

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук
(Фрязинский филиал)

На правах рукописи



Шайдуллин Ренат Ильгизович

**РАДИОЧАСТОТНАЯ ИМПЕДАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ
ВОЛОКОН ПРИ УСИЛЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

01.04.03 - Радиофизика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., доцент

О.А. Рябушкин

Фрязино – 2015

Оглавление

Список обозначений физических величин.....	5
Список сокращений и условных обозначений.....	9
Введение.....	10
Глава 1. Обзор литературы.....	17
1.1. Физические основы радиочастотной импедансной спектроскопии.....	17
1.2. Принципы работы волоконных лазеров.....	22
1.3. Свойства редкоземельных ионов и лазеров на их основе.....	25
1.4. Свойства полимеров, используемых в волоконной оптике.....	30
1.5. Обзор тепловых эффектов в активных волоконных световодах.....	37
1.6. Экспериментальные методы измерения температуры активных волоконных световодов.....	47
Глава 2. Оптическая интерферометрия разогрева активной сердцевины волоконного световода	50
2.1. Волоконный интерферометр Маха-Цендера.....	50
2.2. Измерение температуры разогрева активной среды волоконного лазера, легированной ионами иттербия	52
2.3. Измерение температуры разогрева активной среды волоконного лазера, легированной ионами иттербия и эрбия.....	57
2.4. Коаксиальная модель разогрева волокна.....	59

Глава 3. Оптическая спектроскопия полимеров, используемых в волоконной оптике.....63

- 3.1. Экспериментальная установка для измерения спектров пропускания полимеров.....63
- 3.2. Измерение спектров пропускания используемых в волоконной оптике полимеров65

Глава 4. Радиочастотная импедансная спектроскопия активного волокна.....68

- 4.1. Измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости кварцевого стекла и полимеров, использующихся в волоконной оптике.....68
- 4.2. Сборка волоконного лазера и мощного волоконного усилителя.....74
- 4.3. Экспериментальная установка для измерения температуры полимерной оболочки оптического волокна на основе метода радиочастотной импедансной спектроскопии77
- 4.4. Измерение температуры разогрева активных волокон, легированных ионами иттербия.....80
- 4.5. Измерение температуры разогрева активных волокон, легированных ионами иттербия и эрбия.....89
- 4.6. Измерение температуры разогрева волокна, нелегированного редкоземельными ионами94
- 4.7. Физическая модель разогрева оптического волокна на основе разогрева медной проволоки, покрытой полимером.....95
- 4.8. Измерение конвективного коэффициента теплообмена полимерной оболочки с окружающей средой.....100

Глава 5. Математическое моделирование распределения электрического поля и температуры в активном волокне.....	105
5.1. Расчет распределения электрического поля в двухпроводном конденсаторе с активным волокном.....	106
5.2. Расчет распределения температуры в активном волокне в условиях усиления лазерного излучения.....	108
5.3. Расчет распределения температуры в активном волокне с учетом коаксиальной модели разогрева.....	110
5.4. Сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными и результатами измерений, полученных другими методами.....	112
Заключение.....	115
Список цитируемой литературы.....	117
Благодарности.....	126
Список основных публикаций автора по теме диссертации.....	127

Список обозначений физических величин

- L – индуктивность [Гн];
 C – емкость [Ф];
 R – сопротивление [Ом];
 U – напряжение [В];
 I – сила тока [А];
 f – частота [Гц];
 t – время [с];
 Z – электрический импеданс [Ом];
 P_e – электрическая поляризация диэлектриков [Кл/м²];
 χ – диэлектрическая восприимчивость вещества;
 φ – фаза [рад];
 $\hat{\epsilon}$ – комплексная диэлектрическая проницаемость;
 ϵ_r – действительная часть диэлектрической проницаемости;
 ϵ_i – мнимая часть диэлектрической проницаемости;
 ω – угловая частота [рад/с];
 P – давление [Па];
 E – энергия [Дж];
 k_B – постоянная Больцмана [$1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К];
 T – температура [К];
 h – постоянная Планка [$6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с];
 $n_{1,2}$ – населенность энергетических уровней [м⁻³];
 $g_{1,2}$ – статистические веса энергетических уровней;
 λ – длина волны излучения [м];
 σ_{12} – сечение оптического поглощения активных ионов [м⁻²];
 σ_{21} – сечение фотолюминесценции активных ионов [м⁻²];
 μ – потенциал возбуждения активных ионов [Дж];
 η – доля поглощенной мощности, переходящая в тепло;
 r – расстояние от центра оптического волокна [м];

- r_{core} – радиус активной сердцевины оптического волокна [м];
 r_{sil} – радиус кварцевой оболочки оптического волокна [м];
 r_{pol} – радиус полимерной оболочки оптического волокна [м];
 k_{sil} – коэффициент теплопроводности кварцевого стекла [Вт/(м·К)];
 k_{pol} – коэффициент теплопроводности полимера [Вт/(м·К)];
 h^T – коэффициент теплообмена с окружающей средой [Вт/(м²·К)];
 Q_0 – объемная плотность поглощенной оптической мощности, переходящая в тепло [Дж/м³];
 P_{pump} – оптическая мощность лазерной накачки [Вт];
 P_{abs} – поглощенная оптическая мощность [Вт];
 P_{out} – выходная оптическая мощность [Вт];
 P_M – максимальная оптическая мощность [Вт];
 P_V – объемная плотность оптической мощности [Вт/м³];
 l – длина [м];
 n – показатель преломления кварцевого стекла;
 R_m – предел прочности при разрыве кварцевого стекла [Вт/м];
 β_n – коэффициент температурной зависимости показателя преломления [К⁻¹];
 η_{laser} – эффективность лазера;
 g_R – коэффициент усиления вынужденного комбинационного рассеяния;
 g_B – коэффициент усиления вынужденного рассеяния Манделъштама-Бриллюэна;
 Γ – отношение радиуса моды лазерного излучения к радиусу активной сердцевины;
 G – коэффициент усиления лазерного излучения;
 E^e – напряженность электрического поля [В/м];
 E^e – интенсивность электрического поля [Вт/м²];
 α_r – температурный коэффициент сопротивления меди [К⁻¹];
 α_{core} – показатель поглощения излучения накачки в сердцевине [дБ/м];
 α_{pol} – показатель поглощения излучения в полимерной оболочке [дБ/м];
 Y – адмиттанс [Ом⁻¹];

S - площадь поверхности [м^2];

d - расстояние между обкладками конденсатора [м];

ϵ_0 – диэлектрическая постоянная в вакууме [$8.85 \cdot 10^{-12} \text{ К}^2/(\text{Н} \cdot \text{м}^2)$];

K_c - коэффициент зависимости адмиттанса от частоты [$\text{Ом}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1}$];

R_f – резонансная частота колебательного контура [Гц];

a – расстояние между центрами медных проводов двухпроводного конденсатора [м];

r_c – диаметр проводов двухпроводного конденсатора [м];

μ_0 – магнитная постоянная в вакууме [$1,2566 \cdot \text{Гн/м}$];

μ_m – относительная магнитная проницаемость;

N – число витков катушки индуктивности;

K^{rt} – резонансно-термический калибровочный коэффициент [Гц/К];

K^{ro} – резонансно-оптический коэффициент LC-контура [Гц/Вт];

β – термо-оптический коэффициент [К/Вт];

θ_{eq} – эквивалентная температура полимерной оболочки [К];

η_{amp} – эффективность преобразования излучения накачки в излучение усилителя;

z – расстояние от места ввода накачки до измеряемого участка волокна [м];

$P_{d.c}$ – тепловая мощность, выделяемая при протекании электрического тока [Вт];

k_{air} - коэффициент теплопроводности воздуха [$\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$];

D – диаметр цилиндра [м];

Ra – число Релея;

Pr – число Прандтля;

g - ускорение свободного падения [$9,81 \text{ м/с}^2$];

ν – кинематическая вязкость воздуха [$\text{м}^2/\text{с}$];

χ_T – температуропроводность [$\text{м}^2/\text{с}$];

α_1 – коэффициент теплового расширения [К^{-1}];

C_q - теплоемкость тела [Дж/К];

Bi – число Био;

c_{cu} - удельная теплоемкость меди [$\text{Дж}/(\text{К} \cdot \text{кг})$];

ρ_{cu} – плотность меди [кг/м³];

τ - временной показатель экспоненты [с].

Список сокращений и условных обозначений

АЧХ – амплитудно-частотная характеристика;

ВОЛС – волоконно-оптические линии связи;

ИС – импедансная спектроскопия;

ММ – многомодовый;

ОМ – одномодовый;

ПОВ – полимерное оптическое волокно;

РЧ – радиочастотный;

СВЧ – сверхвысокочастотный;

DBR laser – Distributed Bragg reflector laser (лазер с распределённым брэгговским отражателем);

DFB laser – Distributed feedback laser (лазер с распределённой обратной связью);

FBG – Fiber Bragg Grating (волоконная брэгговская решетка);

MOPA – Master Oscillator Power Amplifier (задающий лазер с мощным усилителем)

VCSEL – Vertical-cavity surface-emitting laser (поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором);

Er – эрбий;

Tm – тулий;

Yb – иттербий.

Введение

Актуальность темы. Волоконные лазеры и усилители широко применяются во многих областях физики, химии, биологии, телекоммуникаций и медицины. При этом современная обработка материалов в машиностроении и военные технологии требуют все больших мощностей лазерного излучения. Непрерывная мощность оптического излучения современного одномодового волоконного лазера достигает 15 кВт [1]. Лазеры и усилители на основе волоконных световодов позволяют осуществлять наиболее эффективное преобразование оптической многомодовой накачки полупроводниковых диодов в одномодовое излучение волоконного лазера. Классическое оптическое волокно представляет собой составной цилиндрический диэлектрик с несколькими оболочками: сердцевина из плавленного кварца, легированная редкоземельными ионами, световедущая оболочка из плавленного кварца, полимерная оболочка, выполняющая защитную функцию. Технология создания активной среды волоконных лазеров основывается на прецизионном легировании кварцевого стекла ионами редкоземельных элементов (иттербия, эрбия, неодима, тулия и другими). При генерации и усилении лазерного излучения в кварцевой сердцевине оптического световода, легированной редкоземельными ионами, происходит ее разогрев. Объемная плотность мощности поглощаемой оптической накачки в мощных волоконных лазерах и усилителях может превышать 10^6 Вт/см³, при этом часть этой мощности (более 10^5 Вт/см³), обусловленная разницей энергий квантов накачки и генерации, выделяется в виде тепла. Это приводит к тому, что температура разогрева активной среды может достигать сотен градусов. Разогрев активной среды волоконного лазера приводит к изменениям в спектре поглощения и люминесценции активных ионов, уменьшению эффективности лазера, изменению длины волны свободной генерации. Изменения геометрии волокна и диэлектрической проницаемости в оптическом диапазоне при разогреве приводят к изменению модового состава и качества выходного пучка, а также к

нестабильности мощности излучения. Высокая температура разогрева может также привести к разрушению оптического волокна. Таким образом, тепловые эффекты в волокне – один из основных факторов, ограничивающих дальнейшее повышение мощности волоконных лазеров и усилителей. Для определения температуры сердцевины волокна в основном пользуются косвенными методами, например, в работе [2] измеряют температуру дополнительного оптического волокна с брэгговскими решетками, находящегося в тепловом контакте с исследуемым. Изменяя изменение спектра отражения зондирующего излучения в дополнительном волокне (брэгговское отражение), на основе модели теплового контакта рассчитывают разогрев исследуемого световода. Существует теоретическая модель разогрева волокна [3,4] на основе решения уравнений теплопроводности, в которой единственным источником разогрева является разница энергий между фотонами излучения накачки и лазерной генерации. Оказалось, что этого недостаточно для полной модели разогрева волокна, так как полимерная оболочка может поглощать оптическое излучение и являться источником тепла. В связи с этим необходимо экспериментальное измерение температуры не только сердцевины, но и окружающего световод полимера. Для исследования свойств диэлектрических волоконных структур предлагается использовать метод радиочастотной (РЧ) импедансной спектроскопии. РЧ импедансная спектроскопия широко применяется для исследования изменений электрических свойств аморфных и кристаллических диэлектриков. Ее основой является измерение переменного тока в последовательной электрической цепи с радиочастотным генератором переменного напряжения, конденсатором, между обкладками которого помещен исследуемый диэлектрик, и нагрузочным сопротивлением. Частотная зависимость импеданса электрической цепи определяется диэлектрической проницаемостью исследуемого диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость исследуемого объекта может зависеть не только от частоты, но и от различных внешних и внутренних параметров, таких как температура, влажность, давление. Это позволяет измерять параметры объекта

методом импедансной спектроскопии. Чувствительность к изменению диэлектрических свойств исследуемого объекта можно значительно повысить использованием резонансных методов. Диэлектрическая проницаемость плавленого кварца в РЧ диапазоне слабо меняется с повышением температуры, при этом диэлектрическая проницаемость многих типов полимеров в РЧ диапазоне может сильно зависеть от его температуры, что делает их подходящими объектами для исследования методом импедансной спектроскопии. Также полимер обладает намного меньшей тепловой устойчивостью, чем плавленый кварц, поэтому исследование разогрева полимерных оболочек волокон играет важную роль в построении модели разогрева волокна и оценки лимитирующих факторов для повышения мощности излучения волоконных лазеров и усилителей.

