На правах рукописи

Гайнов Владимир Владимирович

# Оптическая интерферометрия кварцевого волоконного световода легированного редкоземельными ионами в условиях генерации лазерного излучения

01.04.21 – Лазерная физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Фрязино – 2016

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении науки Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

| | |
|---|---|
| Научный руководитель: | к.ф.-м.н., доцент МФТИ,<br>зав. лабораторией ФИРЭ РАН<br>«Исследования материалов для квантовой электроники»<br>Рябушкин Олег Алексеевич |
| Официальные оппоненты: | д.ф.-м.н. Цветков Владимир Борисович,<br>Институт общей физики<br>им. А.М. Прохорова РАН<br>к.ф.-м.н. Мухин Иван Борисович,<br>Институт прикладной физики РАН |
| Ведущая организация: | НИЯУ Московский инженерно-физический институт |

Защита состоится «__» _____ 2016 года, в $15^{\underline{00}}$ на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 при Физическом факультете МГУ по адресу: 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1. стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория им. С.А. Ахманова

С текстом диссертации можно ознакомиться в Отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский проспект, д. 27) и на сайте физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова `http://www.phys.msu.ru/rus/research/disser/sovet-D501-001-31/`

Автореферат разослан «__» _____ 2016 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
кандидат физико-математических наук Коновко А.А.

## Общая характеристика работы

**Актуальность работы.** Волоконные лазеры на основе активных световодов из плавленого кварца, легированного ионами $Yb^{3+}$, на сегодняшний день являются самыми яркими источниками излучения среди всех твердотельных лазеров. Основным фактором, определяющим уникальные характеристики такого лазера является использование в качестве активной примеси ионов $Yb^{3+}$. Это позволяет получить минимальное тепловыделение за счёт малой разницы энергий квантов накачки и лазерного излучения, обусловленной особенностями энергетической структуры уровней ионов $Yb^{3+}$в кварцевом стекле. Значительными преимуществами волоконного лазера являются высокая лучевая стойкость и оптическая прозрачность кварцевого стекла, изготовленного по методу MCVD, а также геометрия активной среды, обладающая большим соотношением площади поверхности к объёму, что обеспечивает эффективный теплоотвод. При мощностях лазерного излучения от 100 Вт и более происходит сильный разогрев и изменение свойств активной среды. Изменение параметров излучения волоконного лазера может происходит вследствие многих механизмов: изменение профиля показателя преломления и модового состава активного световода, развитие нелинейных эффектов, изменение спектроскопических свойств активной среды вследствие разогрева, разрушение волоконного световода вследствие деградации полимерного покрытия или достижения лучевой прочности кварцевого стекла. Таким образом, исследование параметров состояния активной среды волоконного лазера в процессе лазерной генерации является важной научной и практической задачей.

Основным параметром, по которому можно судить о состоянии активной среды при больших мощностях накачки является температура. Уникальность геометрических параметров активной среды волоконного лазера (сердцевина кварцевого световода диаметром не более 20 мкм при длине световода несколько десятков метров) является основной причиной того, что до последнего времени отсутствовали экспериментальные методы измерения её температуры. Одним из важных критериев предъявляемых к методике является возможность выполнения измерений при любых условиях теплоотвода (именно с целью поиска оптимальных условий), а также отсутствие влияния на состояние активной среды в условиях лазерной генерации. В полной мере этим критериям удовлетворяет интерферометрический метод, представляемый в настоящей диссертационной работе. Изменение температуры активной среды приводит к изменению показателя преломления в сердцевине световода, которое можно измерить с помощью интерферометра, в одно из плеч которого помещена активная схема волоконного лазера. Использование зондирующего излучения, лежащего вдали от полос поглощения активных ионов в кварцевом стекле позволяет проводить измерения в любом режиме работы волоконного лазера, а большая протяжённость активной среды обеспечивает высокую амплитуду интерференционного сигнала.

Помимо влияния температуры изменение показателя преломления сердцевины происходит также вследствие различных нелинейных эффектов. Основной вклад при этом вносится резонансной фоторефракцией, возникающей в активной среде вследствие изменения населённостей энергетических уровней активных ионов при оптической накачке. Для получения правильных оценок температуры разогрева активной среды с помощью интерферометрической методики необходимо учесть влияние данного механизма на величину изменения показателя преломления. Временные масштабы изменения показателя преломления для теплового и фоторефрактивного механизмов значительно отличаются, что и используется в настоящей работе для экспериментального разделения их вкладов при интерферометрических измерениях с импульсной оптической накачкой активной среды.

**Цель диссертационной работы** Состоит в разработке метода измерения температуры в сердцевине активного световода в условиях лазерной генерации на основе волоконной интерферометрии, и использовании данного метода для исследовании зависимости температуры разогрева от мощности накачки, параметров активной среды и теплоотвода. Для достижения данной цели решались следующей задачи:

1. Разработка конфигурации экспериментального стенда на основе интерферометра, в одном из плеч которого помещена активная схема волоконного лазера, метода измерений и обработки экспериментальных результатов измерений, а также автоматизация стенда;
2. Разделение вклада различных механизмов изменения показателя преломления световода при соответствующей адаптации экспериментального стенда.
3. Численное моделирование разогрева и изменения показателя преломления активной среды при оптической накачке на основе скоростных уравнений и нестационарного уравнения теплопроводности для сравнения с результатами эксперимента.

**Научная новизна.**

1. Разработан экспериментальный стенд на основе волоконной интерферометрии для измерения in situ эффективной средней по длине температуры в сердцевине активного световода в условиях генерации мощного лазерного излучения, и впервые проведены измерения температуры в этих условиях;
2. Впервые экспериментально измерялась зависимость эффективного коэффициента теплообмена активного волокна от разности температур волокна и окружающей среды при естественном воздушном конвекционном охлаждении;
3. Из сравнения результатов эксперимента с численным моделированием впервые демонстрируется существенная зависимость разогрева иттербиевого световода от коэффициента нерезонансных потерь в сердцевине волокна, при этом мощность теплового источника от резонансных и нерезонансных потерь может достигать сравнимых величин при изменении дифференциальной эффективности лазера менее чем на 8%;
4. На основе интерференционного метода с модуляцией накачки впервые экспериментально измеряется эффективная разность температур сердцевины и оболочки активного световода в зависимости от мощности накачки, причём вклад электронного и теплового механизма в изменение показателя преломления (ИПП) в данной методике разделяется экспериментально за счёт использования лазерного резонатора в схеме интерферометра;
5. Впервые проводятся измерения ИПП при оптической накачке в сердцевине $Yb^{3+}/Er^{3+}$ активных световодов;

**Практическая значимость.**

1. Разработан метод измерения среднего по длине приращения температуры в сердцевине активных волоконных световодов в условиях генерации лазерного излучения, что позволило создать новые методы диагностики состояния активной среды волоконного лазера;
2. Предложена методика по измерению эффективного коэффициента конвективного теплообмена световода, а также его зависимости от температуры световода и выполнено измерение этой зависимости для иттербиевого волоконного лазера с целью уточнения параметров тепловой модели;

3. Предложена методика по измерению средней по длине разности температур сердцевины и оболочки активного волокна в условиях лазерной генерации и выполнены измерения этой величины для $Yb^{3+}$и $Yb^{3+}/Er^{3+}$активных световодов с целью определения степени влияния профиля неоднородности температуры на параметры излучения волоконного лазера.
4. Предложена интерференционная методика для исследования кинетики безызлучательных переходов в активных средах на основе легированных кристаллов и стёкол, обладающая технологическими преимуществами для активных сред волоконной геометрии.

**На защиту выносятся следующие положения:**

1. Изменение показателя преломления в сердцевине $Yb^{3+}$и $Yb^{3+}/Er^{3+}$активных световодов возникающее за счёт разогрева в условиях стационарной лазерной генерации, более чем на порядок превышает соответствующее изменение за счёт резонансной нелинейности показателя преломления, возникающее вследствие изменения населённости энергетических уровней;
2. Для иттербиевых волоконных активных сред в ненасыщенном режиме изменение разности показателей преломления сердцевины и оболочки за счёт резонансной нелинейности на порядок превышает аналогичную величину за счёт температурной неоднородности.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертации докладывались на международных конференциях: 3rd, 4th and 5th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications (Laser Optics) (St. Petersburg, Russia: June 26-28, 2006; June 23-28, 2008; June 28 - July 02, 2010); International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT) (Minsk, Belarus, May 28 - June 1, 2007; Kazan, Russia, August 23-26, 2010); Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO®/Europe 2007) (Munich, Germany, June 17-22, 2007); VII международная конференция "Лазерная физика и оптические технологии"(Минск, Беларусь, 17-19 июня, 2008); 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference (Paris, France, August 31 - September 5, 2008); 34th European Conference on Optical Communication (ECOC'2008) (Brussels, Belgium, September 21-25, 2008); Progress in Electromagnetic Research Symposium (Shanghai, China, August 8-11, 2016).

**Публикации.** Результаты работы опубликованы в 5 статьях рецензируемых научных журналов из перечня ВАК [1–5], 2 статьях в сборниках трудов международных конференций [6, 7], сделано 11 докладов на международных научных конференциях [8–18], а также опубликовано 5 статей в трудах конференций МФТИ «Современные проблемы фундаментальных и прикладных наук».

**Личный вклад автора** заключается в участии в разработке методов исследования, проведении численных расчетов и экспериментальных измерений, в написании научных статей и их подготовке к публикации. Все использованные в диссертации экспериментальные результаты, описанные в главах 2-4, получены автором лично или при определяющем его участии. Материалы, представленные в работе, получены в результате экспериментальных исследований, выполненных автором на кафедре фотоники (базовая организация НТО "ИРЭ-Полюс") факультета физической и квантовой электроники МФТИ, а также лаборатории № 228 ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, списка публикаций по теме диссертации и списка цитированной литературы, списков обозначений, иллюстраций и таблиц. Работа содержит 156 страниц, 58 рисунков, 11 таблиц и список литературы, включающий 117 источников.

## Содержание работы

**Во введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и проанализирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

**Первая глава** посвящена анализу литературы и представляет собой подробный обзор физических явлений, на которых основана работа волоконного лазера, современного уровня технологии мощных волоконных лазеров и усилителей, а также основных тепловых эффектов и принципов измерения температуры в активных элементах твердотельных (в том числе и волоконных) лазеров.

