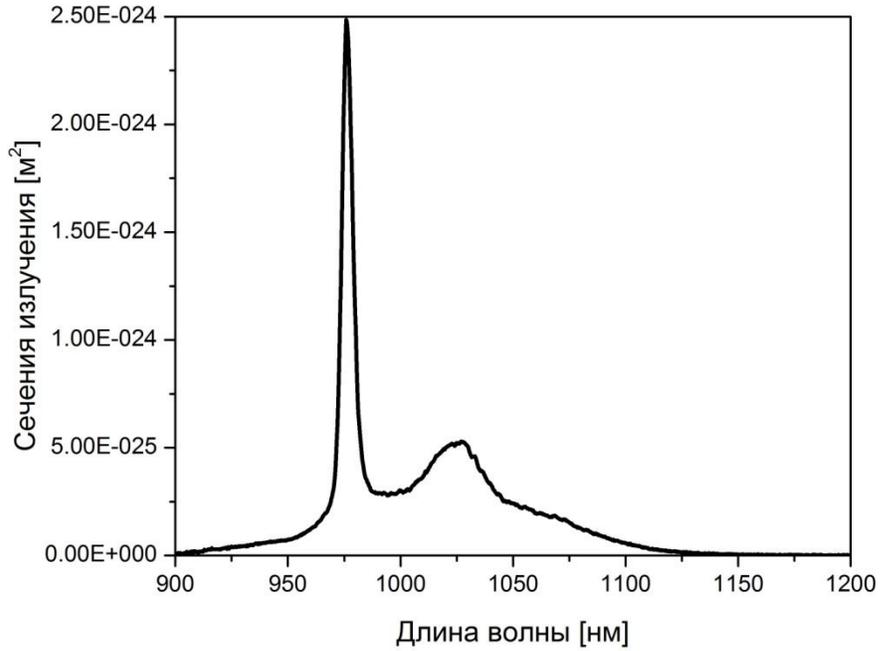


Рисунок 4. Измеренные сечения излучения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  для реализованного световода-конуса на основе ФАС матрицы.

Уравнения изменения мощности накачки, сигнала, первого стокса ВКР и спонтанной люминесценции по длине световода:

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = P_p(z) \cdot [\Gamma_p(z) \cdot (\sigma_{ep} \cdot N_2 - \sigma_{ap} \cdot N_1)] - \alpha_p \cdot P_p(z), \quad (9)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s(z) \cdot [\Gamma_s(z) \cdot (\sigma_{es} \cdot N_2 - \sigma_{as} \cdot N_1)] - \frac{\lambda_R}{\lambda_S} \cdot \frac{G_R \cdot P_p(z) \cdot P_s(z)}{A_{eff}^R} + 2 \cdot N_2 \cdot \Gamma_s(z) \cdot \sigma_{es} \cdot h \cdot \nu_s^3 \cdot \Delta \nu / c, \quad (10)$$

$$\frac{dP_R(z)}{dz} = P_R(z) \cdot [\Gamma_R(z) \cdot (\sigma_{eR} \cdot N_2 - \sigma_{aR} \cdot N_1)] - \frac{G_R \cdot P_P(z) \cdot P_S(z)}{A_{eff}^R} +$$

$$+ M(z) \cdot N_2 \cdot \Gamma_R(z) \cdot \sigma_{eR} \cdot h \cdot \nu_R^3 \cdot \Delta \nu / c \quad (11)$$

$$\frac{dP_W^\pm(\lambda, z)}{dz} = P_W^\pm(\lambda, z) \cdot [\Gamma_W(\lambda, z) \cdot (\sigma_{eW}(\lambda, z) \cdot N_2 - \sigma_{aW}(\lambda, z) \cdot N_1)] +$$

$$+ M(\lambda, z) \cdot N_2 \cdot \Gamma_W(\lambda, z) \cdot \sigma_{eW} \cdot h \cdot \nu_W^3 \cdot \Delta \nu / c - \alpha_W \cdot P_W^\pm(\lambda, z) \quad (12)$$

где  $\alpha_p$ ,  $\alpha_w$  – потери накачки и усиленной спонтанной люминесценции в результате нарушения условия ПВО, определяемые, для случая накачки, как

$$\alpha_p = \frac{20}{\ln 10 \cdot D_{об}(z)} \cdot \frac{dD_{об}(z)}{dz} \quad \text{и равные нулю до тех пор пока выполняется}$$

неравенство  $D_{об}(z) < \frac{NA_{вх}}{NA_{вых}} \cdot D_{об}(L)$ , где  $D_{об}(L)$  – диаметр оболочки в толстом

конце световода-конуса;  $G_R$  – рамановский коэффициент усиления,

определяемый как:  $G_R = \frac{10^{-13}}{\lambda_s \cdot \tau \cdot f}$ , где  $\lambda_s$  – длина волны сигнала;  $\tau$  –

длительность импульсов;  $f$  – частота следования импульсов.

Решая систему уравнений (9) – (12) с помощью метода Рунге-Кутты 4-го порядка, определялась доля мощности в первой стоксовой компоненте ВКР в зависимости от параметров усилителя.

Использованная литература:

1. McCumber D. E. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra // Phys. Review. 1964. Vol. 136, no. 4A. P. A954-A957.
2. Jetschke S., Unger S., Schwuchow A., Leich M., Kirchhof J. Efficient Yb laser fibers with low photodarkening by optimization // Opt. Express. 2008. Vol. 16, no. 20. P. 15540-15545.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### **Приложение II: Моделирование влияния эффекта фотопотемнения на величину выходной мощности усилителя на основе иттербиевого световода-конуса.**

Как было указано в главе 1, в ходе работы иттербиевых волоконных систем наблюдается падение их выходной мощности, что связано с поглощением килородно-дырочными центрами излучения сигнала. Световоды на основе фосфоалюмосиликатной матрицы также подвержены фотопотемнению, хотя и в значительно меньшей мере, чем алюмосиликатные световоды.