Цели и задачи диссертационной работы. Целью данной работы является развитие метода радиочастотной импедансной спектроскопии для исследования диэлектрических свойств различных волоконных диэлектрических структур и измерение продольного и поперечного распределения температуры активного световода в условиях усиления мощного лазерного излучения, а также создание математической модели разогрева оптического волокна, встроенного в двухпроводный конденсатор.

Измерение температуры активного световода методом импедансной спектроскопии включает в себя:

а) разработку автоматизированной экспериментальной установки для измерения резонансной частоты в LC-контуре, в котором оптическое волокно помещается между обкладками двухпроводного конденсатора

б) разработку экспериментальных методик калибровки и измерения температуры оптических волокон в режиме усиления мощного лазерного излучения

в) построение физической модели разогрева активного оптического волокна и нахождение взаимосвязи экспериментально измеряемых изменений резонанса LC-контура со встроенным в него волокном с температурой разогрева световода.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Впервые применен метод радиочастотной импедансной спектроскопии для исследования разогрева активных оптических волокон, легированных редкоземельными ионами, в условиях усиления мощного лазерного излучения, позволяющий определить продольное и поперечное распределение температуры в активных световодах в диапазонах температур 290-370 К и выходной оптической мощности 0-100 Вт.

2. Впервые предложена и разработана модель дополнительного разогрева оптическим излучением полимерной оболочки активного световода в волоконном усилителе.

3. Впервые сравниваются модели разогрева оптического волокна излучением и разогрева медной проволоки с полимерным покрытием электрическим током.

Практическая значимость работы состоит в том, что:

1. Разработанный экспериментальный стенд позволяет измерять температуру разогрева активных одномодовых и многомодовых оптических волокон мощных волоконных лазеров и усилителей. Длины измеряемых участков волоконных лазеров и усилителей могут составлять от 0,1 до 10 м. Точность измерения температуры в диапазоне 290-370 К составляет 0,1 К.

2. Из функциональной зависимости температуры оптического световода от мощности лазерного излучения определены основные механизмы разогрева волокна и даны численные оценки их вкладов в общий разогрев.

3. Предложенный метод физического моделирования разогрева оптического волокна на основе металлической проволоки с полимерным покрытием позволяет определить выделяемую в сердцевине тепловую мощность и коэффициент теплообмена волокна с окружающей средой.

Методологической основой данного исследования является радиочастотная и оптическая спектроскопия.

Для исследования температуры разогрева полимерной оболочки волоконного усилителя в условиях усиления лазерного излучения использовалась радиочастотная импедансная спектроскопия. Для определения коэффициентов поглощения излучения полимерными оболочками использовалась оптическая спектроскопия в видимом и инфракрасном диапазонах.

Анализ распределения температуры в волоконных структурах основывается на решении стационарных и нестационарных уравнений теплопроводности. Расчет электрических полей в исследуемых структурах базируется на численном решении уравнений Максвелла.

Положения, выносимые на защиту

1. Изменение действительной части диэлектрической проницаемости в радиочастотном диапазоне волоконных световодов от мощности оптической накачки пропорционально температуре полимерной оболочки активного волокна.

2. Спектральный диапазон оптического поглощения используемых в волоконной оптике полимеров полисилоксановой группы попадает в рабочий диапазон длин волн излучения полупроводниковых лазеров накачки (900-970 нм) и спонтанной фотолюминесценции (1020-1100 нм) волоконных лазеров, легированных ионами Yb^{3+} .

3. Измерение резонансной частоты колебательного LC-контура со встроенным в него оптическим волокном позволяет определять усредненную температуру разогрева активного световода волоконного усилителя.

4. Импедансная спектроскопия оптического волокна позволяет оценить дополнительный разогрев волокна, связанный с поглощением излучения оптической накачки и фотолюминесценции в полимерной оболочке активных кварцевых волокон.

Достоверность результатов исследования обеспечивается анализом использованных экспериментальных методов лазерной и радиофизики,

подтверждением предложенных теоретических моделей в экспериментах. В работе применялось экспериментальное и математическое моделирование исследуемых объектов и процессов, подтверждавшие основные выводы исследования. Экспериментальные результаты демонстрируют повторяемость в рамках погрешности и независимость от неконтролируемых параметров.

Апробация результатов: Результаты исследований, изложенные в диссертации, в полной мере отражены в опубликованных **15** печатных работах, в том числе **5** научных статей, из которых **4** статьи - в научных журналах, входящих в Перечень российских рецензируемых изданий, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ, **1** статья – в зарубежном научном издании, входящем в систему цитирования Web of Science; **1** патент РФ на изобретение; **9** работ в трудах российских и зарубежных научных конференций.

Общее число докладов на российских и международных конференциях – **20**. Из них: **12** докладов представлено на **11**-ти международных конференциях, **1** доклад представлен на российской конференции, **6** докладов на **6**-ти конференциях МФТИ и **1** доклад на конференции молодых учёных г. Фрязино (Московская обл.).

Список публикаций приведён в конце диссертации.

Структура и объем работы: диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка цитируемой литературы, благодарностей. В первой главе приведен обзор литературы в исследуемой области, описан метод радиочастотной импедансной спектроскопии и его применения для исследования диэлектриков, а также приведен обзор по тепловым эффектам в активных оптических волокнах. Во второй главе описаны метод измерения температуры оптических волокон на основе интерферометра Маха-Цендера и коаксиальная модель разогрева волокна, учитывающая поглощение оптического излучения накачки и фотолюминесценции в защитной полимерной оболочке волокна. Третья глава посвящена оптической спектроскопии используемых в волоконной оптике полимеров и сравнению полученных спектров с известными в мировой литературе спектрами различных

органических групп. В четвертой главе представлена экспериментальная методика измерения температуры полимерной оболочки активного световода на основе радиочастотной импедансной спектроскопии, описан способ физического моделирования разогрева оптического волокна с использованием тонкой медной проволоки, покрытой полимерной оболочкой, разогреваемой электрическим током. Определены доля оптической мощности накачки, переходящей в тепло, и коэффициент конвективного теплообмена полимерной оболочки с окружающей средой. В пятой главе приводятся результаты компьютерного моделирования распределения электрического поля в двухпроводном конденсаторе со встроенным в него волокном, а также распределения температуры в активном волокне и сравнение этих расчетов с экспериментальными измерениями. Объем работы составляет 129 страниц. Список цитируемой литературы содержит 89 наименований.

Личный вклад автора: все использованные в диссертации экспериментальные результаты получены автором лично или при определяющем его участии. Материалы, представленные в работе, получены в результате экспериментальных исследований, выполненных автором в лаборатории 228 ФИРЭ РАН им. В.А. Котельникова и на кафедре фотоники (базовая организация НТО «ИРЭ-Полус») факультета физической и квантовой электроники МФТИ (Государственный Университет).

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Физические основы радиочастотной импедансной спектроскопии

Метод радиочастотной (РЧ) импедансной спектроскопии [5,6] широко применяется для исследования электродинамических свойств диэлектриков. Базовый принцип метода импедансной спектроскопии состоит в измерении комплексного импеданса исследуемого объекта в радиочастотном диапазоне, определяемого по зависимости амплитуды и фазы протекающего по нему тока от частоты f подаваемого на него переменного электрического напряжения U с амплитудой U_0

$$U(f, t) = U_0 \sin(2\pi ft), \quad (1)$$

где t – время.

Результирующий ток I в исследуемой системе

$$I(f, t) = I_0 \sin(2\pi ft + \Delta\varphi) \quad (2)$$

будет сдвинут по фазе относительно напряжения на некоторую величину $\Delta\varphi$.

Комплексный импеданс Z системы на частоте f вычисляется по формуле:

$$Z(f) = \operatorname{Re}(Z) + i \operatorname{Im}(Z) = \frac{U(f, t)}{I(f, t)}. \quad (3)$$

Действительная часть импеданса $\operatorname{Re}(Z)$ называется активным сопротивлением (резистанс), мнимая часть $\operatorname{Im}(z)$ – реактивным сопротивлением (реактанс). Обратная величина импедансу называется адмиттанс Y . Амплитуда напряжения U_0 должна быть достаточно мала для соблюдения условия линейности отклика.

Как правило, измеряемый объект представляет собой конденсатор, между обкладками которого помещен исследуемый образец. Функция импеданса цепи от частоты определяется емкостью конденсатора, которая зависит от диэлектрической проницаемости исследуемого диэлектрика. Диэлектрическая

проницаемость в среде - комплексная величина и задается связью между вектором электрической индукции \vec{D} и вектором напряженности электрического поля \vec{E} :

$$\vec{D} = \hat{\epsilon}\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + \epsilon_0\hat{\chi}\vec{E}, \quad (4)$$

где $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\chi}$ (диэлектрическая восприимчивость) – в общем случае тензоры.

Поляризация среды \vec{P} выражается формулой:

$$\vec{P} = \epsilon_0\hat{\chi}\vec{E}. \quad (5)$$

Подробно механизм поляризации в полимерах и формирования отклика на прикладываемый переменный электрический сигнал описан в [7]. При наличии электрического поля атомные и молекулярные заряженные частицы диэлектрика отклоняются от положения равновесия, что и приводит к поляризации материала. Существует несколько механизмов поляризации. Один из них – смещение электронного облака относительно атомного ядра – называется электронной поляризацией. Этот механизм характеризуется сверхбыстрым откликом на электрическое поле – его резонансные частоты находятся в УФ или видимом оптическом спектре. Другой механизм – это атомная (ионная) поляризация, связанная с отклонением связанных ионов друг относительно друга от положения равновесия и индуцированием дипольного момента в молекулах. Его резонансные частоты лежат в инфракрасном диапазоне электромагнитного спектра. Однако для радиочастотной спектроскопии наиболее важны следующие два механизма: поляризация из-за миграции зарядов и поляризация в связи с переориентацией (релаксацией) постоянных диполей. Первый тип связан с миграцией как примесных зарядов, так и внутренних (например, протона через водородную связь) под действием электрического поля. Примечательно, что миграция зарядов сильно зависит от вязкости среды, что важно для аморфных полимеров. Второй механизм проявляется в средах, в которых присутствуют постоянные диполи, которые под действием электрического поля переориентируются вдоль его силовых линий. В работе [7] метод импедансной спектроскопии используется для контроля процесса полимеризации полимера по изменению его диэлектрических

свойств по мере изменения агрегатного состояния и появления новых молекулярных связей. Рассмотрены характерные резонансные частоты и времена релаксации для разных механизмов поляризации и их изменение в процессе полимеризации при разных температурах. Авторами [7] утверждается, что для частот мегагерцового диапазона основным поляризационным эффектом в полимерах является дипольная релаксация. При повышении температуры время дипольной релаксации уменьшается из-за снижения вязкости, ориентация молекул облегчается, что приводит к увеличению интенсивности дипольно-релаксационной поляризации и резкому росту диэлектрической проницаемости, которая после достижения максимума уменьшается за счет роста теплового движения молекул, препятствующего упорядочению полярных молекул (диполей) пропорционально $e^{-\frac{\Delta E}{k_B T}}$, где ΔE - энергия, требуемая для поворота диполя или молекулярной группы, k_B - постоянная Больцмана, T - температура [8].

В переменных электрических полях диэлектрическая проницаемость $\hat{\epsilon}$ представляет собой комплексную функцию круговой частоты ω :

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_r(\omega) - i\epsilon_i(\omega), \quad \epsilon_i > 0. \quad (6)$$

Диэлектрическая проницаемость исследуемого объекта зависит не только от частоты, но и от таких параметров, как температура, влажность, давление. Такая зависимость позволяет измерять эти параметры методом импедансной спектроскопии. Чувствительность к изменению диэлектрических свойств исследуемого объекта в радиочастотном диапазоне можно значительно повысить использованием резонансных электрических схем на основе колебательного LC-контура, где помимо емкости C последовательно добавляется индуктивность L . Комплексный импеданс такого контура выражается формулой:

$$Z = R - \frac{i}{\omega C} + i\omega L. \quad (7)$$

Графическое представление импеданса RLC-контура на комплексной плоскости представлено на рис. 1. Угол φ между действительной и мнимой частью импеданса определяет разность фаз между колебаниями тока и напряжения в контуре.