В случае твердотельных лазеров с оптической накачкой основными ограничениями при достижении больших оптических мощностей являются: концентрационное тушение, пространственное перекрытие объёма активной среды и, в наибольшей степени, неоднородный разогрев активной среды. Показано, что наибольшими преимуществами при создании мощных лазеров обладают активные среды с пониженной размерностью по одной или двум пространственным координатам, легированные ионами $Yb^{3+}$, среди которых выделяют дисковые и волоконные лазеры.

Волоконный лазер представляет собой световод из плавленого кварца (кварцевого стекла) сердцевина которого легирована ионами редкоземельных элементов. Использование ионов $Yb^{3+}$в качестве основной легирующей примеси позволяет снизить влияние эффектов концентрационного тушения в связи с отсутствием в энергетическом спектре эквидистантно расположенных уровней, а большое соотношение площади поверхности к объёму световода позволяет обеспечить эффективный теплоотвод.

Уровни энергии редкоземельных ионов, которые в свободном состоянии вырождены по проекции полного углового момента, в стекле оказываются расщеплёнными вследствие эффекта Штарка и, как следствие, неоднородно уширенными. Излучательные свойства активных ионов характеризуются зависимостью сечений поглощения и люминесценции от длины волны. Спектральная форма сечений определяется энергетической диаграммой расщеплений уровней РЗ-ионов, а также тепловым распределением населённостей внутри каждого из мультиплетов. Для оптической накачки используются спектральные области, в которых сечение поглощения превышает сечение люминесценции, а для получения лазерной генерации или усиления - области, где выполняется обратное соотношение. Это определяет минимальный размен энергии квантов накачки и лазерного излучения, приводящий к разогреву активной среды, который для ионов $Yb^{3+}$составляет 5-10%.

Помимо ионов $Yb^{3+}$, для использования в мощных лазерах широкое распространение также получили ионы $Er^{3+}$(сенсибилизация иттербием, спектральный диапазон лазерной генерации – 1.55 мкм) и $Tm^{3+}$(диапазон 1.9-2 мкм).

По своему функциональному назначению современные мощные волоконные лазеры и усилители представляют собой преобразователи качества оптического излучения. Пространственно и спектрально многомодовое излучение накачки мощных полупроводниковых лазерных диодов, поглощаясь в легированной РЗ ионами сердцевине активных волокон, позволяет осуществлять усиление и генерацию лазерного излучения на основной моде активного световода с предельно малой расходимостью, близкой к гауссовой. Для ввода многомодового излучения накачки в активное волокно используются две основные конфигурации: торцевая и боковая накачка; при этом необходимо использование т.н. волокон с двойной оболочкой (рис. 1), в которых кварцевая оболочка и окружающий её полимер формируют многомодовый световод для излучения накачки. Боковая накачка (рис. 2) позволяет реализовать конфигурацию мощного лазера по т.н. схеме MOPFA - задающий

лазер, после которого расположен усилитель мощности.

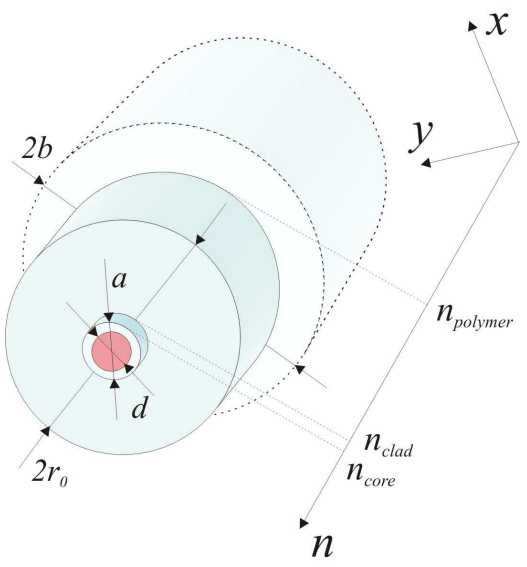



Рис. 1. Геометрия и профиль показателя преломления волокна с двойной оболочкой. Обозначения:
$d$, $a$ — диаметры сердцевины и легированной части
$r_0$, $b$ — радиус кварцевой оболочки и полимерной оболочки
$n_{core}$, $n_{clad}$ $n_{pol}$ — показатель преломления сердцевины, плавленого кварца и полимера.

Волоконные лазеры, спроектированные и изготовленные по такой схеме, на сегодняшний день достигли мощности 15 кВт и являются, таким образом, самыми яркими источниками излучения оптического диапазона среди всех твердотельных лазеров. Очевидно, что при столь высоких мощностях лазерного излучения нельзя не учитывать влияние разогрева активного волокна на условия работы лазера.

В **разделе 1.6** подробно рассмотрена проблема разогрева и и представлен обзор литературы по тепловым эффектам в мощных твердотельных и волоконных лазерах. Процессы разогрева рассмотрены в **разделе 1.6.1** первоначально на примере термооптических эффектов в активных элементах (АЭ) цилиндрической формы для объёмных твердотельных лазеров. Искажение параметров лазерного пучка в них вызвано как непосредственной зависимостью показателя преломления от температуры, так и влиянием на показатель преломления возникающих термоупругих напряжений. Описание данной физической модели производится на основе стационарного уравнения теплопроводности, а также закона Гука в приближении плоских деформаций [19].

В **разделе 1.6.3** представлен обзор литературы, посвящённой тепловым эффектам в волоконных лазерах. Влияние разогрева и возникающих при этом термоупругих эффектов на свойства активных волоконных световодов и предельно достижимые оптические мощности впервые наиболее подробно рассмотрено в работе [20]. Одним из важных выводов данной статьи является тот факт, что неоднородное изменение ППП обусловленное фотоупругим эффектом, в отличие от объёмных активных сред, в волоконных оказывается существенно меньше аналогичной величины, обусловленной зависимостью показателя преломления плавленого кварца от температуры (фототермический коэффициент

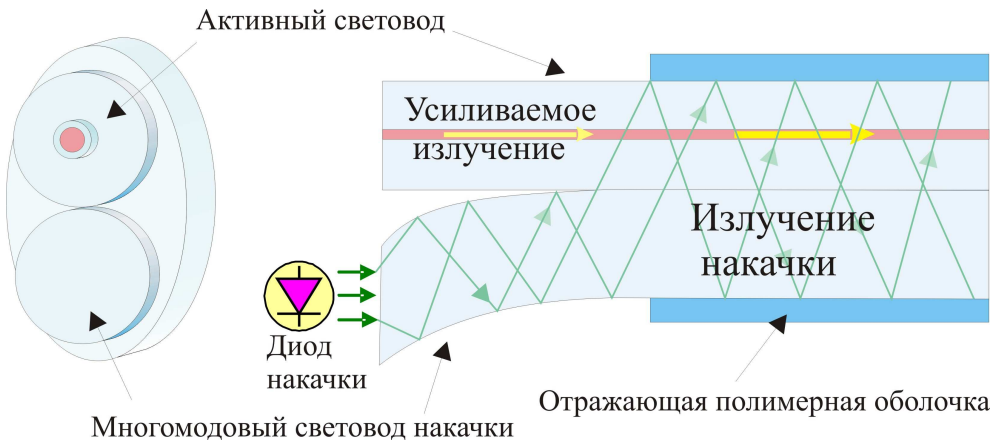



Рис. 2. Схематическое представление конструкции активного волокна с боковой накачкой

$\alpha_n = 10^{-5}\,K^{-1}$). На основе сравнения различных механизмов деградации активного световода делается вывод, что основным ограничивающим фактором для получения большой выходной оптической мощности волоконного лазера является достижение температуры плавления кварцевого стекла (1400 $^o$C) в сердцевине.

В этой работе рассматривался световод без полимерной оболочки, и не учитывались возможные способы теплоотвода, отличные от конвекционного теплообмена. В работах [21, 22] проводились измерения температуры полимерного покрытия мощного волоконного лазера, разогреваемого излучением накачки, а также проанализированы несколько различных типов радиаторов для волоконных световодов. Получены оценки температуры воспламенения полимера $170 \pm 10^o\,C$, что на порядок меньше температуры плавления кварцевого стекла.

В рамках проблемы большой температуры в сердцевине активного волокна большая часть работ посвящена численному моделированию распределения температуры по длине световода, и в настоящей диссертационной работе представлен их подробный список [23].

Теоретический анализ тепловых эффектов в лазерах на основе уравнения теплопроводности с соответствующими граничными условиями основывается на целом ряде допущений относительно модели и используемых количественных величин, не контролируемых экспериментально. Именно поэтому встаёт задача непосредственного измерения температуры и тепловых искажений параметров лазерного излучения внутри активной среды, что и является основной целью данной работы.

Уникальность геометрических параметров активной среды волоконного лазера (сердцевина кварцевого световода диаметром не более 20 мкм) является основной причиной того, что до последнего времени отсутствовали экспериментальные методы измерения её температуры. Обзор немногочисленных на сегодняшний день экспериментальных работ по измерению температуры активных волокон в условиях лазерной генерации излагается в **разделе 1.6.4** в соответствии с классификацией экспериментальных методов, представленной ранее. Основные среди них:

**[21, 24] -** тепловизорные измерения температуры активного волокна и участков сварного шва.

**[25] -** контактный метод измерения температуры. Сенсором является световод с записанным в нём последовательным массивом волоконных брэгговских решёток, находящийся в тепловом контакте с исследуемым активным волокном.

**[26] -** массив брэгговских решёток записывался непосредственно в сердцевину активного волокна

**Интерферометрический метод** измерения температуры в сердцевине активного волокна в условиях лазерной генерации реализован впервые в [8] и излагается далее в настоящей диссертационной работе.

По сравнению с остальными интерферометрический метод в совокупности обладает рядом преимуществ:

1. Измерение температуры непосредственно в серцевине;
2. Высокое быстродействие метода, ограниченное временем прохода излучения по активной среде;
3. Возможность измерения температуры в широком диапазоне условий теплоотвода;
4. Отсутствие влияния на параметры активной среды в процессе измерения.