Чтобы смоделировать влияние фотопотемнения на выходную мощность волоконного усилителя, необходимо определить скорость и величину наводимых потерь на рабочей длине волны системы. Наиболее простой способ определения уровня наведенных потерь – измерение наведенного поглощения под действием излучения накачки с длиной волны 916 нм на длине волны 633 нм. Использование длины волны накачки 916 нм позволяет достичь уровня инверсной населенности ~91 %, что значительно увеличивает скорость наведения потерь. Измеренная временная зависимость величины потерь на длине волны 633 нм приведена на Рис. 1. Аппроксимируя полученные значения растянутой экспоненциальной функцией (Глава 1, 1.3.1), получены значения: величина насыщения потерь – 31 дБ/м, временная константа ФП – 1.69 ч, параметр растяжения – 0.755. В экспериментах использовался диод накачки с длиной волны 976 нм, что позволяло достичь уровня инверсной населенности порядка 50%. Уровень инверсной населенности влияет на временную константу ФП. Используя полученные данные, можно определить временную константу для любого значения уровня инверсной населенности:

$$\tau(z) = \tau_0 \cdot \left( \frac{Inv_0}{Inv(z)} \right)^6, \quad (1)$$

где  $\tau(z)$  – временная константа ФП в точке  $z$ ;  $\tau_0$  – временная константа, определенная аппроксимацией растянутой экспоненциальной функцией экспериментальных данных;  $Inv_0$  – доля ионов иттербия в возбужденном состоянии, при которой были получены экспериментальные данные;  $Inv(z)$  – доля ионов иттербия в возбужденном состоянии в точке  $z$ . Показатель степени 6 соответствует количеству ионов иттербия, энергия которых требуется для наведения одного центра окраски [1].

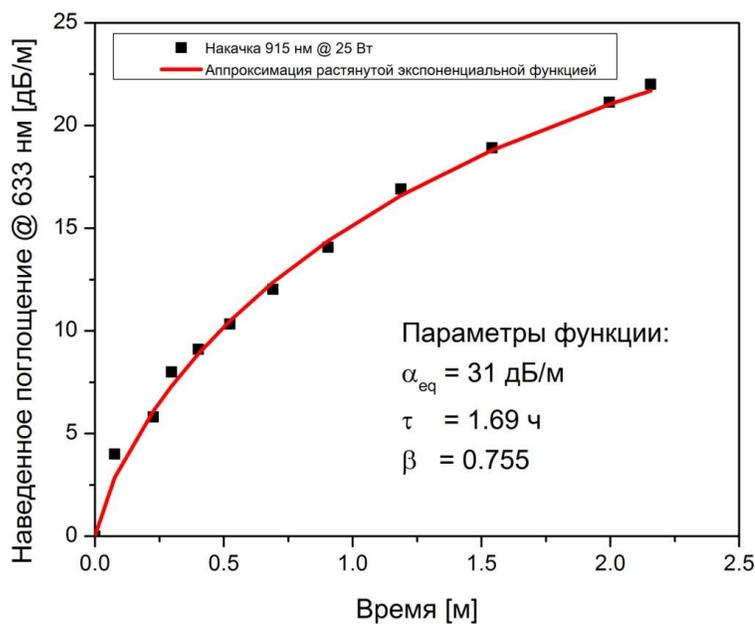


Рисунок 1. Временная зависимость величины наведенных потерь на длине волны 633 нм в результате фотопотемнения.

С учетом формулы (1) и экспериментально полученных данных, величина наводимых в результате ФП потерь на длине волны 1065 нм в некоторой точке  $z$  иттербиевого световода-конуса определяется по формуле:

$$\alpha_{\text{ФП}}(z) = 31 \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{1.69 \cdot \left(\frac{\text{Inv}_0}{\text{Inv}(z)}\right)^6}\right)^{0.755} \right) / (4.343 \cdot 50), \quad (2)$$

где  $t$  – время непрерывной работы усилителя; 50 – соотношение величины наведенных в результате ФП потерь на длине волны 633 нм и 1065 нм [2]; 4.343 – параметр для перевода дБ/м в 1/см.

Полученная формула (2) включалась в формулу (10) Приложения 1. Для определения влияния потерь на выходную мощность усилителя, например, для времени  $t = 1$  час, сначала система уравнений из Приложения 1 решалась с нулевым уровнем потерь из-за ФП, определялось распределение доли ионов иттербия в возбужденном состоянии, затем делался шаг по времени, значительно меньший, чем временная постоянная ФП (0.02 ч), и процесс повторялся до достижения  $t = 1$  час.

Использованная литература:

1. Jetschke S., Unger S., Leich M., Kirchof J. Photodarkening kinetics as a function of Yb concentration and the role of Al codoping // Applied Optics. 2012. Vol. 51, no. 32. P. 7758-7764.
2. Яшков М. В., Абрамов А. Н., Гурьянов А. Н., Мелькумов М. А., Шубин А. В., Бубнов М. М., Лихачев М. Е. Оптические свойства световодов с сердцевиной из алюмосиликатного стекла, высоколегированного иттербием и фтором // Квантовая электроника. 2017. Т. 47, № 12. С. 1099-1104.