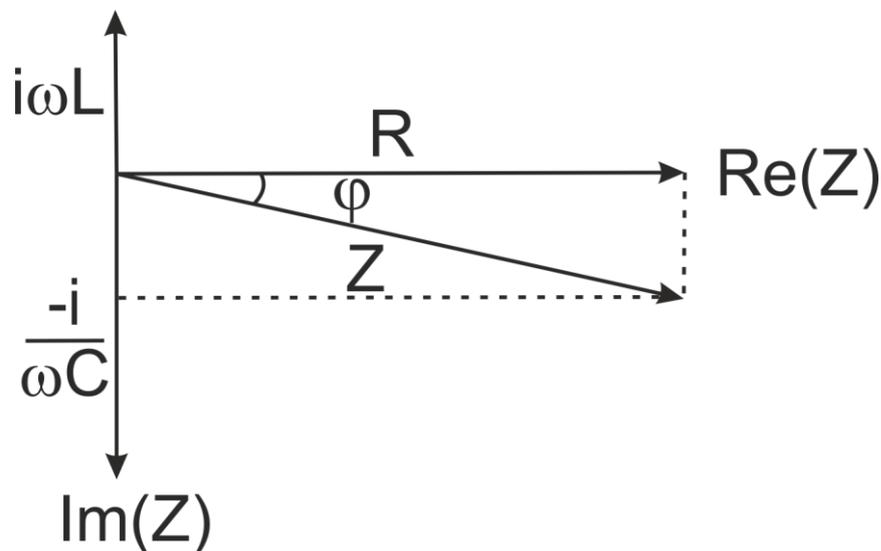


Рис. 1. Графическое представление импеданса последовательного RLC-контура на комплексной плоскости

При подаче на контур синусоидального электрического сигнала $U_0 \sin \omega t$ ток через контур имеет резонансный отклик, с пиком при частоте подаваемого сигнала ω_0 равным

$$\omega_0(T, P, \dots) = \frac{1}{\sqrt{L(T, P, \dots)C(T, P, \dots)}} , \quad (8)$$

где емкость и индуктивность, а, следовательно, и резонансная частота, являются функцией параметров объекта и окружающей среды.

Большое распространение импедансная спектроскопия получила при исследовании различных электрохимических процессов [9]: аккумуляторы, топливные элементы, сенсоры, биомедицинские приборы, электрохромные материалы. В литературе также представлено множество работ по применению данного метода для исследования электрических свойств оптических кристаллов [10,11], стекол [12] и полупроводников [13,14].

Известно также широкое использование измерения радиочастотного (РЧ) импеданса для определения параметров диэлектрических полимеров [15]. На этом же принципе работают многие датчики различных параметров окружающей среды [16,17]. В одном из первых патентов [16] представлен датчик температуры, включающий в себя конденсатор, между обкладками которого находится диэлектрический слой, диэлектрическая проницаемость которого изменяется в зависимости от температуры окружающей среды. При этом конденсатор входил в состав колебательного RC-контура. Проблема изучения электрических свойств полимеров поднималась во многих работах [18-20].

Наиболее значимым в рамках данной диссертации является вопрос применения импедансной спектроскопии для измерения температуры диэлектриков. Например, в [21] методом импедансной спектроскопии определялась внутренняя температура и коэффициент оптического поглощения кристалла ниобата лития LiNbO_3 под воздействием лазерного излучения мощностью 35 мВт. Температура кристалла при его разогреве определялась по изменению ёмкости образца. В работах [22,23] был предложен и реализован метод измерения температуры разогрева лазерного кристалла калий-титанил-фосфата (КТР) путем измерения зависимости частот пьезорезонанса от температуры методом радиочастотной импедансной спектроскопии.

Зависимость диэлектрических свойств различных образцов от температуры также исследуется методом импедансной спектроскопии. В работе [24] наблюдалось снижение диэлектрической проницаемости в радиочастотном диапазоне 0,01-100 кГц при повышении температуры в диапазоне 300-410 К в полимере, относящегося к классу полиметилметакрилатов. В [19] проведено исследование зависимости реальной и мнимой части диэлектрической проницаемости полианилинового полимера в диапазоне частот 50 Гц - 1 МГц и температур 140-318 К. В [20] исследовалось изменение электропроводимости и тангенса угла диэлектрических потерь полимерных пленок на основе полиметилметакрилата в температурном диапазоне 303-373 К.

Также существует несколько работ [25,26], посвященных импедансной спектроскопии полисилоксановой группы полимеров, которые являются основным объектом исследования в рамках данной работы.

1.2. Принципы работы волоконных лазеров

Известно, что атомы обмениваются энергией с излучением посредством трех механизмов [27]:

а) Спонтанная эмиссия (излучение), которая происходит при переходе атома из более возбужденного состояния в менее возбужденное с испусканием фотона, энергия которого равна разнице энергий двух состояний.

б) Поглощение - процесс, когда фотон поглощается атомом с одновременным переходом того в более возбужденное состояние.

в) Вынужденная эмиссия – процесс, когда атом, находящийся в возбужденном состоянии, под воздействием фотона, энергия которого равна разнице энергий его двух состояний, переходит на нижний уровень с испусканием второго фотона, полностью аналогичному первому.

Создание в среде инверсной заселенности – превышение числа атомов в верхнем энергетическом уровне над числом атомов в нижнем – позволяет создать усиливающую квантовое излучение систему. Возбуждение атомов на верхний уровень в таких системах осуществляется при помощи оптической накачки, после чего атом быстро безызлучательно релаксирует на метастабильный уровень, позволяя создать инверсную заселенность. Лазерная генерация осуществляется на другой (меньшей) частоте, чем оптическая накачка. Разница энергий между квантами накачки и генерации переходит в тепло, вызывая разогрев активной среды, что является фундаментальным фактором для работы всех типов лазеров. Первый лазер на основе рубина [28] был получен в 1960-м году. Вскоре был получен и первый полупроводниковый лазерный диод на основе арсенида галлия [29]. Усовершенствование таких диодов путем использования двойных

полупроводниковых гетероструктур [30] позволило значительно увеличить их мощность и эффективность, позволяя работать при комнатной температуре.

Одним из самых распространенных и перспективных видов твердотельных лазеров в настоящее время являются волоконные лазеры. Принцип передачи света в волноводе, основанный на эффекте полного внутреннего отражения, был давно известен, но впервые волоконный лазер с активной сердцевиной, легированной неодимом, появился в 1961 [31]. Развитие технологий позволяло получать все более чистые кварцевые стекла, а также использовать все более мощные источники оптической накачки. Непрерывный волоконный лазер с накачкой полупроводниковым диодом в торец волокна впервые был продемонстрирован в [32]. Вскоре использование более мощных полупроводниковых диодов на GaAlAs и волокон с меньшими оптическими потерями позволили создать волоконный лазер милливатного [33], а потом и ваттного диапазонов. Схема устройства современного волоконного лазера представлена на рис. 2.

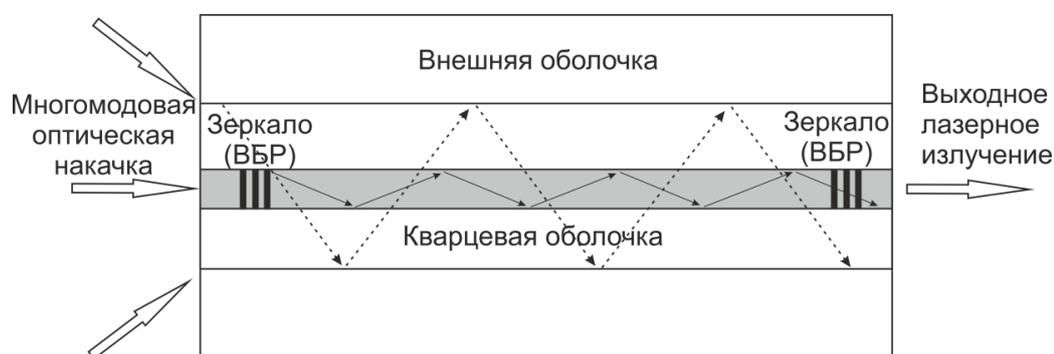


Рис. 2. Упрощенная схема волоконного лазера. Серым цветом выделена активная сердцевина, легированная редкоземельными ионами, пунктирная линия – излучение накачки, сплошная – одномодовое лазерное излучение

Основой волоконного лазера является многослойное оптическое волокно, с активной кварцевой сердцевиной, легированной ионами редкоземельных элементов, оболочкой из кварцевого стекла и защитной полимерной оболочкой. Для создания активной среды в сердцевине волоконного лазера используется легирование плавленного кварца редкоземельными элементами. В настоящее время наибольшее распространение среди мощных непрерывных и импульсных лазеров

и усилителей получили волоконные лазеры с активной средой из кварцевого стекла, легированного ионами редкоземельных элементов, таких как иттербий, эрбий, тулий, неодим. Накачка осуществляется многомодовым излучением полупроводниковых диодов на двойной полупроводниковой гетероструктуре InGaAs/GaAs. Существует несколько способов ввода оптической накачки в активную среду: непосредственно в сердцевину, в оболочку, но наиболее эффективно накачка осуществляется в волокне с двойной оболочкой. В этом случае многомодовое излучение накачки, многократно отражаясь, постепенно поглощается в сердцевине. Резонатор в волоконном лазере осуществляется при помощи волоконных брэгговских решеток. Брэгговские решетки формируются при облучении светочувствительной сердцевины волокна двумя интерферирующими ультрафиолетовыми пучками, которые изменяют показатель преломления в сердцевине, образуя продольную решетку показателя преломления. Одна из отражающих решеток лазера имеет высокий коэффициент отражения, а вторая, находящаяся у выхода, является полупрозрачной.

Современный волоконный лазер имеет ряд преимуществ относительно других типов лазеров:

- Протяженная структура активной среды и эффективное пересечение области накачки и генерации волоконного лазера позволяет создать очень высокий коэффициент поглощения излучения накачки, приближая эффективность волоконного лазера к физическому пределу, связанному с потерями на размен энергий квантов накачки и генерации.
- Активная среда на основе легированного кварцевого стекла обладает высокой чистотой, однородностью, оптической прозрачностью и стойкостью к оптическому разрушению.
- Большое соотношение площади поверхности активного волокна к его объему обеспечивает хороший теплообмен с окружающей средой и способствует лучшему охлаждению, что крайне важно для мощных лазеров.

- Полностью волоконная структура лазера позволяет обойтись без сложных механических юстировок, а также дает гибкость выбора конструкции.
- Волоконный ввод накачки при помощи интегрально-оптических компонентов позволяет осуществить оптическую накачку от множества лазерных диодов в одну активную сердцевину.

1.3. Свойства редкоземельных ионов и лазеров на их основе

Наиболее эффективное преобразование излучения накачки в лазерное происходит в кварцевых стеклах, легированными ионами Yb^{3+} . Электронная структура атома иттербия Yb состоит из 13 заполненных оболочек и содержит 70 электронов, его электронная конфигурация: $[\text{Xe}]4f^{14}6s^2$. Как и все лантаноиды, Yb обычно имеет степень окисления +3. Электронная конфигурация $4f^{13}$ для свободного иона Yb^{3+} имеет два уровня, подходящих для создания лазерной генерации. В приближении связи Рассела-Саундерса (LS-связь) эти уровни обозначаются как $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$ [34]. Полный момент импульса этих уровней J равен $5/2$ и $7/2$ соответственно. Кратность вырождения уровней равна $2J+1$ и составляет, соответственно, 6 и 8. Внутреннее электрическое поле плавленного кварца снимает вырождение не полностью: поскольку ион иттербия содержит нечетное число электронов, то, согласно теореме Крамерса, утверждающей, что уровни при наложении любого электрического поля остаются двукратно вырожденными [35], разделяясь на 3 и 4 компоненты, соответственно. Полностью вырождение может быть снято в магнитном поле.

Как можно видеть на рис. 3, система энергетических уровней Yb^{3+} состоит из двух термов $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$, каждый из которых во внутреннем электрическом поле плавленного кварца расщепляется на несколько штарковских подуровней. Это позволяет организовать лазерную генерацию как по трёх-, так и по четырёхуровневой схеме.