В связи с выбором экспериментального метода проанализированы физические эффекты также приводящие к ИПП активной среды в условиях оптической накачки, среди

которых основным является резонансная нелинейность показателя преломления, подробно рассмотренная в **разделе 1.7**. При изменении населённостей электронных состояний активных ионов под воздействием оптической накачки изменяется поглощение в активной среде, а, вследствие соотношения Крамерса-Кронига, также и показатель преломления [27, 28]. Далее этот эффект также будет называться электронным механизмом ИПП. В классической модели восприимчивость среды (в данном случае подсистемы примесных РЗ ионов) определяется амплитудой суммарного дипольного момента набора осцилляторов с собственными резонансными частотами $\omega_{ij}$. Для совокупности осцилляторов с однородно уширенными линиями переходов связь между показателем преломления на частоте $\omega$ и населённостью уровней определяется с учётом локального поля по формуле Клаузиуса-Мосотти (система СГС):

$$\frac{(n-i\kappa)^2-1}{(n-i\kappa)^2+2} = \frac{4\pi}{3}\sum_j \hat{p}_j(\omega)N_j, \tag{1}$$

$$\hat{p}_j(\omega) = \frac{e^2}{m}\sum_k \frac{f_{jk}}{\omega_{jk}^2-\omega^2+i\omega\Gamma_{jk}}, \tag{2}$$

где $\hat{p}_j(\omega)$ – комплексная поляризуемость атома (РЗ-иона) в j-м состоянии на частоте $\omega$, $N_j$ – населённость i-го состояния, $\Gamma_{jk}$, $f_{jk}$ – коэффициент затухания и сила осциллятора соответствующего перехода. Для малых приращений показателя преломления ($|\Delta n| \ll n$) (1) удобно записать в виде:

$$\Delta n = \frac{2\pi F_L^2}{n}\sum_{j\neq 1}\Delta p_j \Delta N_j, \tag{3}$$

где $F_L = \dfrac{n^2+2}{3}$ – фактор локального поля, $\Delta p_j$ – разность поляризуемостей основного и j-го возбуждённого уровня $\Delta N_j$ – приращение населённости j-го уровня относительно равновесного состояния. Выражение (3) и определяет величину вклада электронного механизма в ИПП при оптической накачке.

Исследование электронного механизма ИПП как в твердотельных, так и волоконных лазерных средах было проведено в большом количестве работ, начиная с 90-х гг. [27–32] (см. также обзор [33]). Изучение данного явления представляет интерес в твердотельных средах в связи с влиянием индуцированной «электронной» линзы на параметры лазерного пучка [28, 31], а в волоконных — в связи с возникновением резонансной дисперсии в эрбиевых усилителях при оптической накачке [32], а также для применения в устройствах оптического переключения (optical switching) и когерентного сложения сигнала (coherent beam combining) [29, 30, 33]. В экспериментах с использованием различных конфигураций объёмных и волоконных интерферометров, таких как Маха-Цандера, Майкельсона, интерферометр на волокне с двойной жилой (Twin-Core Fiber), были получены значения ИПП и соответствующие силы осцилляторов переходов, а также их зависимости ИПП от длины волны. Исходя из литературных данных, преобладающий вклад в ИПП (в том числе и вблизи резонанса активных ионов), в соответствии с разложением (2), дают дипольно-разрешённые переходы с малым временем жизни и, соответственно, с большей силой осциллятора чем у лазерных переходов.

В настоящей работе выполнены аналогичные измерения для иттербиевых, эрбиевых, а также не исследованных ранее с этой точки зрения иттербий-эрбиевых активных волокон для разделения вклада электронного и теплового механизмов в ИПП при оптической накачке.

В **разделе 1.8** рассмотрены применения волоконной интерферометрии в датчиках различных физических величин.

**Вторая глава** посвящена подробному описанию экспериментального стенда для измерения стационарной температуры разогрева, методики обработки экспериментальных данных, исследуемых образцов и процедуры калибровки.

В большинстве случаев проводились эксперименты с активным волокном т.н. двойной геометрии (рис. 3) где многомодовый пассивный и активный световоды, находящие в оптическом контакте между собой, объединены общей полимерной волноведущей оболочкой [34].

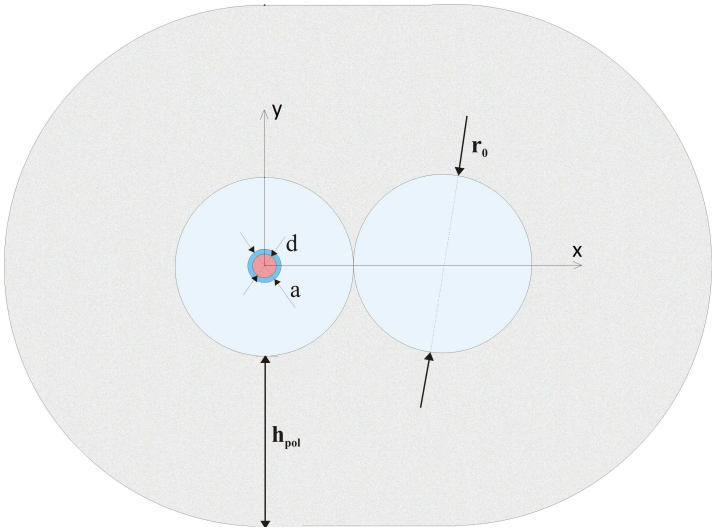



Рис. 3. Геометрия двойного волокна. Поперечное сечение активного и пассивного волокон, находящихся в оптическом контакте. Кварцевые световоды в полимерной оболочке.
$a$ — диаметр волноведущей сердцевины
$d$ — диаметр легированной части
$r_0$ — радиус кварцевой оболочки
$h_{pol}$ — толщина полимерной оболочки.

Здесь излучение накачки, вводимое в торец многомодового световода, распространяется в виде общей системы мод обоих световодов и поглощается в легированной жиле активного световода. Данное волокно (так же как и обычное цилиндрическое волокно с двойной оболочкой, рис. 1) в поперечном сечении представляет собой сложную оптически гетерогенную систему. Рассмотрим процесс установления температуры в таком волокне после быстрого включения мощности накачки. В целях упрощённого описания процесс установления температуры в таком волокне после быстрого изменения мощности накачки можно разбить на ряд стадий:

1. Малые времена после изменения мощности накачки (менее 10 мс). Прирост температуры происходит в основном в сердцевине активного волокна, в то время как в кварцевой и полимерной оболочках температуры пока остаётся постоянной. Распределение температуры вблизи средцевины при этом можно вычислить на основе циллиндрически симметричной модели.

2. Переходной процесс ($t \sim 10^{-2}...10^{-1}$ с)

3. Более 1 с после изменения мощности накачки. В этом случае волокно входит в регулярный тепловой режим [35], при котором температурный профиль устанавливается практически однородным по поперечному сечению активного волокна, т.е. величина разности температур сердцевины и оболочки волокна становится пренебрежимо малой с абсолютным значением температуры. Это позволяет характеризовать температуру разогрева волокна одним, средним по поперечному сечению, значением.

В соответствии с данной тепловой моделью в работе реализовано два типа измерительных стендов: для измерение установившейся средней по длине волокна температуры разогрева (что соответствует асимптотическому режиму (III)) и для измерения кинетики

изменения температуры в масштабе времён (I) с целью определения средней разницы температур сердцевины и оболочки, а также соответствующего приращения ПП в сердцевине.

Измерение стационарного приращения температуры в активной среде волоконного лазера производится двумя оригинальными типами интерферометрических схем - волоконным интерферометром Маха-Цандера и квадратурным волоконным интерферометром Майкельсона, в одно из плеч которых помещается активная схема волоконного лазера.

В схеме интерферометра Маха-Цандера (рис. 4) изменение показателя преломления,

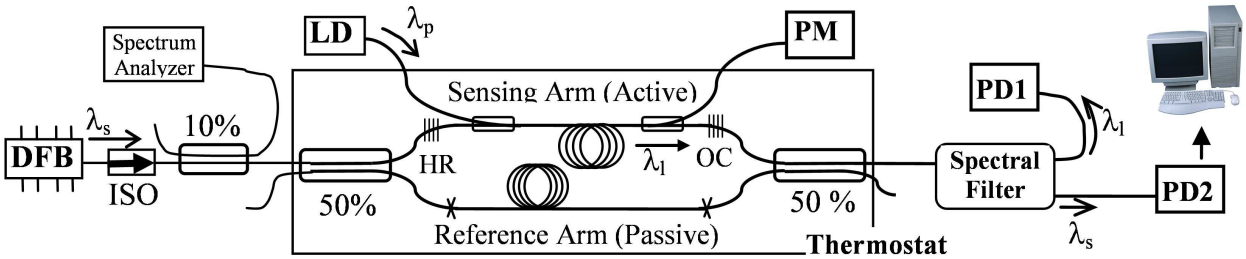



Рис. 4. Схема экспериментальной установки: LD - диоды накачки ($\lambda_p$ - длина волны накачки), DFB - источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1564$ или 1304), ISO - оптический изолятор, $\lambda_l = 1064$ или 1540 - длина волны лазерного излучения, PM - измеритель оптической мощности, PD1 и PD2 - фотоприёмники, HR, OC - волоконные брэгговские решётки (соответственно "глухие"и выходные), Spectral Filter - оптическая схема отделяющая зондирующее излучение от излучения лазерной генерации, Spectrum Analyzer - контроль спектра зондирующего излучения.

возникающее при оптической накачке активной среды в одном из плеч вследствие разогрева, приводит к изменению оптической разности хода волн зондирующего излучения, и, соответственно, интенсивности на выходе интерферометра:

$$I_{out} \sim I_0(1 + \cos \Delta\phi(t)), \tag{4}$$

где $\Delta\phi(t)$ - изменение разности фаз в зависимости от времени, $I_0$ - входная интенсивность зондирующего излучения. В качестве источника зондирующего излучения используются полупроводниковые DFB-лазеры, у которых длина когерентности излучения значительно превышает разность длин плеч интерферометра, а длина волны лежит вдали от полос поглощения активных ионов.

Для измерения стационарной температуры разогрева в активной среде применяется методика ступенчатого изменения мощности накачки: после быстрого изменения мощности накачки производится регистрация интерферограммы зондирующего излучения вплоть до момента установления стационарного значения разности фаз.

Приведено описание процедуры калибровки стенда. Калибровка осуществляется разогревом волокна одного из плеч интерферометра с помощью внешнего нагревателя и независимым измерением температуры, для чего используются тонкие медные проволоки, расположенные вдоль исследуемых световодов и включённые в цепь мостика Уитстона.

Основными величинами определяющими изменение оптического пути при разогреве одного из плеч являются фототермический коэффициент $\alpha_n$ и температурный коэффициент расширения $\alpha_L$, в эксперименте же измеряется их суммарная величина $\alpha_n + \alpha_L$ на длине 1.55 мкм, которая составила для пассивного одномодового волокна $1.23 \cdot 10^{-5} K^{-1}$, для активного иттербиевого волокна — $1.11 \cdot 10^{-5} K^{-1}$, с точностью 0.5% в каждом случае.

Описанная выше схема измерения температуры с помощью интерферометра Маха-Цандера обладает чрезвычайно высокой чувствительностью к изменениям фазы в связи с большой длиной плеч интерферометра. Измерения полной кинетики оказываются возможными только в условиях теплоизоляции от окружающей среды при монотонном изменении температуры.

Для адаптации измерительного стенда к произвольным условиям теплоотвода и значительным колебаниям температуры была реализована схема на основе интерферометра Майкельсона при использовании синхронного детектирования с раздельной амплитудной и фазовой модуляцией. (рис. 5).

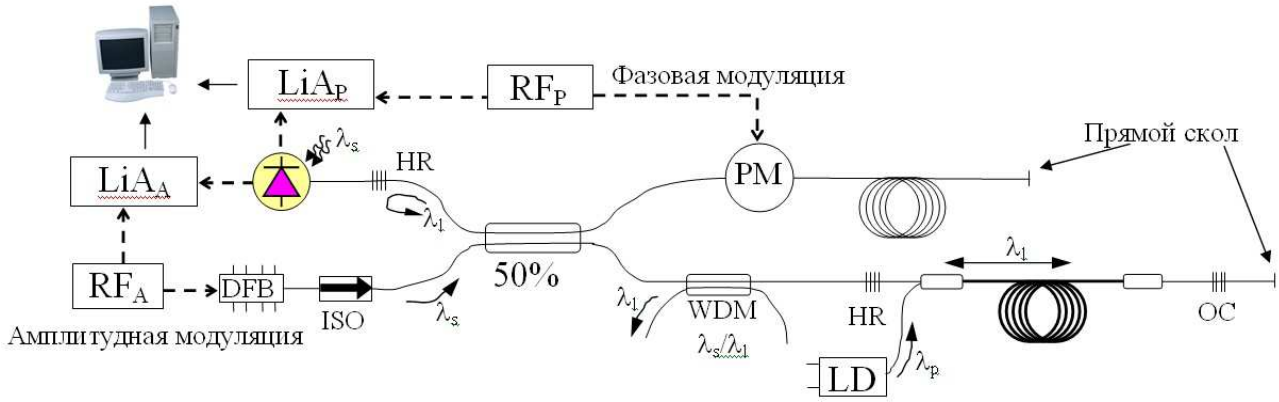



Рис. 5. Схема экспериментальной установки: LD — диоды накачки ($\lambda_p$ - длина волны излучения накачки), DFB — источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1304$), ISO — оптический изолятор, $\lambda_l = 1064$ — длина волны лазерного излучения, PD — фотоприёмник, HR, OC — волоконные брэгговские решётки (соответственно "глухие"и выходные), PM — фазовый модулятор, WDM — волоконно-оптический мультиплексор, $RF_a$ и $RF_p$ — радиочастотные генераторы ответственные за амплитудную и фазовую модуляцию, $LiA_a$ и $LiA_p$ — настроенные на соответствующие частоты синхронные детекторы.

Интерферометр Майкельсона сформирован при помощи одного 50%-ного ответвителя. Для наблюдения интерференции зондирующего излучения используется 4%-ное френелевское отражение от прямых сколов на выходных торцах волокон. Данная схема позволяет проводить измерения при высоких мощностях генерируемого лазерного излучения, не опасаясь выхода из строя одномодовых оптических элементов, поскольку большая часть мощности выводится через свободый торец световода после выходной брэгговской решётки.

Использование синхронного детектирования позволяет проводить измерения при высоком уровне шумов, превосходящих на несколько порядков полезный интерференционный сигнал. Использование раздельных амплитудной и фазовой модуляций на различных частотах $\Omega_A$ и $\Omega_\phi$ в совокупности с синхронным детектированием позволяет выделить обе квадратурные компоненты интерференционного сигнала. А именно, амплитуда поля зондирующего излучения в общем случае будет иметь вид:

$$E \sim (1 + m_A \sin \Omega_A t) \left( e^{i(\omega t + \Delta\phi(t))} + e^{i(\omega t + m_\phi \sin \Omega_\phi t)} \right), \tag{5}$$

где $m_A, m_\phi \ll 1$ - глубины, соответственно, амплитудной и фазовой модуляций. Интенсивность зондирующего излучения на выходе интерферометра зависит от времени как:

$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \left( \frac{1}{2} + m_A \sin \Omega_A t \right) (1 + \sin \Delta\phi(t)) + \frac{m_\phi}{2} \sin \Omega_\phi t \cos \Delta\phi(t) + \dots \tag{6}$$

здесь троеточие обозначает члены более высокого порядка малости по $m_A$ и $m_\phi$. Настраивая синхронные детекторы на соответствующие частоты модуляции, мы получим амплитуды пропорциональные косинусу и синусу разности фаз. Это позволяет нам определять знак изменения фазы и однозначно восстанавливать полную зависимость от времени. Описана конструкция фазового модулятора, удовлетворяющая требованиям поляризационной нечувствительности, а также алгоритм обработки экспериментальных данных, получаемых уже в виде двумерной кривой.

Два описанных стенда используются в настоящей работе для разных измерений: с помощью схемы с интерферометром Маха-Цандера выполнены измерения температуры при небольших мощностях накачки, определены особенности разогрева до и после порога лазерной генерации, проведены измерения скорости разогрева волокна, обусловленные конвективным теплообменом с окружающей средой, при этом измерения производятся в термостате достаточно большого объёма; в схеме с интерферометром Майкельсона выполнены измерения при больших мощностях накачки (до 30 Вт), существенно превышающих пороговую мощность, и при отсутствии какого-либо термостата в условиях свободного конвекционного теплообмена с окружающей средой.

Кинетический вариант интерференционной методики используется для измерения приращения температуры в сердцевине в диапазоне времён до нескольких десятком миллисекунд после быстрого включения накачки (режим (I)). В соответствии с описанной тепловой моделью это эквивалентно измерению приращения показателя преломления в сердцевине и соответственно разности температур сердцевины и оболочки средней по длине активного волокна. Экспериментальный стенд в этом случае эквивалентен представленному на рис. 4, с той лишь разницей, что излучение накачки здесь модулируется меандром с регулируемым периодом и длительностью фронта импульса 3 мкс.

Основной вклад в ИПП, как уже описывалось ранее, дают электронный и тепловой механизмы. В представленной кинетической методике эксперимента разделение механизмов ИПП происходит естественным образом – после включения импульса накачки и достижения порога лазерной генерации инверсия в активной среде принимает стационарное значение, а следовательно все последующие ИПП обусловлены разогревом сердцевины. Интерпретация результатов измерений показана на примере кинетики разности фаз, измеренной для иттербиевого лазера. На рис. 6 показаны осциллограммы разности фаз, излучений накачки и лазерной генерации, синхронизированные по временной шкале: Достижению порога генерации соответствует явно выраженный излом на графике для разности фаз, отмеченный стрелкой. Точное положение порога по временной шкале определяется из осциллограммы лазерного излучения.

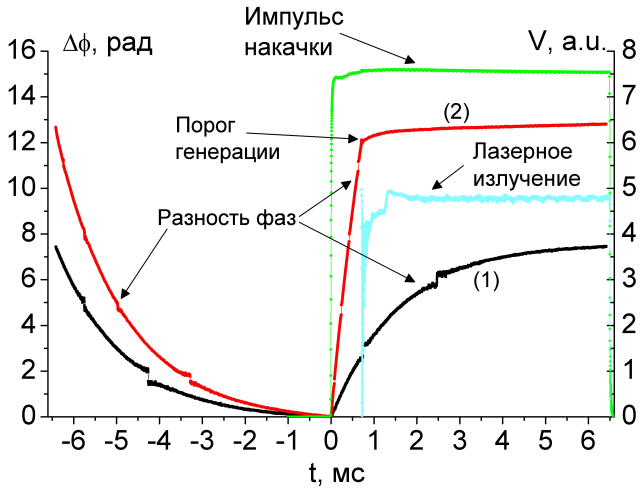



Рис. 6. Кинетика изменения фазы для при оптической накачке, модулированной меандром по амплитуде. Кривая (1) соответствует мощности импульса накачки меньше порога лазерной генерации, кривая (2) – больше порога.

Результаты, полученные на основе данных методик поделены в диссертации следующим образом: в третьей главе излагаются результаты измерений стационарного приращения температуры, а в четвёртой - кинетики изменения показателя преломления и температуры на малых временах, измеренные с помощью модуляционной методики.

**В третьей главе** представлены результаты измерения температуры в волоконных лазерах при различных условиях теплоотвода, приведено сравнения с численными оценками и определена зависимость интенсивности теплоотвода от разницы температур волокна и окружающей среды.