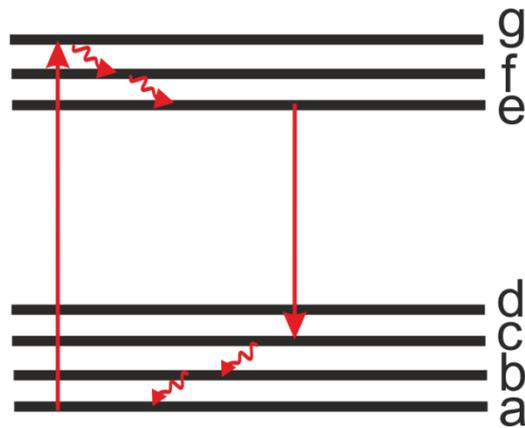


Рис. 3. Схема энергетических уровней иона Yb^{3+}

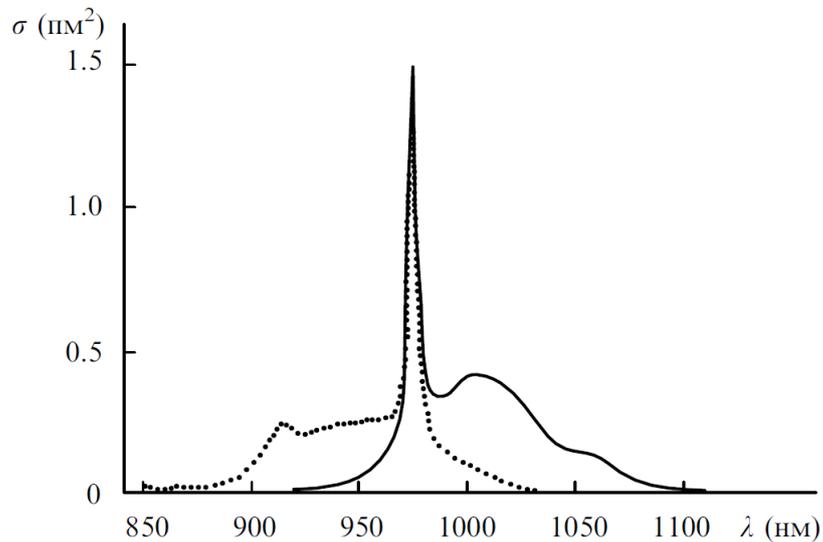


Рис. 4. Сечения поглощения (пунктирная линия) и люминесценции (сплошная линия) ионов иттербия в фосфосиликатном стекле [36]

Кварцевые волокна и стёкла, легированные ионами Yb^{3+} , имеют довольно широкие полосы поглощения и излучения – от ~ 800 нм до ~ 1070 нм для поглощения и от ~ 970 нм до ~ 1200 нм для излучения. Сечения излучения и поглощения изображены на рис. 4. Переход с подуровня а на подуровень е соответствует длине волны 975 нм. Время жизни атома на верхнем уровне (около 0,8 мс) много больше времени установления теплового равновесия внутри уровней ${}^2\text{F}_{5/2}$ и ${}^2\text{F}_{7/2}$. Поэтому можно считать, что внутри уровней ${}^2\text{F}_{5/2}$ и ${}^2\text{F}_{7/2}$ атомы всегда распределены согласно закону Больцмана. Пик поглощения в

области более коротких длин волн обусловлен переходами a-g и a-f, а пик люминесценции в длинноволновой области соответствует переходам e-b, e-c, e-d. Штарковское расщепление не очень велико и сравнимо с энергией колебания атомов ($k_B T$), поэтому заселение подуровней зависит от температуры в среде. В связи с однородным и неоднородным уширениями энергетических уровней, сечения поглощения и излучения представляют собой непрерывные спектры, а не ряд отдельных линий.

Уникальная структура энергетических уровней ионов иттербия дает ему ряд преимуществ перед другими редкоземельными элементами [37]:

- Интенсивный и относительно широкий спектр поглощения ионов иттербия 900-980 нм хорошо подходит для излучения накачки полупроводниковых InGaAs диодов.
- Отсутствие поглощения в возбужденном состоянии в ИК-диапазоне, отсутствие процесса кросс-релаксации (передачи энергии возбуждения соседнему иону) и эффекта ап-конверсии (перехода с верхнего рабочего уровня на более высокие).
- Относительно широкий спектр излучения позволяет получать сверхкороткие фемтосекундные импульсы.
- Уникально небольшой квантовый дефект между фотонами поглощения и излучения (около 10%).
- Возможность использования ионов иттербия в качестве сенсibilизатора для других редкоземельных ионов.
- экранирование 4f-оболочки от влияния окружающих полей заполненной наружной оболочкой $5s^2 5p^6$, благодаря чему энергетические уровни иона иттербия в кварцевом стекле слабо уширены и мало зависят от свойств стекла.

Электронная конфигурация иона $Er^{3+} 4f^{11}$ более сложна. Состояние с полным орбитальным моментом 6 и полным спиновым моментом 3/2 имеет 4 уровня в приближении LS-связи: $^4I_{9/2}, ^4I_{11/2}, ^4I_{13/2}, ^4I_{15/2}$. Эти термы также имеют

соответствующее штарковское расщепление во внутреннем электрическом поле (рис. 5а).

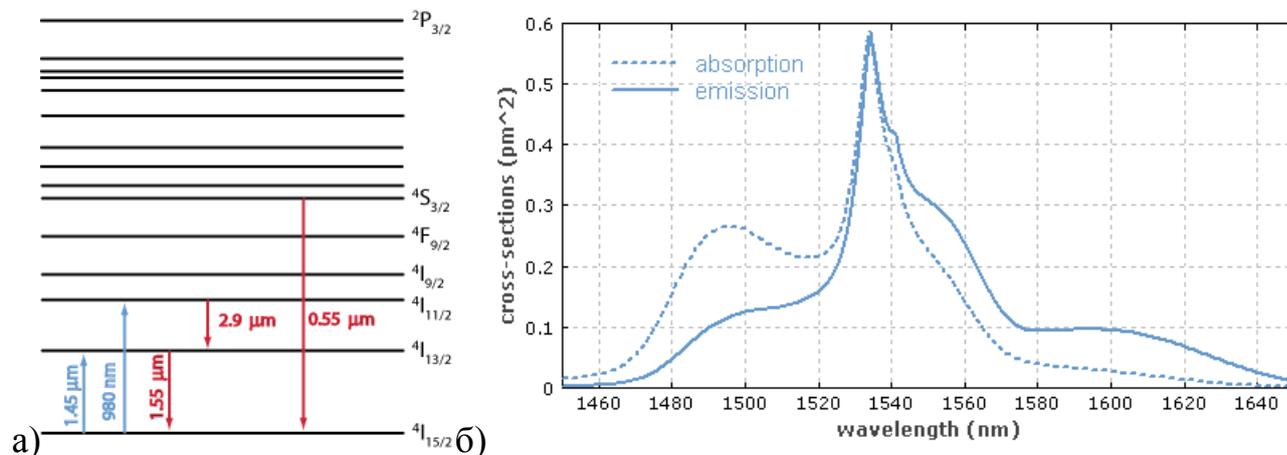


Рис. 5. а) Энергетические уровни ионов Er^{3+} б) сечение люминесценции и поглощения Er^{3+} [38]

Сечение поглощения ионов Er^{3+} позволяют осуществлять накачку как на длине волны излучения 960-980 нм, так и на 1480 нм (рис. 5б), однако в обоих случаях коэффициент поглощения весьма низок, в сравнении с ионами Yb^{3+} , что ограничивает выходную мощность лазера. Тем не менее, легированные Er^{3+} волокна получили широкое распространение в волоконной оптике, особенно в волоконных усилителях, так как большое время жизни на метастабильном уровне (~ 10 мс) позволяет получать высокие значения коэффициента усиления.

Кроме того, малое поглощение в кварцевом стекле на длинах волн 1530-1560 нм привело к широкому использованию таких лазеров и усилителей в волоконно-оптических линиях связи. Чтобы обеспечить хороший коэффициент усиления и эффективное поглощение накачки на этой длине волны используют волокна, легированные одновременно ионами иттербия и эрбия. Концентрация ионов иттербия обычно в 20-40 раз больше, что не только обеспечивает высокий коэффициент поглощения, но и вызывает концентрационное тушение излучения на ненужной длине волны (1070 нм).

Рассмотрим механизм работы Yb/Er лазера (рис. 6):

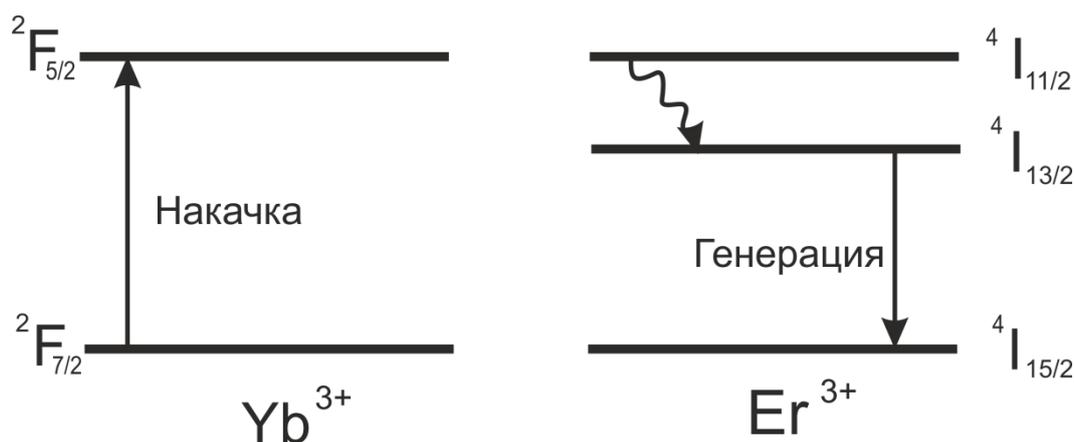


Рис. 6. Энергетическая схема преобразования излучения в Yb/Er лазерной среде

Ионы Yb^{3+} под воздействием излучения накачки переходят из основного состояния $^2F_{7/2}$ в возбужденное $^2F_{5/2}$. Далее, посредством механизма ионной дипольной кросс-релаксации, происходит безызлучательная передача энергии ионам Er^{3+} , переводящая ионы Er^{3+} в состояние $^4I_{11/2}$. Эффективность такой передачи энергии очень высока ($\sim 80\% - 98\%$) и зависит в основном от степени перекрытия спектров сечения люминесценции ионов Yb^{3+} и сечения поглощения ионов Er^{3+} . Далее из этого состояния ионы быстро ($\sim 1\text{нс}$) релаксируют в метастабильное состояние $^4I_{13/2}$. Спектр сечения люминесценции для перехода $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ имеет пик на длине волны $\lambda = 1535\text{ нм}$. Максимальная мощность волоконных лазеров на основе эрбия достигает только 300 Вт [39] в связи с большим разогревом из-за большой разницы между квантами накачки и генерации, а также возникновением паразитной генерации ионов иттербия на длине волны 1060 нм при высоких мощностях накачки. Также у ионов эрбия намного выше вероятность эффекта ап-конверсии в ионной паре, чем у Yb^{3+} , что ограничивает концентрацию ионов эрбия.

Помимо иттербия и эрбия используются и другие редкоземельные элементы: тулий для создания лазеров с длиной волны 1,9 мкм, применяемых в медицине, неодим, празеодим и другие. Но наиболее эффективны для создания мощных лазеров активные волокна, легированные ионами иттербия.

1.4 Свойства полимеров, используемых в волоконной оптике

В качестве светоотражающего покрытия для активных волоконных световодов используются кремний-органические эластомеры (силиконы), отверждаемые по реакции полиприсоединения. В качестве первичных покрытий также широко используются уретанакрилатные и эпоксиакрилатные композиции, отверждаемые УФ-излучением [40]. По сравнению с кремний-органическими эластомерами такие покрытия, как правило, обладают более высокими механическими характеристиками и могут наноситься при значительно более высоких скоростях вытяжки. Как кремний-органические, так и отверждаемые УФ-излучением полимеры удовлетворяют широкому спектру требований, предъявляемых к подобным материалам. Это широкий интервал показателей преломления и высокая прозрачность в области наиболее часто используемых в волоконной оптике длин волн, широкий интервал рабочих температур и линейное изменение оптических и физико-механических свойств в этом интервале, высокая термостойкость, хорошая адгезия к поверхности кварца, высокая жизнестойкость и скорость отверждения.

Подробное исследование оптических, термических и механических свойств разных типов полимеров, использующихся в волоконной оптике было проведено в [41]. Авторами сделан вывод, что поглощение излучения в волокне сильно зависит от типа полимера, от способа его приготовления и от толщины полимерной оболочки (рис. 7). Степень неоднородности преполимеризации является причиной неоднородного распределения механических напряжений в продольном и периферическом направлениях в волокне с полностью отвержденным покрытием. Как следствие – в волокне возникают микроизгибные потери. С другой стороны, слишком тонкий слой не даёт возможности защитить поверхность волокна от воздействия окружающей среды.

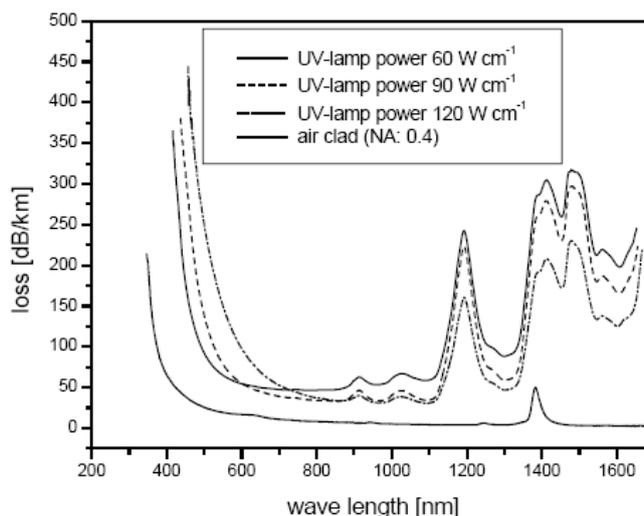


Рис. 7. Спектры оптических потерь полимеров при разной интенсивности УФ-полимеризации [41]

Также важно учитывать изгибные потери волокна: часть излучения высвечивается в полимерную оболочку и частично в ней поглощается, что приводит к дополнительному разогреву волокна. Таким образом, термостабильность полимерного покрытия играет существенную роль в применении к задачам, в которых используются большие плотности мощности излучения. Также в работе была проведена экспериментальная оценка термической деградации полимеров. Авторы сделали вывод, что существует заметная разница в термической стабильности между УФ - и термоотверждаемыми полимерными покрытиями. HG-Li-T, TeflonAF и SiliconeRT601 обладают наибольшей термостабильностью из исследованных в работе полимеров. Кроме того, тефлон обладает максимальной числовой апертурой по отношению к кварцевому волокну. Однако, тефлон хорошо пропускает воду и кислород. В сочетании с небольшой толщиной покрытия (5 мкм) в однослойной системе волокно, покрытое тефлоном, не является надежной системой, рассчитанной на длительное время эксплуатации.