Результаты измерений с интерферометром Маха-Цандера для иттербиевого лазера в различных условиях теплоотвода (свободная конвекция в воздухе и воде при комнатной температуре, в воде при фиксированной температуре, в пустом и залитым полимером

волоконном блоке), а также для иттербий-эрбиевого лазера приведены в **разделе 3.2**. Измеренные зависимости среднего по длине волокна приращения температуры от поглощённой мощности накачки для иттербиевого лазера показаны на рис. 7. Различные коэф-

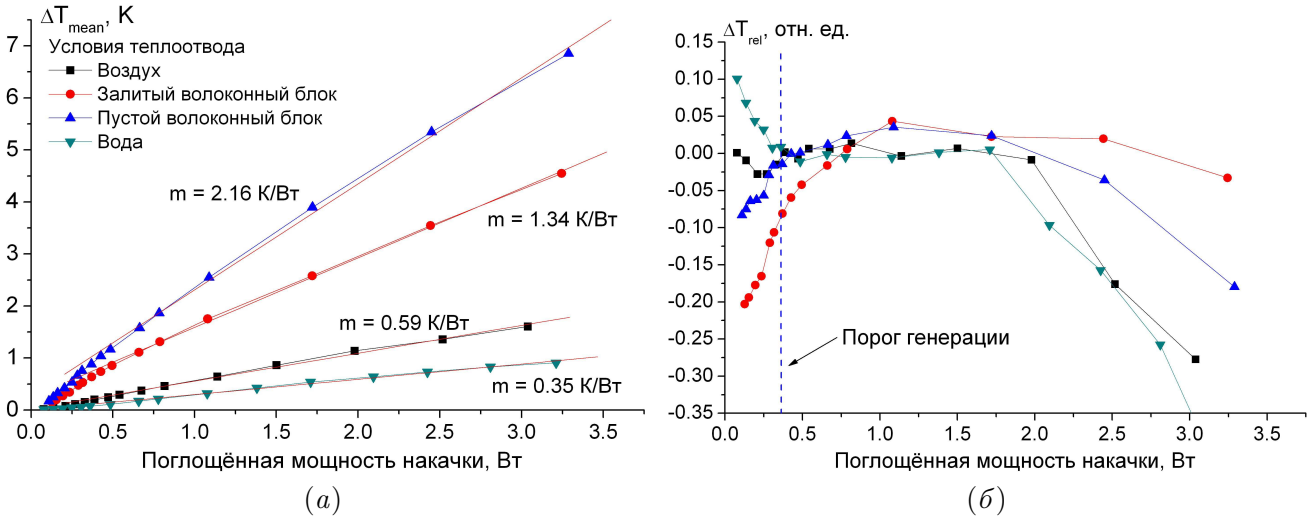



Рис. 7. Зависимости среднего по длине волокна приращения температуры (*а*) и относительного разогрева волокна (*б*), полученные вычитанием из экспериментальных зависимостей на рис. (*а*) их линейных аппроксимаций, от поглощённой мощности накачки в экспериментах с иттербиевым волоконным лазером при различных условиях теплоотвода. Пунктиром отмечен порог лазерной генерации.

фициенты наклона в зависимости на рис. 7, *а* показывают влияние окружающей среды на эффективность теплоотвода, а разности с линейными аппроксимациями, представленные на рис. 7, *б*, указывают на различие режимов разогрева активного волокна до и после достижения порога лазерной генерации. Для объяснения особенностей разогрева активного волокна вблизи порога генерации в работе предложено два механизма:

1. Увеличение коэффициента наклона до порога генерации связано с поглощением излучения спонтанной люминесценции в полимерной оболочке и конструкционных элементах волоконного лазера (полимерная заливка, волоконный блок)

2. Уменьшение коэффициента наклона до порога генерации связано с меньшим значением эффективного размена квантов для излучения спонтанной люминесценции, чем для лазерного излучения. Этот размен квантов эквивалентен некоторой эффективной длине волны излучения, которая вычисляется из спектра спонтанной люминесценции и для иттербиевой активной среды в фосфорсиликатном световоде составляет $\lambda_{eff} = 1003$ нм.

Разность коэффициентов наклона до и после порога генерации в каждых конкретных условиях теплоотвода определяется конкуренцией этих механизмов.

На основе временных измерений разности фаз получены оценки скорости разогрева волокна в регулярном тепловом режиме, и, соответственно, экспериментальные оценки коэффициента конвекционного теплообмена, усреднённого по всей поверхности активного волокна. Для исследуемых активных схем получен диапазон значений $h^T = 15 \div 45 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$.

В **разделе 3.3** приведены результаты эксперимента, проведённого с помощью квадратурного волоконного интерферометра Майкельсона и синхронного детектирования. Приведены результаты измерений температуры в волоконном иттербиевом лазере в диапазоне мощностей накачки до 30 Вт, что с учётом дифференциальной эффективности лазера по накачке 69% соответствует максимальной генерируемой мощности лазерного излучения 18 Вт (рис. 8).

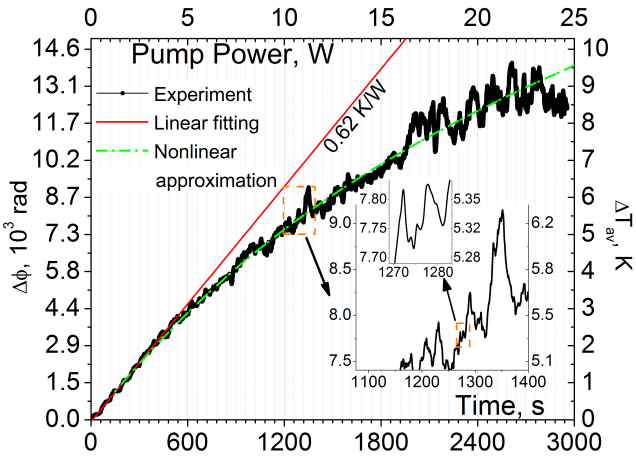



Рис. 8. Зависимости и среднего по длине приращения температуры от мощности накачки при измерении в волоконном лазере длиной 10 м.

На данном графике наблюдается отклонение зависимости от линейного закона, что обусловлено зависимостью коэффициента конвекционного теплообмена от разности температур волокна и окружающей среды. При этом линейная аппроксимация начального участка кривой даёт значение, которое с хорошей точностью соответствует коэффициенту наклона в зависимости, полученной в эксперименте с интерферометром Маха-Цандера.

В **разделе 3.4** для анализа результатов измерений построена численная модель волоконного лазера для вычисления продольного распределения температуры и среднего по длине значения температуры от мощности накачки. Модель основывается на использовании стандартного формализма скоростных уравнений для квазидвухуровневой активной среды [23]. В случае волоконного лазера данная система определяет краевую задачу с граничными условиями, соответствующими коэффициентам отражения зеркал резонатора - брэгговских решёток. Данная задача решается численно методом коллокаций (кусочно-кубическая аппроксимация с последующим решением системы нелинейных алгебраических уравнений на коэффициенты полиномов) с помощью встроенной функции Matlab bvp4c().

Полученное решение позволяет вычислить величину объёмной плотности тепловой мощности, выделяемой в единице объёма активной среды вследствие размена квантов, с помощью соотношения:

$$Q(r,z) = \sum_{m=p,s} Q_m(r,z) = \sum_{\substack{k=\pm \\ m=p,s}} h(\nu_{eff} - \nu_m) R_m^k(r,z), \tag{7}$$

где $\nu_{eff} = c/\lambda_{eff}$ - эффективная частота, соответствующая эффективной длине волны спонтанной люминесценции, $R_m$ - скорость вынужденных переходов между лазерными уровнями активных ионов под воздействием излучения с частотой $\nu_m$, которая выражается через стационарные населённости основного ($N_1(r,z)$) и метастабильного ($N_2(r,z)$) состояний активных ионов с помощью соотношением:

$$R_m^{\pm}(r,z) = \frac{I_m^{\pm}(r,z)}{h\nu_m} \left(N_2(r,z)\sigma_e^m - N_1(r,z)\sigma_a^m\right) \tag{8}$$

где $I_p^{\pm}(r,z)$ и $I_s^{\pm}(r,z)$ – интенсивности вперёд и назад распространяющихся излучений накачки и сигнала, зависящие от радиуса и продольной координаты, а $\sigma_a^{s,p}$, $\sigma_e^{s,p}$ – сечения поглощения и люминесценции на длине волны сигнала.

Путём интегрирования (7) по поперечному сечению в работе получено выражение связывающее погонную плотность тепловой мощности, выделяемой в волокне, с мощностями излучений сигнала и накачки:

$$Q^z(z) = \alpha_{loss}(P_s^+(z) + P_s^-(z)) + \sum_{m=p,s} P_m^{\pm}(z)\Big(2\pi(\sigma_a^m + \sigma_e^m)\int_0^a |\psi_m(r)|^2 N_2(r,z) r\, dr - \\ - \Gamma_m \sigma_a^m N_{Yb}\Big) \cdot h\left(\frac{\nu_{eff}}{\nu_m} - 1\right) \tag{9}$$

где $\psi_m(r)$ и $\Gamma_m$ — нормированная ($\int_{A_{fiber}} |\psi_m(r,\phi)|^2 \, r \, dr d\phi = 1$) волновая функция основной моды и соответствующий интеграл перекрытия излучения с легированной жилой. В данном выражении добавлено слагаемое, учитывающее влияние пассивных потерь (коэффициент потерь $\alpha_{loss}$) лазерного излучения в резонаторе на разогрев активной среды. Величина $Q^z(z)$ определяет, согласно выражению

$$\Delta T_{\text{стац}}(z) = \frac{Q^z(z)}{h^T l}, \tag{10}$$

Значение стационарного приращения температуры в регулярном тепловом режиме. Здесь $h^T$ – коэффициент конвекционного теплообмена с окружающей средой, $l$ – периметр внешней границы поперечного сечения активного волокна.

На рис. 9 приведён пример расчёта распределения приращения температуры (кривая (1) на рис. 9(а)), а также распределений мощностей лазерного излучения и излучения накачки по длине для исследуемого активного волокна при мощности накачки 10 Вт.

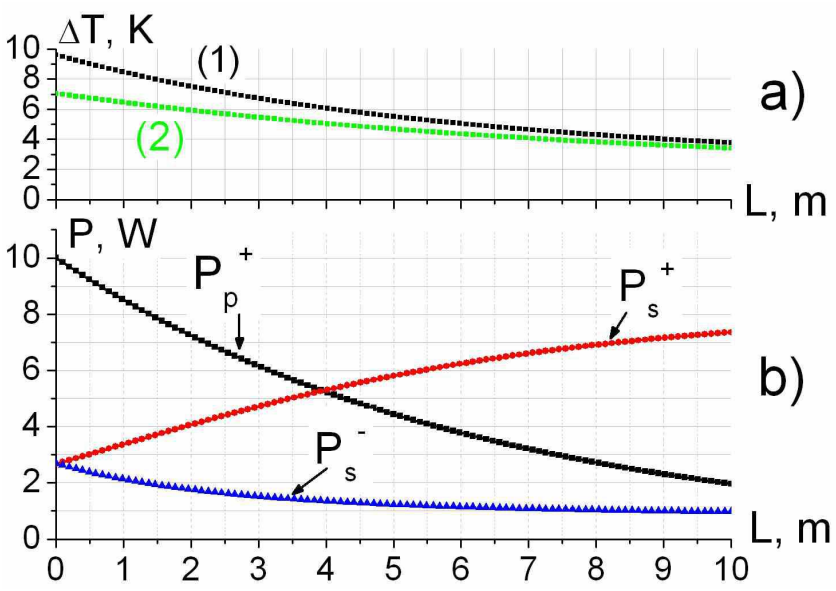



Рис. 9. Зависимость температуры разогрева (а) и мощностей излучений накачки и сигнала (б) от продольной координаты

Среднее по длине волокна приращение температуры в данной модели линейно зависит от мощности накачки, при этом коэффициент наклона прямой является функцией коэффициента конвекционного теплообмена. Показано, что результаты численного моделирования удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента как по величине фототермического коэффициента, так и по скорости разогрева в регулярном тепловом режиме при коэффициенте конвекционного теплообмена $h^T = 12.2 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}$. Также показано, что для исследуемого волокна вклад в приращение температуры за счёт пассивных потерь лазерного излучения составляет около половины от измеренного значения. Таким образом, пассивные потери в волокне, даже несмотря на пренебрежимо малое влияние на КПД лазера по накачке, могут являться одним из основных источников разогрева активного волокна наряду с разменом квантов.

На основе нелинейной аппроксимации зависимости из рис. 8, выведено выражение для зависимости среднего по поверхности коэффициента конвекционного теплообмена от разности средней по длине температуры волокна и температуры окружающей среды:

$$h^T = 12.2 \cdot \left(1 + \left(\frac{\Delta T}{\Theta}\right)^{1.76}\right) \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} \tag{11}$$

где $\Theta_h = 12.5 \pm 0.1$ K имеет наибольшую погрешность среди остальных параметров. На рис. 9 (кривая (2)) показан расчёт распределения температуры с модифицированным граничным условием (11). Данное выражение позволяет оценить среднее по длине приращение температуры при существенно больших мощностях накачки, чем были реализованы в эксперименте. Пример такой экстраполяции приведён на рис. 10.

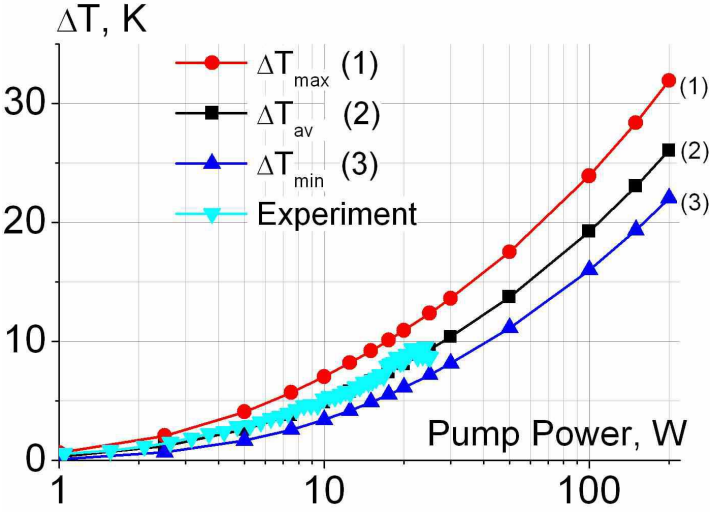



Рис. 10. Зависимости максимального (1), минимального (3) и среднего по длине (2) (в сравнении с экспериментально измеренным) приращения температуры от мощности накачки при расчёте с модифицированным граничным условием (11)

**В четвертой главе** изложены результаты измерений кинетики изменения показателя преломления (ИПП) в активной среде при оптической накачке. Измерения основываются на применении интерферометрической методики с модуляцией мощности накачки, которая была описана ранее.

Результаты измерений для иттербиевого волоконного лазера, описанные в **разделе 4.3**, представлены на рис. 11. На рисунке (а) изображена зависимость изменения фазы зондирующего излучения от времени. При мощностях накачки больше пороговой наблюдается чёткий излом соответствующий достижению порога генерации иттербиевого волоконного лазера. После превышения порога инверсия в активной среде принимает стационарное значение, но мы наблюдаем дальнейшее увеличение разности фаз, связанное с ростом температуры в сердцевине активного волокна. Зависимости увеличения разности фаз после порога генерации представлены на рис. 11 (б), где начало координат соответствует порогу генерации.

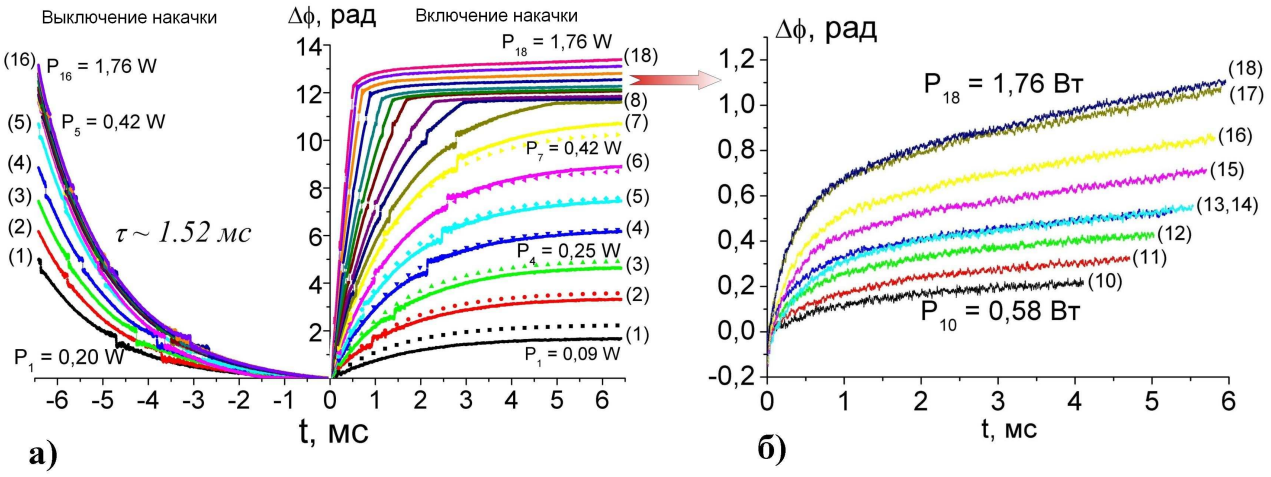



Рис. 11. а) Зависимости разности фаз от времени при включении и выключении импульса накачки для $Yb^{3+}$-волокна; б) Зависимости разности фаз от времени после достижения порога генерации, начало отсчёта на временной шкале соответствует началу лазерной генерации.

Зависимость полного изменения разности фаз за время импульса накачки от мощности накачки приведена на рис. 12. Из-за большой разницы коэффициентов наклона графика на рис. 12 до и после порога генерации можно заключить, что допороговое изменение разности фаз обусловлено в основном электронным механизмом. На основе скоростных

уравнений для допорогового режима в работе показано, что в случае многомодовой накачки полное изменение разности фаз для электронного механизма пропорционально мощности накачки и разности поляризуемостей основного и метастабильного уровней ионов $Yb^{3+}$:

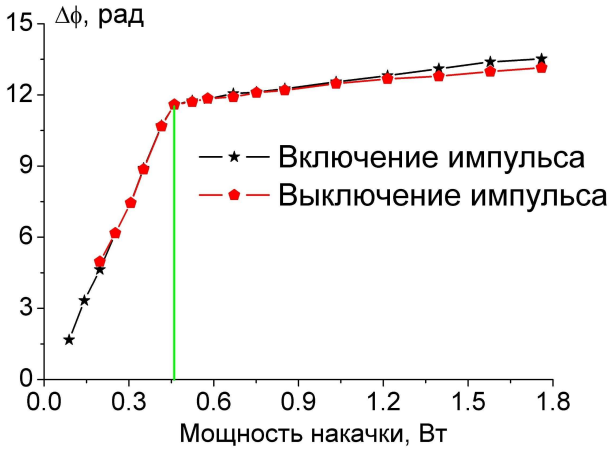



Рис. 12. Зависимости полной разности фаз за время действия импульса накачки от мощности накачки для $Yb^{3+}$-волокна. Вертикальной чертой отмечен порог лазерной генерации.

$$\Delta\phi_{\text{полн}} = \delta \cdot \Delta p \cdot P, \qquad (12)$$

где $\delta$ – коэффициент пропорциональности, связанный с параметрами активной среды выражением:

$$\delta = \frac{4\pi^2 F_L^2}{n\lambda_s} \frac{\Gamma_s N_{Yb}(1 - e^{-\alpha_p L})}{A_{clad}\alpha_p I_{sat}^P (1+\xi)}, \qquad (13)$$

где $L$ – длина активного волокна, $\alpha_p$ – коэффициент поглощения многомодового излучения накачки, $n$ – показатель преломления, $N_{Yb}$ – концентрация активных ионов, $A_{clad}$ – площадь многомодовой оболочки, $I_{sat}^p = \dfrac{h\nu}{(\sigma_a^p + \sigma_e^p)\tau}$ – интенсивность насыщения на длине волны накачки, $\xi = \sigma_e^p/\sigma_a^p$ – отношение сечений люминесценции и поглощения на длине волны накачки. Из коэффициента наклона экспериментальной кривой на рис. 12 с учётом погрешностей входящих в (13) величин получена оценка для разности поляризуемостей ионов $Yb^{3+}$в фосфорсиликатных световодах на длине волны 1.55 мкм: $\Delta p = (2.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-26}$ см$^3$. Существенное отличие данной величины от аналогичной, измеренной в работе [29] с помощью безрезонаторной интерференционной методики при одномодовой накачке, вызвано различием в химическом составе световодов (в [29] были исследованы алюмосиликатные световоды).

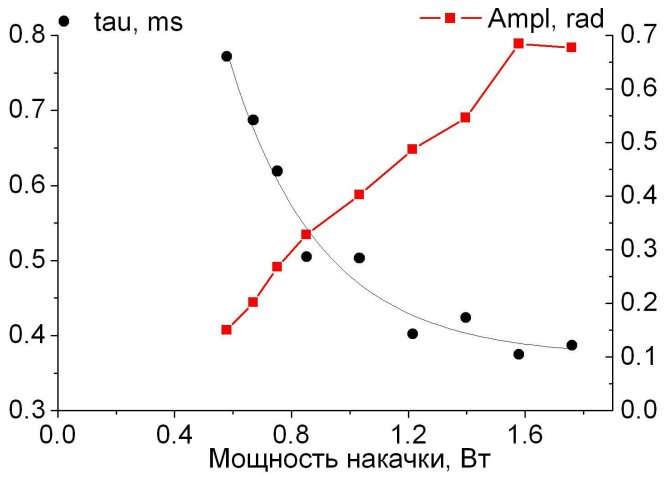



Рис. 13. Зависимость амплитудного коэффициента $A_T$ (правая шкала) и времени $\tau_T$ (левая шкала) в формуле (14) от мощности накачки.