Большое распространение в волоконной оптике в качестве полимеров, используемых для защитного покрытия волокон, получили полисилоксаны [42].

Полисилоксаны [43] являются полимерами, основной молекулярной структуры которых являются атомы кремния и кислорода:

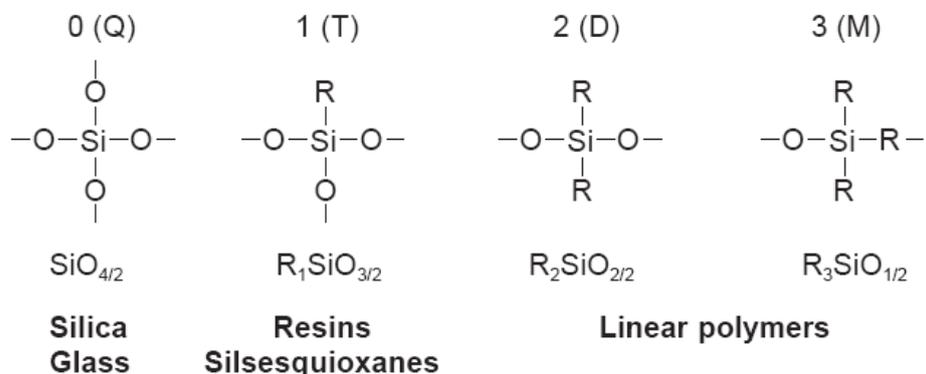


Рис. 8. Молекулярная структура стекла и мономеров полисилоксановых полимеров [44], где R – это CH₃, C₆H₅, H или OH

Для возможности длительного хранения используются двухкомпонентные полимеры. Два стабильных жидких компонента полимера смешиваются и полимеризуются при температуре 400-450 К непосредственно в процессе покрытия вытягиваемых оптических волокон. В результате теплового воздействия возникают межатомные связи между компонентами, и полимер приобретает твердую аморфную структуру. Этот процесс идет и при более низких температурах, только медленнее, из-за чего длительное хранение смешанного полимера в жидком состоянии невозможно. Схема термической полимеризации полисилоксанов представлена на рис. 9.

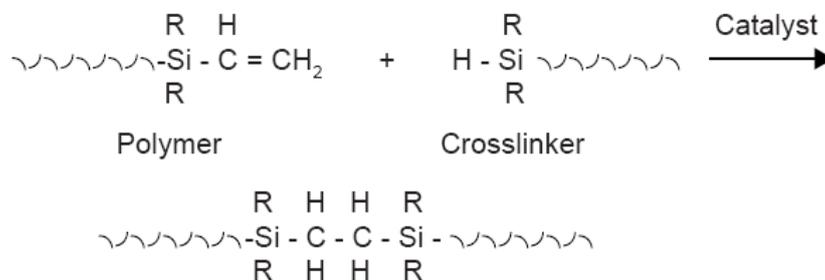


Рис. 9. Схема полимеризации полисилоксанов [44]

Полисилоксаны получили большое распространение в волоконной оптике, так как они химически инертны, водостойки и фотостабильны, имеют высокую

тепловую стабильностью и обладают хорошими механическими свойствами, как показал ряд исследований [45]. В работе [44] были экспериментально исследованы оптические, термические и механические свойства полисилоксанов: коэффициент теплового расширения, зависимость коэффициента преломления от температуры, оптические потери на определенных длинах волн.

Для применения в волоконной оптике особо важны спектральные характеристики полимеров. Полисилоксаны, как и большинство органических полимеров, имеют не всегда желательные пики поглощения в инфракрасной области. Во многих работах, например в [46], приведены характерные пики поглощения данной группы полимеров, как в дальнем, так и ближнем ИК-диапазоне, которые относятся к колебательным и вращательным уровням молекулярных групп C-H, Si-OH и H₂O. Исследования проводятся также для конкретных типов полисилоксанов, например, для полимера Sylgard, часто используемого для защитного покрытия оптических волокон, также приводятся спектры поглощения на колебательных уровнях молекулярных групп этого полимера в дальнем ИК-диапазоне (3-15 мкм) [47].

Поглощение света органическим полимером в ИК-области спектра связано с возбуждением колебаний молекул [48]. В ближней и средней ИК-областях (0,75-25 мкм) проявляются внутримолекулярные колебания, при которых меняется относительное расположение ионов, составляющих молекулу. Такие колебания сопровождаются изменением расстояний между атомами (валентные колебания), и углов между атомарными связями (деформационные колебания). Чем сложнее химическое строение полимера (наличие в его макромолекуле ароматических колец, гетероатомов, кратных связей и пр.), тем больше пиков в спектрах оптического поглощения. Макромолекулы с одной и той же химической структурой, но различной конфигурацией или конформацией имеют разные колебания, а, следовательно, и различия в спектрах поглощения. Полимерные цепи могут содержать также примесные группы разного происхождения. Эти группы в молекулах полимера могут появиться в процессе полимеризации или

образоваться в результате окислительных процессов при его обработке. Кроме того, полимеры могут содержать остатки растворителей, катализаторов, а также специальные добавки, которые вводят для сохранения свойств полимеров при их переработке и эксплуатации или для модификации свойств полимерного материала. Все соединения, которые образуются или вводятся в полимеры, в той или иной мере влияют на их оптические свойства. Значительные оптические потери возникают в полимерах, загрязненных примесями, электронные переходы которых поглощают энергию в диапазоне длин волн 0,5-2 мкм. Из примесей следует отметить, прежде всего, гидроксильную группу и ионы переходных металлов, оказывающих влияние на спектр поглощения излучения.

Во многих группах органических полимеров существуют несколько общих для всех спектральных пиков поглощения, связанных с колебаниями фундаментальных органических групп, присутствующих в большинстве полимеров, например С-Н, О-Н, Si-О. Основное поглощение излучения в изучаемых полимерах происходит на колебаниях метильных групп С-Н (рис. 10).

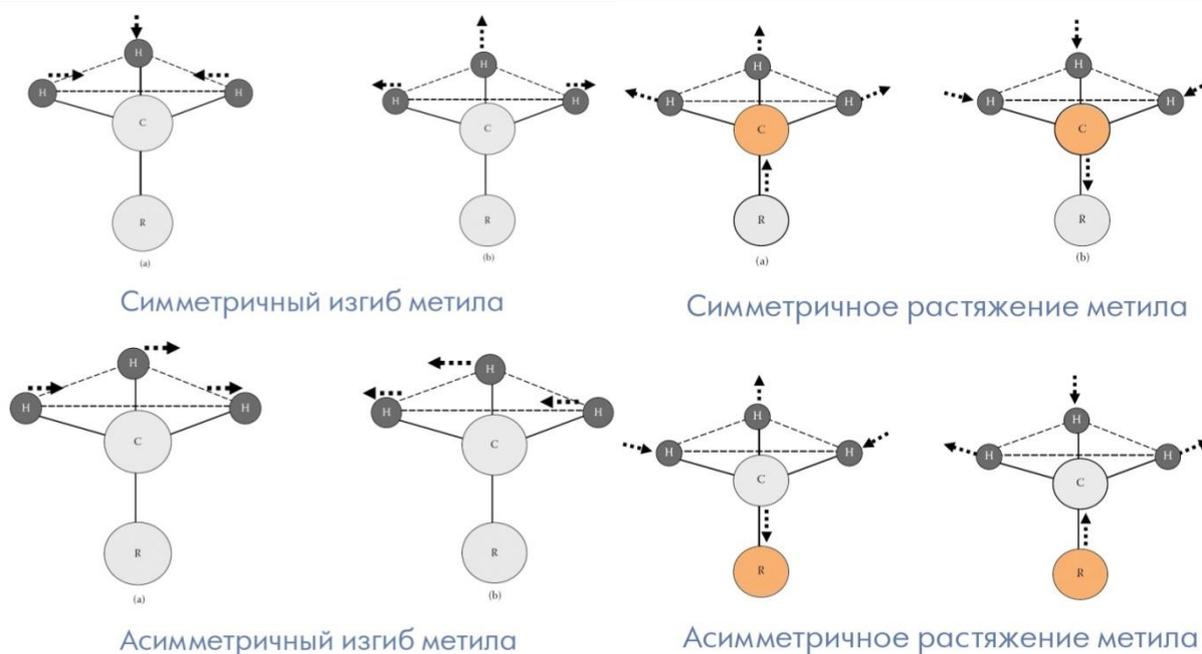


Рис. 10. Типы колебаний атомов С-Н в метильной группе [49]. С – атомы углерода, Н – атомы водорода, R – другие атомы. Стрелками показано направление колебаний

Эти типы колебаний, их обертоны хорошо изучены: например, в [49] описаны спектры метильных групп. Несмотря на то, что основные пики поглощения лежат в средней ИК-области спектра, их высшие обертоны лежат в более коротковолновых областях. Пики поглощения в оптическом и ближнем ИК диапазонах принадлежат главным образом высшим обертонам С-Н колебаний в группах CH_3 , C_6H_5 и C_2H_3 и ОН колебаний (рис. 11). Данные пики поглощения могут попадать в диапазон рабочих длин волн волоконных лазеров и диодов накачки, что требует особого внимания, так как эти фундаментальные пики оптического поглощения свойственны всем органическим полимерам с С-Н группами.

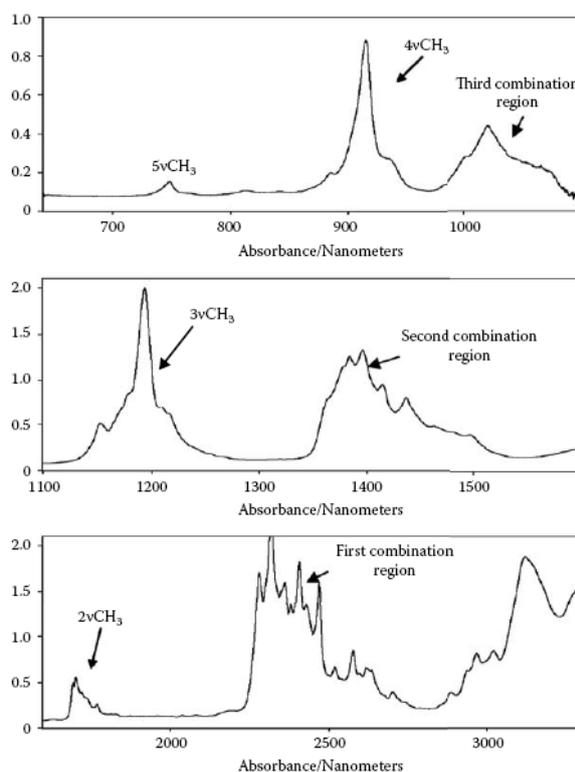


Рис. 11. Зависимость поглощения излучения от его длины волны для алифатического С-Н 2,2,4-диметил пентана (изооктана). Верхний спектр показывает 4й обертон (750 нм), 3й обертон (900-950 нм) и комбинированные гармоники (1000-1070 нм). Центральный спектр иллюстрирует 2й обертон (1180-1200 нм) и комбинированные гармоники (1350-1500 нм). Нижний спектр

представляет первый обертон (1600-1700 нм), комбинированные гармоники (2250-2500 нм) и часть фундаментального поглощения (от 3000 нм) [49]

Так как ряд полимеров имеет окна прозрачности в определенных оптических диапазонах длин волн (1550, 1310, 850 нм), они могут использоваться не только для покрытия кварцевых волокон, но и в качестве полностью полимерных световодов (POF). В работе [50] рассматриваются оптические спектры разных типов полимеров для POF и рабочие диапазоны длин волн с низким поглощением для передачи оптического сигнала. При этом преимущество данных полимеров состоит в том, что в зависимости от молекулярной структуры, технологии изготовления и наличия примесей можно изменять их механические и оптические свойства в широком диапазоне. Полимерные оптические волокна (ПОВ) имеют меньшую стоимость, большую гибкость, меньшую хрупкость и меньшую массу. Поэтому они занимают меньше места, что особенно важно, например, для бортовых систем самолетов или при монтаже системы связи в автомобилях. Растет востребованность полимерных волоконных датчиков в медицине (в качестве эндоскопов) и биологии. При сравнительно большом диаметре ПОВ (в типичном случае – около 1 мм) снижаются требования к точности изготовления и установки коннекторов, что, в свою очередь, уменьшает общую стоимость оптоволоконной системы. По сравнению с кварцевыми оптоволоконными требуется меньшее количество коннекторов, которые к тому же могут быть изготовлены из дешевых полимерных материалов (ПМ) литьем под давлением [51]. ПОВ также используются в локальных телекоммуникационных системах и системах управления. Но, несмотря на многие преимущества, из-за значительных пиков поглощения в ИК-диапазоне и низкой термической устойчивости ПОВ пока не могут использоваться для дальних линий связи и в качестве активной среды волоконных лазеров.