Кинетики изменения фазы после достижения порога генерации, изображённые на рисунке 11(б) с хорошей точностью аппроксимируются зависимостями вида:

$$\phi(t) = A_T\left(1 - e^{-t/\tau_T}\right) + \beta t + \beta_0, \quad (14)$$

где первое слагаемое характеризует процесс установления температурного профиля по поперечному сечению волокна. Зависимость амплитудного множителя и времени тепловой релаксации от мощности накачки представлена на рис. 13. Амплитуду $A_T$ в формуле (14) можно связать со средней по длине волокна разницей температур сердцевины и оболочки:

$$A_T = \frac{2\pi}{\lambda_s} L n \alpha_T \Delta T_{core}, \qquad (15)$$

Для коэффициента наклона $\frac{\Delta A_T}{\Delta P} = 0.46 \pm 0.03 \frac{\text{рад}}{\text{Вт}}$ имеем значение этой разницы $\frac{\Delta T_{core}}{\Delta P} = (0.38 \pm 0.02) \cdot 10^{-2} K/\text{Вт}$.

В **разделе 4.4** данной главы описаны аналогичные измерения, выполненные для иттербий-эрбиевого лазера. Измеренные зависимости для кинетик разности фаз в данном случае являются более сложными для интерпретации. Это обусловлено большим значением разности энергий квантов накачки и люминесценции, вследствие чего вклад теплового механизма необходимо учитывать также и в допороговом режиме. Для подробного анализа обоих вкладов была использована численная модель $Yb^{3+}/Er^{3+}$активной среды в допороговом режиме на основе скоростных уравнений с учётом процессов безызлучательного переноса возбуждения между ионами $Yb^{3+}$и $Er^{3+}$. При этом вклад электронного ИПП учитывался от обоих типов ионов, а тепловой вклад рассчитывался на основе нестационарного уравнения теплопроводности. Методом наименьших квадратов получены аппроксимации для разностей поляризуемостей ионов $Yb^{3+}$и $Er^{3+}$в исследуемом активном волокне $\Delta p_{Yb} = 2 \cdot 10^{-26}\,\text{см}^3$, $\Delta p_{Er} = 0.14 \cdot 10^{-26}\,\text{см}^3$.

Кинетики разности фаз после достижения порога генерации в случае иттербий-эрбиевых световодов аппроксимируются более сложным выражением:

$$\phi(t) = A_T \left(1 - e^{-t/\tau_T}\right) + A_X \left(1 - e^{-t/\tau_X}\right) + \beta t + \beta_0, \tag{16}$$

Меньшее из времён релаксации составляет $\tau_X = 65 \pm 10\,\text{мкс}$ практически для всех измеренных в эксперименте кинетик. Столь малое значение указывает на нетепловую природу механизма ИПП. Эти изменения связаны с дополнительным приростом инверсии в иттербиевой подсистеме при установлении равновесных населённостей в эрбиевой подсистеме после достижения порога генерации. Если предположить, что за приращение температуры в сердцевине волокна отвечает только медленная часть кинетики (16), то из коэффициента наклона для зависимости $A_T$ от мощности накачки получаем, согласно выражению (15), оценку средней по длине волокна разницы температур между сердцевиной и оболочкой $0.7 \cdot 10^{-2} K/\text{Вт}$. При этом в связи со значительным вкладом в ИПП от ионов $Yb^{3+}$, а также ограниченной мощностью теплового источника в полностью инвертированных областях эрбиевой подсистемы, зоны преимущественного влияния электронного или теплового механизма на профиль показателя преломления в таких волокнах оказываются пространственно разделёнными.

В последнем разделе данной главы рассматривается применение интерференционной методики для исследования безызлучательных переходов. Для измерения безызлучательных времён жизни и скоростей БПВ широко применяется спектрально-кинетическая методика с селективным лазерным возбуждением, при которой характеристики безызлучательных процессов измеряются косвенно по кинетике люминесценции за счёт переходов на излучающие состояния. Типичная схема экспериментального стенда включает в себя мощный импульсный лазер, обеспечивающий селективное возбуждение активных ионов, криостат с образцом, спектрометр и высокочувствительный охлаждаемый фотодиод для регистрации сигнала фотолюминесценции [36]. При такой постановке эксперимента накладываются существенные требования компоненты стенда.

Интерферометрический метод измерения кинетики безызлучательного перехода обладает рядом преимуществ. В частности, необходимая чувствительность фотоприёмника определяется диапазоном изменения разности фаз при селективном импульсном возбуждении и интенсивностью зондирующего излучения, которую можно сделать достаточно большой.

В настоящей работе приводится демонстрация данной методики применительно к измерению безызлучательного времени жизни ионов $Er^{3+}$в состоянии $^4I_{11/2}$, при возбуждении на длине волны 979 нм. Объектом для измерений является коммерчески доступное одномодовое активное эрбиевое волокно OFS HP980. Схема экспериментального стенда представлена на рис. 14.

В качестве источника излучения накачки здесь используется иттербиевый одномодовый волоконный лазер на длину волны 979 нм с торцевой диодной накачкой, в котором за счёт подбора модуляции тока диода накачки реализуется режим генерации первого релаксационного пика с длительностью 0.3 мкс на полувысоте. Цифровой осциллограф с полосой 500 МГц детектирует четыре синхронизованные осциллограммы: сигнала модуляции тока накачки, зондирующего излучения (PD1), излучения накачки (PD2) и излучения спонтанной люминесценции на длине волны 1.55 мкм, распространяющегося противоположно направлению накачки (PD3). Ниже на рис. 15, *а* представлены измеренные осцилограммы сигналов, а на рис. 15, *б* кинетики разности фаз, полученные при различных энергиях импульса накачки.

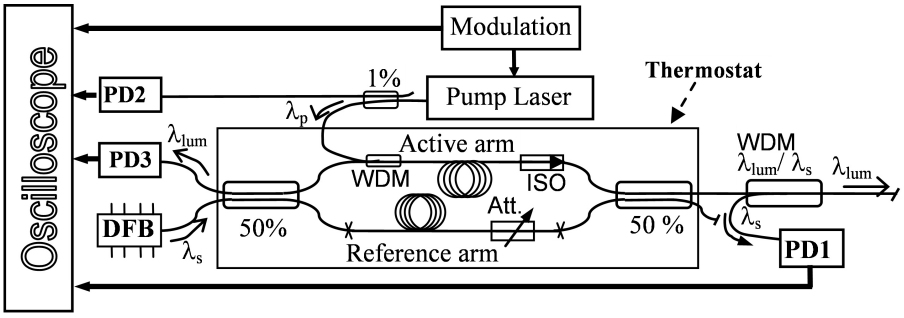
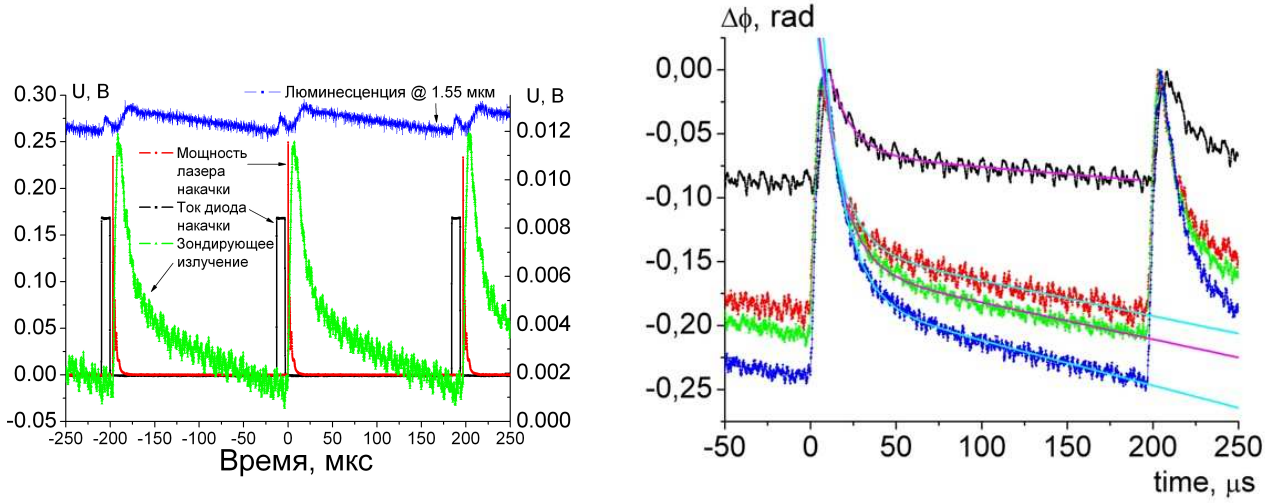



Рис. 14. Схема экспериментальной установки: DFB - источник зондирующего излучения ($\lambda_s = 1304$), $\lambda_{lum}$ — излучение усиленной спонтанной люминесценции на длине волны 1.55, $\lambda_p = 979$ — длина волны излучения накачки, PD1 – PD3 - фотоприёмники, WDM — волоконный мультиплексор, ISO — оптический изолятор, OSC - четырёхканальный цифровой осциллограф, Att. — оптический аттеньюатор.




(*а*) (*б*)

Рис. 15. (*а*) Пример измеряемых сигналов тока диода накачки, мощности накачки на 979 нм, интерференционного сигнала зондирующего излучения и люминесценции ионов эрбия на длине волны 1.55 мкм; (*б*) кинетики разности фаз для серии из четырёх измерений и их экспоненциальные аппроксимации

Представленные кинетики аппроксимируются выражением:

$$\Delta\phi(t) = A_{NR}\left(1 - e^{-t/\tau_{NR}}\right) + \beta t + \beta_0, , \tag{17}$$

Первое слагаемое отвечает за безызлучательный переход, а остальные слагаемые — за медленную излучательную релаксацию метастабильного состояния. Для всех четырёх кинетик указанная аппроксимация даёт значение для постоянной времени $\tau_{NR} = 13 \pm 0.1$ мкс,

которая и принимается равной времени безызлучательной релаксации для состояния $^4I_{11/2}$ ионов $Er^{3+}$в исследуемом волокне.

Следует заметить, что в условиях этого эксперимента, сигнал интерференции зондирующего излучения является существенно более информативным по сравнению с кинетикой люминесценции с метастабильного уровня (см. рис. 15, *а*). При этом для получения значения времени перехода с достаточной точностью требуются чрезвычайно малые величины энергий импульса накачки (порядка нескольких мкДж). Таким образом, применяемая методика может являться мощным инструментом для исследования процессов динамики поляризуемости и электронных переходов в активных средах, позволяющим значительно снизить требования на мощность источников накачки и чувствительность приёмной аппаратуры.

**В заключении** сформулированы основные результаты работы.

## Список публикаций


[1] Гайнов, В. Измерение температуры в сердцевине активных волоконных световодов в условиях лазерной генерации [Текст] / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Приборы и Техника Эксперимента. — 2010. — № 6. — С. 86–93.

[2] Гайнов, В. Стационарный разогрев активных волоконных световодов при оптической накачке [Текст] / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Квант. электроника. — 2011. — Т. 41, № 7. — С. 637–643.

[3] Гайнов, В. Изменение показателя преломления и температуры в сердцевине активных волоконных световодов при оптической накачке [Текст] / В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Квант. электроника. — 2011. — Т. 41, № 9. — С. 809–814.

[4] Гайнов, В. Кинетика изменения показателя преломления в сердцевине активных волокон, легированных ионами $Yb^{3+}$ и $Er^{3+}$, при импульсной оптической накачке [Текст] / В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Оптика и спектроскопия. — 2012. — Т. 112, № 3. — С. 510–518.

[5] Gainov, V. Interferometric technique for investigation of nonradiative transition kinetics in silica-fiber laser media [Text] / Vladimir Gainov, Oleg Ryabushkin, Mikhail Vyatkin // Opt. Lett. — 2015. — Dec. — Vol. 40, no. 23. — P. 5494–5497.

[6] Гайнов, В. Кинетика изменения показателя преломления в сердцевине активного световода волоконного лазера в условиях импульсной оптической накачки [Текст] / В.В. Гайнов, А.А. Каверзин, О.А. Рябушкин // Сборник трудов 7-й Международной научной конференции ЛФиОТ'08. — Т. 1. — Минск, Беларусь : [б. и.], 2008. — Июнь. — С. 13–16.

[7] Шайдуллин, Р. Коаксиальная модель разогрева активного волокна в режимах фотолюминесценции и генерации в волоконном лазере [Текст] / Р.И. Шайдуллин, В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Сборник трудов 7-й Международной научной конференции ЛФиОТ'08. — Т. 3. — Минск, Беларусь : [б. и.], 2008. — Июнь. — С. 461–464.

[8] Gainov, V. Temperature measurement of a core of the active optical fiber in lasing regime [Text] / V.V. Gainov, D.T. Demyankov, O.A. Ryabushkin // 3rd International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications. — St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2006. — P. P.1.

[9] Gainov, V. Experimental investigation of refractive index change in Yb-doped fiber under optical pumping [Text] / V.V. Gainov, A.A. Kaverzin, O.A. Ryabushkin // 4th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications. — St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2008. — June.

[10] Shaidullin, R. Coaxial model of heating of an active optical fiber in regimes of photoluminescense and generation in ytterbium-doped fiber laser [Text] / R.I. Shaidullin, V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // 4th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications. — St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2008. — June.

[11] Gainov, V. Kinetics of refractive index change in the core of Yb/Er-doped fiber [Text] / V.V. Gainov, R.I. Shaidullin, O.A. Ryabushkin // 5th International Symposium on High-Power Fiber Lasers and Their Applications. — St. Petersburg, Russia : [s. n.], 2010. — June. — P. SyTu–p10.

[12] Gainov, V. Experimental investigation of thermal effects in the core of doped fiber [Text] / V.V. Gainov, D.T. Demyankov, O.A. Ryabushkin // International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2007). — Minsk, Belarus : [s. n.], 2007. — May. — P. LO1/IV–7.

[13] Gainov, V. Kinetics of the pump-induced refractive index change in a core of rare-earth-doped fibers [Text] / V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2010). — Kazan, Russia : [s. n.], 2010. — August. — P. LTuL16.

[14] Shaydullin, R. Temperature measurements in the core of the optically pumped yb and Yb/Er doped fibers [Text] / R.I. Shaydullin, V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2010). — Kazan, Russia : [s. n.], 2010. — August. — P. LTuL13.

[15] Gainov, V. V. Core temperature measurement of an active optical fiber in lasing regime [Text] / V. V. Gainov, D. T. Demyankov, O. A. Ryabushkin // CLEO/Europe and IQEC 2007 Conference Digest. — [S. l.] : Optical Society of America, 2007. — P. $CJ2$.

[16] Gainov, V. V. Kinetics of refractive index change in the core of an active fiber under pulsed optical pumping [Text] / V. V. Gainov, O. A. Ryabushkin // 3rd EPS-QEOD Europhoton Conference. — Paris, France : [s. n.], 2008. — September.

[17] Gainov, V. Time variation of refractive index in the core of active fiber under pulsed optical pumping [Text] / V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // 34th European Conference on Optical Communication (ECOC 2008). — [S. l. : s. n.], 2008. — Sept. — P. 1.24.

[18] Gainov, V. Temperature measurement in the core of an active ber under high-power lasing conditions using quadrature interferometer [Text] / V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // Progress in Electromagnetic researh Symposium (PIERS 2016). — Shanghai, China : [S. n.], 2016. — August.

## Цитированная литература

[19] Белостоцкий, Б. Тепловой режим твердотельных оптических квантовых генераторов [Текст] / Б.Р. Белостоцкий, А.С. Рубанов. — М. : Энергия, 1973.

[20] Brown, D. C. Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers [Text] / D. C. Brown, H. J. Hoffman // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2001. — Vol. 37, no. 2. — P. 207–217.

[21] Thermal effects in high-power CW fiber lasers [Text] / Marc-Andr? Lapointe, Stephane Chatigny, Michel Pich? [et al.] // Proc. SPIE. — 2009. — Vol. 7195. — P. 71951U–71951U–11.

[22] Optimization of the heat transfer in multi-kW-fiber-lasers [Text] / B. Zintzen, T. Langer, J. Geiger [et al.] // SPIE Proceedings. — 2008. — Vol. 6873. — P. 687319–11.

[23] Wang, Y. Thermal effects in kilowatt fiber lasers [Text] / Yong Wang, Chang-Qing Xu, Hong Po // IEEE Photonics Technology Letters. — 2004. — Vol. 16, no. 1. — P. 63–65.

[24] Coleman, D. J. Pump induced thermal effects in high power $Tm^{3+}$ and $Tm^{3+}/Ho^{3+}$ cladding-pumped fibre lasers [Text] / Daniel J Coleman, Terence A King // Measurement Science and Technology. — 2003. — Vol. 14, no. 7. — P. 998.

[25] Thermal characteristics of an end-pumped high-power ytterbium-sensitized erbium-doped fiber laser under natural convection [Text] / Y. Jeong, S. Baek, P. Dupriez [et al.] // Opt. Express. — 2008. — Nov. — Vol. 16, no. 24. — P. 19865–19871.

[26] Femtosecond pulse-induced fiber bragg gratings for in-core temperature measurement in optically pumped Yb-doped silica fibers [Text] / Martin Leich, Julia Fiebrandt, Anka Schwuchow [et al.] // Optics Communications. — 2012. — Vol. 285, no. 21–22. — P. 4387 – 4390.

[27] Резонансные взаимодействия света с веществом [Текст] / В.С. Бутылкин, А.Е. Каплан, Ю.Г. Хронопуло, Е.И.Якубович. — М. : Наука, 1977.

[28] Изменение показателя преломления лазерного кристалла Nd:YAG при возбуждении ионов $nd^{3+}$ [Текст] / О.Л. Антипов, А.С. Кужелев, А.Ю. Лукьянов, А.П. Зиновьев // Квант. электроника. — 1998. — Т. 25, № 10. — С. 891–898.

[29] Fotiadi, A. A. Dynamics of pump-induced refractive index changes in single-mode Yb-doped optical fibers [Text] / Andrei A. Fotiadi, Oleg L. Antipov, Patrice Mégret // Opt. Express. — 2008. — Aug. — Vol. 16, no. 17. — P. 12658–12663.

[30] Nonlinear phase changes at 1310 nm and 1545 nm observed far from resonance in diode pumped ytterbium doped fiber [Text] / J. W. Arkwright, P. Enlago, T. W. Whitbread, G. R. Atkins // IEEE Photon. Techn. Lett. — 1996. — Vol. 8. — P. 408–410.

[31] Механизмы изменения показателя преломления лазерного кристалла Yb:YAG при интенсивной накачке [Текст] / О.Л. Антипов, Д.В. Бредихин, О.Н. Еремейкин [и др.] // Квант. электроника. — 2006. — Т. 36. — С. 418–420.

[32] Thirstrup., C. Pump-induced refractive index modulation and dispersions in $Er^{3+}$-doped fibbres [Text] / C. Thirstrup., Y. Shi, B. Palsdottir // IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology. — 1996. — Vol. 14, no. 5. — P. 732–738.

[33] Resonantly enhanced nonlinearity in doped fibers for low-power all-optical switching: A review [Text] / M.J. Digonnet, R.W. Sadowski, H.J. Shaw., R.H. Pantell // Opt. Fib. Techn. — 1997. — Vol. 3. — P. 44–64.

[34] Grudinin, A. B. Mullti-fibre arrangement for high-power fibre lasers and amplifiers [Text]. US Patent 6826335— 2004.

[35] Прикладная физика: Теплообмен в приборостроении [Текст] / Г.М. Кондратьев, Г.Н. Дульнев, Е.С. Платунов, Н.А. Ярышев. — СПб : СПбГУ ИТМО, 2003.

[36] Лазерные фосфатные стёкла [Текст] / Н.Е. Алексеев, В.П. Гапонцев, М.Е. Жаботинский [и др.] ; Под ред. М.Е. Жаботинский. — М. : Наука, 1980.