1.5. Обзор тепловых эффектов в активных волоконных световодах

В настоящее время мощность одномодового волоконного иттербиевого лазера достигает 15 кВт, а многомодового 100 кВт [1]. Благодаря уникальным свойствам ионов иттербия и близости энергий квантов накачки (900-970 нм) и квантов генерации (1020-1100 нм) эффективность таких лазеров достигает 83% [52], а энергетические потери накачки составляют не более 10%, но при этом вся эта энергия идет на разогрев световода. Не стоит недооценивать и другие механизмы разогрева: за счет эффекта безызлучательной многофононной релаксации электронных возбужденных состояний, а также поглощения и рассеивания оптического излучения в световоде. Тем не менее, с точки зрения теплового разогрева волоконный лазер имеет преимущество над другими твердотельными лазерами за счет большего соотношения площади поверхности к объему активной среды, что позволяет выдерживать более высокую плотность выделяемой тепловой мощности в сердцевине оптического волокна. Но высокая мощность приводит к сильному разогреву как активной среды, так и всего оптического волокна и может достигать нескольких сотен градусов °С.

Еще в 1964 году МакКамбером [53] была разработана фундаментальная теория, позволяющая связать сечения поглощения и люминесценции для квазидвухуровневой системы, а также исследовать температурную зависимость сечения поглощения.

Связь сечений поглощения σ_{12} и люминесценции σ_{21} активных ионов можно выразить с помощью формулы МакКамбера [53]:

$$\sigma_{12}(\lambda, T) = \sigma_{21}(\lambda, T) \exp\left(\frac{\frac{hc}{\lambda} - \mu(T)}{kT}\right), \quad (9)$$

где h – постоянная Планка, c – скорость света, λ – длина волны излучения, k – постоянная Больцмана, а $\mu(T)$ – это зависящий от температуры T потенциал возбуждения. В [53] этот потенциал был определен, как энергия, требуемая для

того, чтобы возбудить один ион, поддерживая при этом температуру T всей системы постоянной.

В диапазоне температур 200–400 К не будет происходить существенного изменения сечения люминесценции для длин волн больше 975 нм, так как согласно тепловому распределению количество атомов на уровне e (рис. 3) меняется мало [54]. Влияние температурной зависимости однородного уширения и потенциала возбуждения на сечение люминесценции в данном температурном диапазоне также мало [55]. Поэтому в (9) σ_{21} является величиной, зависящей только от длины волны. Таким образом, температура входит в данное уравнение в явном виде, что позволяет проанализировать зависимость сечения поглощения лазера от температуры активной среды. Тепловое распределение состояний активных ионов внутри штарковских подуровней уровня ${}^2F_{7/2}$ заметно изменяется при разогреве, в меньшей степени изменяется заселенность подуровней ${}^2F_{5/2}$. Как следствие, спектр коэффициента усиления активной среды сдвигается в длинноволновую область.

Изменение сечений поглощения и люминесценции при разогреве активной среды приводит к ухудшению эффективности поглощения накачки и изменению спектральных и энергетических характеристик лазера. Подробное исследование спектров люминесценции и поглощения ионов иттербия в флюороцирконатном стекле и исследование температурной зависимости однородного и неоднородного уширений энергетических уровней в температурном диапазоне от 10 до 300 К было проведено в работе [56]. Спектры поглощения и люминесценции активных световодов, легированных ионами иттербия, при разогреве также исследовались в [57], где было экспериментально показано, что спектральная область эффективной генерации при нагреве сдвигается в более длинноволновую часть.

Важность тепловых эффектов в волоконных лазерах и их ограничивающая роль была впервые отмечена еще в 1988-м году в работе [58], в которой исследовалось оптическое разрушение волокна. Однако из-за еще недостаточной в то время плотности мощности лазерного излучения разогрев осуществлялся

внешним тепловым источником. В работе была дана оценка пороговой температуры для возникновения эффекта тепловой самофокусировки – 1050 °С. В работе [59] были даны первые оценки условий, при которых тепловые эффекты в волоконных лазерах становятся заметными. В 1993 году в [60] было показано, что разогрев приводит к ухудшению эффективности преобразования излучения накачки за счет многофононного распада и ион-ионной передачи энергии (кросс-релаксации), а также может приводить к образованию тепловых линз и тепловому разрушению волокна. Но по мере роста мощностей, достигаемых волоконными лазерами, все больше внимания уделялось исследованиям тепловых эффектов. Подробный теоретический расчет разогрева в волоконных лазерах был выполнен еще в 1998 году [3]. В этой работе на основе уравнений теплопроводности было рассчитано пространственное распределение температуры в волокне в стационарном и импульсном режимах. Для стационарного случая непрерывной накачки на основе решения уравнения теплопроводности был рассчитан температурный профиль разогрева кварцевого волокна $T(r)$ без полимерной оболочки:

$$\Delta T(r) = \frac{\eta P_{Vabs} r_{core}^2}{2r_{sil} h^T} - \frac{\eta P_{Vabs} r_{core}^2}{2k_{sil}} \ln\left(\frac{r}{r_{sil}}\right), \quad (10)$$

где P_{Vabs} – объемная плотность поглощенной оптической мощности, η – доля этой мощности, переходящая в тепло, r – расстояние от центра оси волокна, r_{core} – радиус сердцевины световода, r_{sil} – внешний радиус кварцевого волокна, k – коэффициент теплопроводности кварцевого стекла, h^T – коэффициент теплообмена с окружающей средой. Авторы оценили разогрев сердцевины волокна в 3,1 К на 1 мВт выделяемой в виде тепла мощности на 1 см волокна.

В более поздней фундаментальной работе [4] были проведены теоретические расчеты и оценка роли тепловых эффектов в волокне. Была дана модель разогрева волокна, в которой единственным механизмом возрастания температуры световода принимался разогрев, обусловленный разменом квантов накачки и генерации в активной сердцевине. На основе стационарного

цилиндрически-симметричного уравнения теплопроводности было рассчитано распределение температуры в поперечном сечении волокна [4]:

$$T_1(r) = T_c + \frac{Q_0 r_{\text{core}}^2}{4k} \left[2 \ln\left(\frac{r_{\text{sil}}}{r_{\text{core}}}\right) + \frac{2k}{r_{\text{sil}} h^T} \right] + \frac{Q_0 r_{\text{core}}^2}{4k} \left(1 - \left(\frac{r}{r_{\text{core}}}\right)^2\right), \quad (0 \leq r \leq r_{\text{core}}), \quad (11)$$

$$T_2(r) = T_c + \frac{Q_0 r_{\text{core}}^2}{2r_{\text{sil}} h^T} - \frac{Q_0 r_{\text{core}}^2}{2k} \ln\left(\frac{r}{r_{\text{sil}}}\right), \quad (r_{\text{core}} \leq r \leq r_{\text{sil}}), \quad (12)$$

где Q_0 – объемная плотность поглощенной оптической мощности, переходящая в тепло, T_c – температура окружающей среды.

Также были рассчитаны распределение механических напряжений, связанных с тепловым расширением среды, и тепловое изменение распределения показателя преломления в поперечном сечении волокна. Подробно рассмотрены зависящие от температуры эффекты двулучепреломления и образования тепловых линз в волокне. На основе проведенных расчетов авторами были даны оценки критических мощностей для разных тепловых эффектов:

- 1) Ограничение мощности по тепловым механическим напряжениям в волокне:

$$\left(\frac{P_M}{l}\right) = \frac{4\pi R_m (1-\eta)}{\left(1 - \frac{r_{\text{core}}^2}{2r_{\text{sil}}^2}\right)\eta}, \quad (13)$$

где P_M/l – максимальная выходная оптическая мощность на единицу длины, R_m – предел прочности при разрыве кварцевого стекла, η – доля оптической мощности, переходящая в тепло.

- 2) Ограничение мощности по критическому изменению профиля показателя преломления n :

$$\left(\frac{P_M}{l}\right) = \frac{\pi}{\beta_n} \Delta n_c \frac{(1-\eta_h)}{\eta_h}, \quad (14)$$

где β_n – коэффициент температурной зависимости показателя преломления.

- 3) Ограничение мощности по плавлению кварцевого стекла:

$$\left(\frac{P_M}{l}\right) = \frac{4k_{sil}(T_m - T_c)}{\left(1 + \frac{2k_{sil}}{h_T} + 2\ln\left(\frac{r_{sil}}{r_{core}}\right)\right)} \frac{(1-\eta)}{\eta}, \quad (15)$$

где T_m - температура плавления.

По расчетам авторов из-за относительно малых градиентов температур внутри волокна первые два эффекта незначительны, а основным лимитирующим фактором является третий с критической выходной оптической мощностью 0,48 Вт на погонный сантиметр активного волокна. Также отмечена важная роль температуры активной среды на показатели инверсной заселенности и коэффициента усиления лазерной среды.

В [61] была тщательно исследована проблема продольного распределения температуры в волоконном лазере в зависимости от схемы ввода накачки, коэффициента поглощения и длины лазера и были предложены оптимальные с точки зрения разогрева конструктивные параметры для волоконного лазера киловаттного диапазона.

Большое внимание уделяется и эффекту тепловой волны поглощения излучения в волоконных световодах, связанного с тем, что расплавленное кварцевое стекло начинает сильно поглощать лазерное излучение, еще больше разогреваясь и расплавляя близлежащий участок. Таким образом, область расплавления кварцевого стекла быстро распространяется по направлению к источнику излучения, разрушая лазер. В работах [62,63] подробно исследованы механизмы увеличения поглощения излучения в кварцевом стекле при сильном разогреве, проведены расчеты скорости и порога возникновения тепловой волны.

Большое внимание уделялось и нелинейным эффектам, приводящим к дополнительному разогреву. В настоящее время известно множество нелинейных эффектов в волоконных лазерах: вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюена (ВРМБ), четырехволновое смешение, нелинейный эффект Керра и т.п. Но не все они сопровождаются разогревом активной среды. По мнению исследователей [64] наибольшим

тепловыделением сопровождается ВКР в связи с большими частотными сдвигами и, следовательно, долей энергии, переходящей в тепло, которая может превышать 5% от энергии кванта накачки. На основе теоретической модели ВКР и уравнения теплопроводности авторами была рассчитана предельная интенсивность света в активной среде (около 20 ГВт/см²), что соответствует 5 кВт выходной оптической мощности классического одномодового волоконного лазера. Также уделяется внимание эффекту температурной зависимости хроматической (материальной и волноводной) дисперсии в волноводах [65,66], что особо важно для лазеров, используемых в телекоммуникациях.

Подробный обзор всех ограничивающих дальнейшее повышение мощности волоконного лазера эффектов: как тепловых (оптическое разрушение, плавление, тепловые линзы), так и нелинейных (ВКР, ВРМБ, самофокусировка), а также явления ограниченной яркости диодов накачки был приведен в работе [67]. Проведя теоретический анализ всех этих процессов, авторы выделили и рассчитали основные лимитирующие факторы:

1) Эффект образования тепловых линз в активной среде волокна, ограничение по мощности для которого задается формулой:

$$P_{out}^{lens} = \frac{\eta_{laser}}{\eta} \frac{\pi k_{sil} \lambda^2}{2 \frac{dn}{dT} r_{core}^2} l, \quad (16)$$

где η_{laser} – эффективность лазера, η – доля мощности накачки, переходящее в тепло, l – длина лазера, r_{core} – радиус активной сердцевины.

2) Вынужденное комбинационное рассеяние (являющееся одним из главных ограничивающих факторов в широкополосных мультимодовых лазерах), ограничение по мощности для которого задается формулой:

$$P_{out}^{SRS} \approx \frac{16\pi a^2}{g_R l} \Gamma^2 \ln(G), \quad (17)$$

где g_R – коэффициент рамановского усиления, Γ – отношение радиуса лазерной моды к радиусу активной сердцевины, G – коэффициент усиления лазерного излучения.

3) Вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюена (являющееся одним из главных ограничивающих факторов в узкополосных одномодовых лазерах), ограничение по мощности для которого задается формулой:

$$P_{out}^{SBS} \approx \frac{17\pi a^2}{g_B(\Delta\omega)l} \Gamma^2 \ln(G), \quad (18)$$

где g_B – коэффициент бриллюэновского усиления, $\Delta\omega$ – ширина лазерного спектра.

Сложив все факторы, авторы определили итоговый лимит мощности для многомодовых (19) и одномодовых (20) лазеров:

$$P_{SRS-Lens} = 4\pi \sqrt{\frac{\eta_{laser} k_{sil} \lambda^2 \Gamma^2 \ln(G)}{2\eta \frac{dn}{dT} g_R}}, \quad (19)$$

$$P_{SBS-Lens} = \pi\lambda \sqrt{\frac{\eta_{laser} k_{sil} \Gamma^2 17 \ln(G)}{2\eta \frac{dn}{dT} g_B(\Delta\nu)}}. \quad (20)$$

По расчетам авторов максимальная мощность многомодового лазера для классического активного волокна при оптимальных длине и диаметре сердцевины активной схемы ограничена 37 кВт, а одномодового – 2 кВт. Однако данные лимиты могут быть увеличены путем использования более оптически прочных стекол и керамики, схем подавления ВКР и ВРМБ, или реализации накачки излучением другого волоконного лазера с близкой длиной волны для уменьшения квантового дефекта, как было реализовано в [68].

В работе [69] было проведено тщательное исследование тепловых факторов, ограничивающих дальнейший рост мощности лазеров. Причем одним из главных ограничивающих факторов авторы указали температурную деградацию внешнего полимерного покрытия. Верхнее значение тепловой мощности оценивается формулой из [70].

$$P_{h\max} \approx 4\pi(T_d - T_c) \left[\frac{2}{k_{pol}} \ln\left(\frac{r_{pol}}{r_{sil}}\right) + \frac{2}{r_{pol} h^T} \right]^{-1}, \quad (21)$$

где T_d – температура деградации полимерной оболочки, T_c – температура окружающей среды, k_{pol} – коэффициент теплопроводности полимера, r_{pol} и r_{sil} – внешний и внутренний радиусы полимерной оболочки, соответственно.

Из формулы следует, что величина этой мощности сильно зависит от коэффициента теплообмена с окружающей средой (рис. 12):

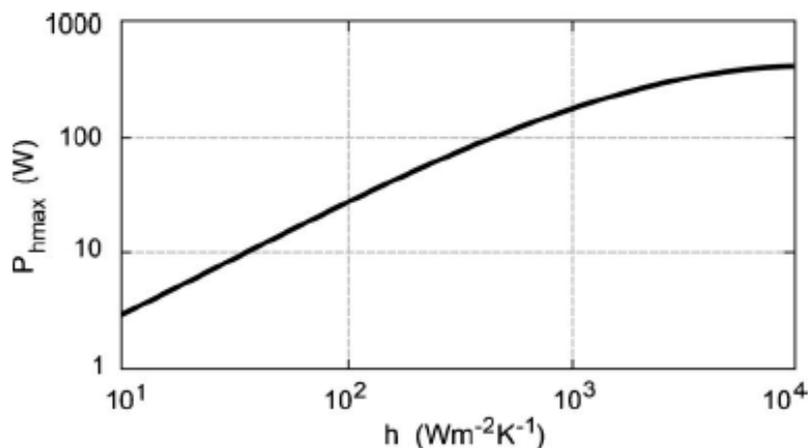


Рис. 12. Зависимость пороговой тепловой мощности в волоконном лазере для разрушения полимерной оболочки от коэффициента теплообмена [78]

В [71] впервые при расчете температурного профиля волокна учитывались свойства полимерного покрытия световода при рассмотрении модели охлаждения, что сделало возможным определить оптимальные параметры геометрии для лучшего охлаждения волокна. Был определен оптимальный размер радиуса внешней полимерной r_{coat} и кварцевой r_{pol} оболочек:

$$r_{pol} = \frac{k_{pol}}{h^T}, \quad (22)$$

$$r_{sil} = 2r_{pol} \left(\frac{k_{sil}}{k_{pol}} - 1 \right). \quad (23)$$

Помимо теоретических расчетов тепловых эффектов в волокне, было проведено немало экспериментальных исследований влияния разогрева на характеристики волоконного лазера. Экспериментально было показано [54], что при изменении температуры активного волокна от $0^\circ C$ до $100^\circ C$ значительно

возрастает порог генерации, а выходная мощность уменьшается. Разогрев активной среды также приводит к изменению длины волны свободной генерации [72].

Более тщательные исследования модели разогрева и теплопереноса в активном волокне были проведены в [73]. Впервые отмечена важность температурных скачков на границе слоев, связанная с их поверхностной неоднородностью (рис. 13).

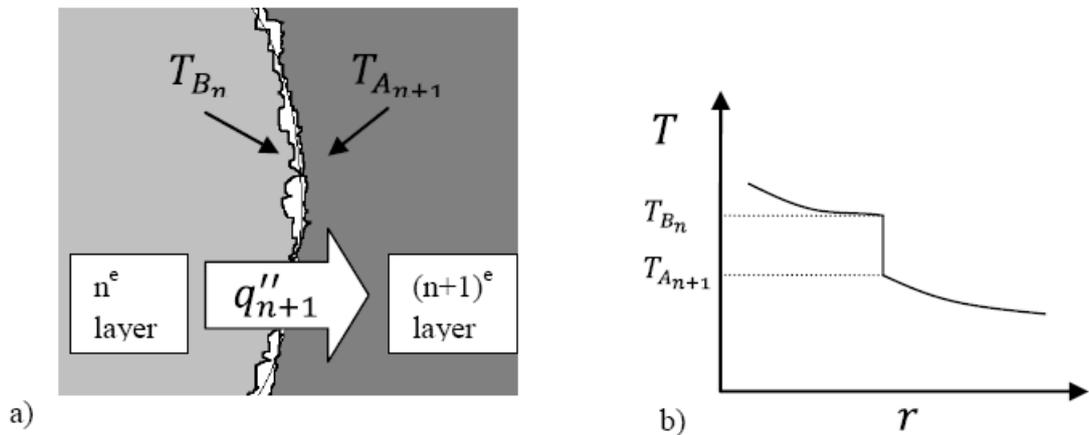


Рис. 13. а) Тепловой контакт на границе двух сред б) Зависимость температуры от радиуса для двух слоев [73]

Измерялась также неопределенность температурного скачка на границе кварц-полимер, связанного с неоднородным тепловым контактом двух сред. Кроме того, в этой работе дана оценка предельной температуры защитного полимерного слоя как для моментального разрушения (170°C), так и для долговременной работы без риска его деградации — 80°C . Так как температура разрушения полимерной оболочки гораздо ниже температуры плавления кварцевого стекла (более 1500°C), то тепловая устойчивость полимерного покрытия является одним из главных ограничивающих факторов для мощных волоконных лазеров. Также рассмотрена модель принудительного воздушного и контактного охлаждения при помощи радиатора. Большое внимание уделено вопросам разогрева оптоволоконных сварок, где может происходить значительное поглощение

мощности оптической накачки на неоднородностях, возникающих в процессе сварки волокон (рис. 14).

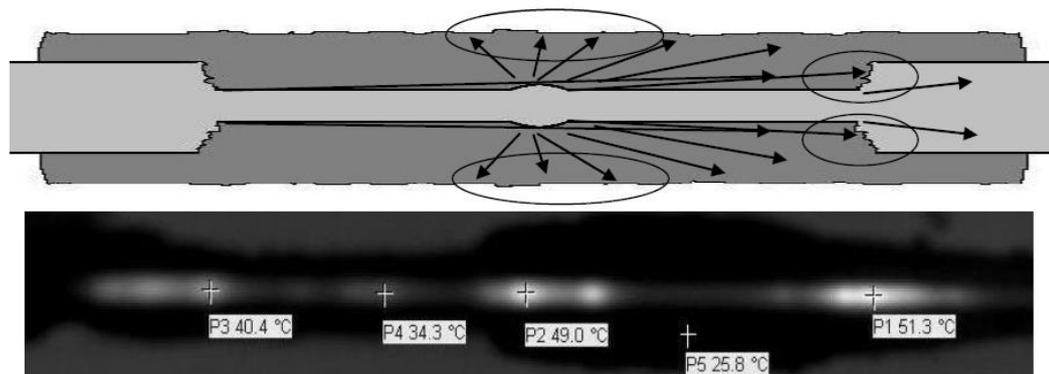


Рис. 14. Температурное распределение в месте сварки оптических волокон, измеренное инфракрасной камерой [73]

Таким образом, в работах [71,73] разогрев за счет поглощения излучения в толстом полимерном слое, защищающем места сварок оптических волокон, был впервые представлен требующим внимания фактором.

В работе [74] были приведены аналогичные расчеты для МОР-лазеров. Но помимо теоретических, были проведены экспериментальные исследования температурных эффектов для киловаттного МОР-лазера: были получены зависимости температуры от мощности накачки и измерены коэффициенты теплообмена с окружающей средой для разных способов охлаждения.

Подробное исследование тепловых эффектов в кристаллах Yb:YAG было проведено в [75]. Был рассчитан и экспериментально проверен температурный профиль кристалла как для цилиндрической, так и прямоугольной симметрии. Проведены измерения коэффициента теплообмена с окружающей средой и охлаждающими элементами в разных конфигурациях конвективного и радиаторного охлаждения. Подробно исследован эффект образования тепловых линз в лазерных системах.

В то время как генерация тепла в волоконном лазере является главным ограничивающим фактором, контроль температуры и эффективное охлаждение становятся наиболее важными для повышения мощности волоконных лазеров.

При этом используемые в волоконной оптике полимеры, как правило, имеют низкий коэффициент теплопроводности и низкую температуру деградации. Улучшить теплоотвод помогает уменьшение толщины защитного полимерного слоя, например, в работе [69] получено волокно с полимерной оболочкой 20 мкм с необходимыми для волоконного лазера оптическими и механическими свойствами, что в пять раз меньше обычных. Другой вариант – заменить полимерную оболочку металлической, резко увеличив теплоотдачу, однако это технологически сложный процесс. Замена полимерной оболочки на оболочку из плавленого кварца или воздушную оболочку также имеет ряд недостатков.

Для волоконных лазеров большое значение имеет тот факт, что разогрев световедущей жилы может изменять модовый состав волокна, ухудшая качество выходного пучка и преобразуя одномодовый режим излучения в многомодовый. [76].

1.6. Экспериментальные методы измерения температуры активных волоконных световодов

Несмотря на длительную историю теоретического исследования разогрева активных волокон, только в последние годы стало уделяться внимание разработке различных экспериментальных методик измерения температуры волоконного лазера.

Впервые температура разогрева активной сердцевины волоконного лазера измерена в работе [77] интерферометрическим методом. Волоконный лазер был встроен в одно из плеч волоконного интерферометра Маха-Цендера. Изменение разности фаз плечей интерферометра при изменении показателя преломления вследствие разогрева активной среды лазера измерялось пропусканием зондирующего излучения. По амплитуде интерферирующего зондирующего сигнала, измеряемого фотоприемником, определялась температура разогрева оптической среды. Подробнее метод будет описан в главе 2.

В работе [2] был предложен метод измерения температуры активного волокна Yb/Er лазера при помощи сенсорного волокна с записанными в нем волоконными брэгговскими решетками (ВБР), находящимся в тепловом контакте с исследуемым (рис. 15 а). По спектру отражения ВБР определялась температура сенсорного волокна, а температура в сердцевине активного волокна рассчитывалась теоретически (рис. 15 б).

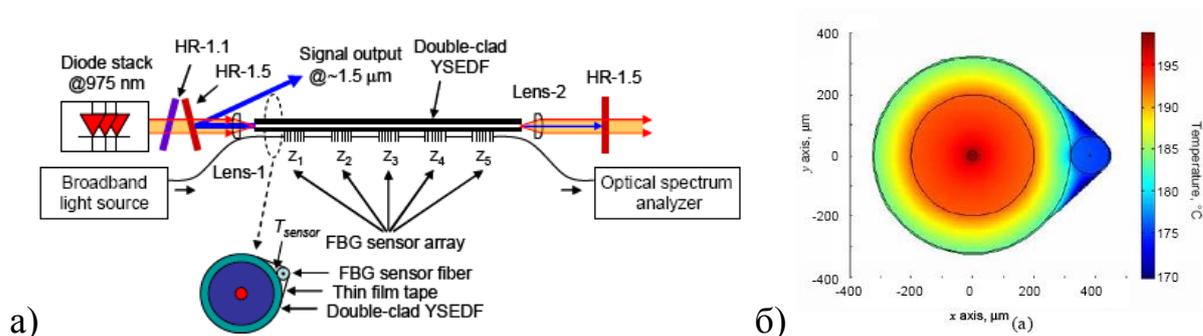


Рис. 15. а) Экспериментальная блок-схема установки [2]. Diode stack – полупроводниковые диоды накачки (длина волны 975 нм), Broadband light source – широкополосный источник зондирующего излучения, HR – зеркала лазерного резонатора, $Z_{1,2,3,4,5}$ – массив волоконных брэгговских решеток, double-clad YSEDF – оптическое волокно с двойной оболочкой с сердцевинной, легированной ионами Yb и Er, Optical spectrum analyzer – оптический спектроанализатор, FBG sensor fiber – сенсорное волокно с брэгговскими решетками, thin film tape – тонкая пленка, фиксирующая волокна б) Распределение температуры в поперечном профиле волокна, рассчитанное методом математического моделирования

Недостаток большинства методов измерения состоял в том, что в них измерялась температура либо внешней поверхности волокна, либо прилегающей среды, а температура в сердцевине рассчитывалась теоретически. Только недавно в работе [78] был предложен метод измерения температуры непосредственно в сердцевине волокна по температурной зависимости спектра пропускания ВБР, записанных непосредственно в активном волокне.

В работе [79] изменение температуры в лазерном кристалле измерялась по изменению спектра излучения люминесценции для эффекта ап-конверсии в диапазоне 530-560 нм примесных ионов Er^{3+} от температуры (рис. 16):

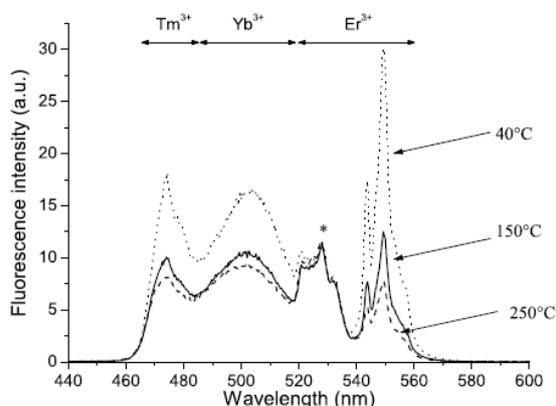


Рис. 16. Зависимость спектра люминесценции кристалла от температуры [79]

В [80] экспериментально определяется продольное распределение температуры и коэффициента усиления волоконного усилителя при помощи спектрального и кинетического измерений боковой люминесценции при оптической накачке. В работах [73,74] для определения температуры активного волокна использовался инфракрасный тепловизор высокого разрешения, при этом при расчете температурного профиля волокна учитывались термодинамические свойства полимерного покрытия световода. Однако, инфракрасный тепловизор с высоким пространственным и температурным разрешениями – дорогой прибор для широкого коммерческого применения. К тому же у него есть погрешность измерения температуры активной среды, связанная с коэффициентом излучения внешней оболочки, поэтому тепловизор требует точной калибровки для каждого измеряемого материала. Лазерное инфракрасное излучение может пересекаться с спектром теплового излучения и приводить к ошибке измерения. Кроме того, в реальных условиях волокно может быть закрыто непрозрачным материалом и недоступно для наблюдения камерой.

Глава 2. Оптическая интерферометрия разогрева активной сердцевины волоконного световода

Важность тепловых эффектов в волокне, подробно описанных в предыдущей главе, определяет актуальность задачи измерения температуры активной среды и полимерной оболочки волоконных лазеров и усилителей. Простой, но дорогостоящий метод измерения температуры основывается на определении пространственного распределения температуры инфракрасной камерой с высоким разрешением. Но такой метод измерения требует прямой доступ к открытому волокну без дополнительного покрытия, что в коммерческих мощных волоконных лазерах не всегда возможно. Для исследовательских целей разрабатываются другие методы экспериментального измерения температуры, большинство из них предполагают контактный способ измерения с последующим математическим расчетом температурного профиля волокна. Впервые измерения температуры в активной сердцевине волокна при личном участии автора данной диссертации были проведены в работе [77] на экспериментальной установке, основанной на интерферометре Маха-Цендера. Полученные в той работе результаты оказали важное влияние на цели и задачи исследований в рамках этой диссертации.

2.1. Волоконный интерферометр Маха-Цендера

Интерферометр Маха-Цендера [81] используется для определения сдвига фазы излучения между двумя разделенными коллимированными оптическими лучами от одного источника. По сдвигу фазы между лучами определяются оптические характеристики исследуемого образца, помещаемого на пути одного из них. Показатель преломления в оптическом диапазоне n (в общем случае тензор) определяется диэлектрической проницаемостью:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{n}^2. \quad (24)$$

Так как диэлектрическая проницаемость – комплексная величина, то и показатель преломления так же является комплексным:

$$\hat{n} = n - i\kappa . \quad (25)$$

Здесь мнимая часть κ определяет поглощение оптического излучения в среде.

Один из вариантов интерферометра Маха-Цендера - волоконный интерферометр, который широко используется в электрооптических модуляторах лазерного излучения. Общий вид такого интерферометра представлен на рис. 17.

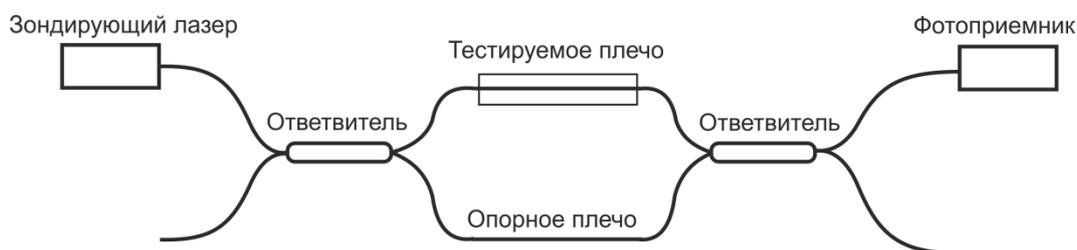


Рис. 17. Волоконный интерферометр Маха-Цендера

Оптоволоконный интерферометр Маха-Цендера состоит из двух волоконных ответвителей, разделяющих и объединяющих излучение зондирующего лазера. Если в одном из плеч интерферометра происходит изменение показателя преломления, то изменение оптической длины пути зондирующего излучения между двумя плечами интерферометра приводит к изменению интенсивности интерферирующего излучения на выходе объединяющего ответвителя. Интенсивность света на выходе интерферометра регистрируется фотоприемником. Вследствие интерференции интенсивность излучения на выходе интерферометра I без учета поглощения в нем имеет вид:

$$I = 2I_0(1 + \cos \Delta\varphi) , \quad (26)$$

где I_0 – амплитуда интенсивности излучения в каждом из плеч, $\Delta\varphi$ – сдвиг фазы между интерферирующими лучами.

На фотоприемнике возникает ток, сила которого пропорциональна интенсивности зондирующего излучения на выходе интерферометра, и,

следовательно, известным образом зависит от сдвига фазы в измерительном плече. Набег фазы, приобретаемый волной с длиной λ при прохождении участка с показателем преломления n и длиной L , есть

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} nL. \quad (27)$$

Тогда при изменении температуры в тестовом плече интерферометра, разность фаз в плечах интерферометра меняется на величину

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(L \frac{dn}{dT} + n \frac{dL}{dT} \right) \Delta T. \quad (28)$$

Зная производные $\frac{dn}{dT}$, $\frac{dL}{dT}$, можно определить изменение температуры в одном из плеч. Коэффициент теплового расширения плавленного кварца ($\sim 10^{-7}$) на два порядка ниже коэффициента тепловой зависимости показателя преломления ($\sim 10^{-5}$), поэтому эффектом изменения длины волокна можно пренебречь.

2.2. Измерение температуры разогрева активной среды волоконного лазера, легированной ионами иттербия

Для измерения разогрева активной волоконной среды в условиях генерации лазерного излучения был создан экспериментальный стенд (рис. 18) на основе интерферометра Маха-Цендера, в котором тестовое плечо интерферометра было изготовлено в виде волоконного лазера с оптической накачкой. Разогрев тестового плеча за счет тепловыделения в процессе генерации излучения в сердцевине оптического волокна приводил к изменению оптической разности хода между плечами, что измерялось по интерференционной картине.

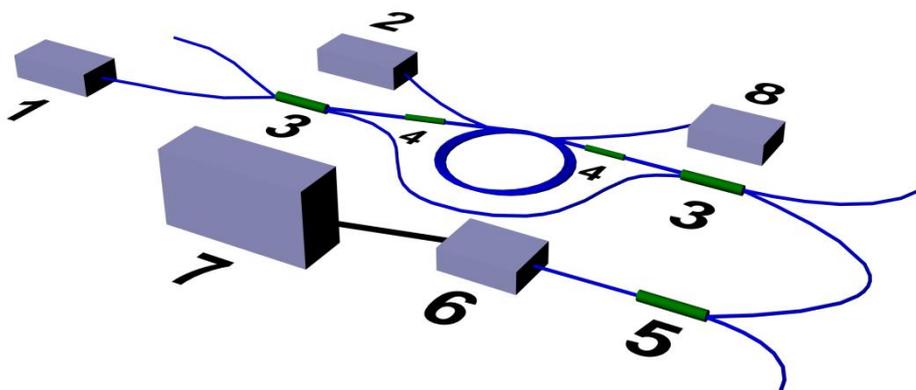


Рис. 18. Блок-схема экспериментальной установки. 1 – зондирующий лазер ($\lambda=1550$ нм), 2 – полупроводниковый диод оптической накачки ($\lambda=955-965$ нм), 3 – оптоволоконные ответвители, 4 – брэгговские решётки на длине волны генерации $\lambda = 1063$ нм, 5 – оптический фильтр 1550/1060 нм, 6 – фотоприемник, 7 – персональный компьютер, 8 – измеритель оптической мощности

В качестве источника зондирующего излучения использовался полупроводниковый лазер с распределенной обратной связью **1** (DFB-лазер) с длиной волны $\lambda=1.56$ мкм и мощностью 1 мВт. Очень узкий спектр излучения DFB-лазера (ширина 2 МГц) соответствовал длине когерентности лазерного излучения около 100 м, что намного больше длины оптического пути в установке, и делал возможным наблюдение интерференции. Мощность оптического излучения на выходе интерферометра измерялась фотоприемником **6**. Данные с фотоприемника передавались на компьютер **7** через интерфейс RS-232. Излучение зондирующего лазера запускалось через волоконно-оптический 50%-ответвитель **3** в два плеча интерферометра, одно из которых представляет собой исследуемый волоконный лазер. После выхода из интерферометра зондирующее излучение проходило через схему разделения излучения генерации на $\lambda=1,06$ мкм и излучения DFB-лазера на $\lambda=1,55$ мкм **5** (WDM-фильтр), после чего интерференционный сигнал на $\lambda=1,55$ мкм регистрировался фотоприемником.

Волоконный лазер состоял из волокна с двойной (одномодовой ОМ и многомодовой ММ) оболочкой. Диаметр активной сердцевины (жилы) ОМ

волокна, легированной ионами иттербия, составлял 9 мкм, кварцевых оболочек OM и MM волокон - 125 мкм, диаметр общей полимерной оболочки - 550 мкм. Поглощение излучения накачки в волокне составляло 1,2 дБ/м, концентрация ионов Yb^{3+} 4500 ppm (4500 ионов иттербия на 1 миллион атомов вещества). Длина активного волокна составляла три метра. Резонатор лазера создавался брэгговскими решетками (глухой и полупрозрачной) на длине волны $\lambda=1063$ нм. Оптическая накачка осуществлялась многомодовым полупроводниковым лазером 2 с широким оптическим спектром ($\lambda=955-965$ нм). Непоглощенная оптическая накачка оценивалась измерителем мощности 8.

Для исследования были выбраны два варианта лазера: а) промышленный волоконный блок, в котором волоконный лазер был залит слоем защитного полимера толщиной 2-3 мм для механической и температурной стабильности (рис. 19 а). б) волоконный лазер в виде кольца из волокна, покрытое только обычной цилиндрической полимерной оболочкой диаметром 550 мкм (рис. 19 б), которое охлаждалось за счет свободного конвективного теплообмена на воздухе.

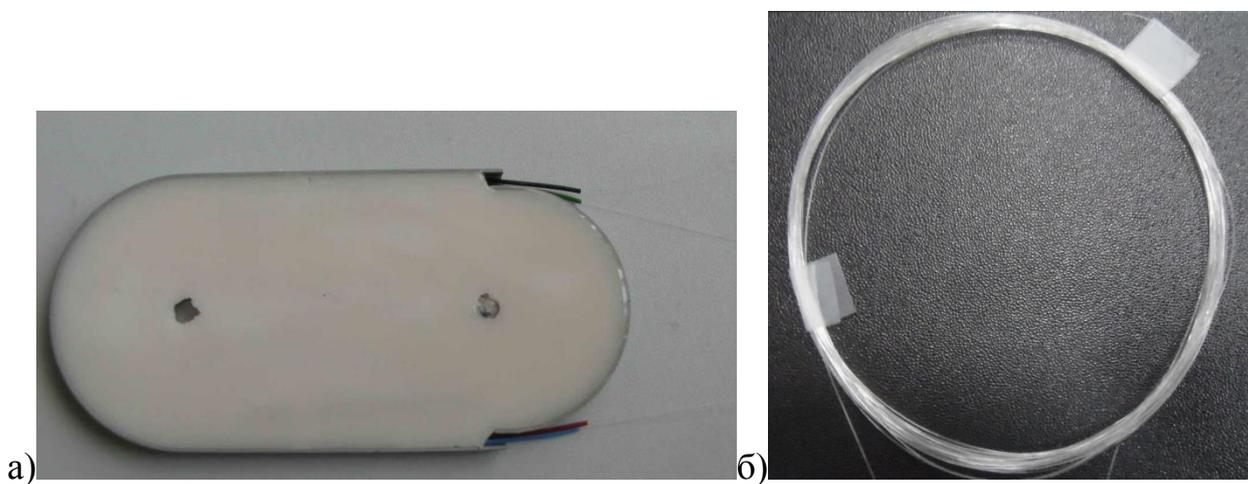


Рис. 19. а) Волоконный блок, залитый полимером, без крышки. б) Кольцо активного волокна на воздухе

Типичная картина изменения напряжения на нагрузочном сопротивлении фотоприемника, пропорционального интенсивности зондирующего излучения, при разовом повышении мощности оптической накачки волоконного лазера изображена на рис. 20. По мере замедления разогрева и выхода температуры на

стабильное значение период колебаний интенсивности зондирующего излучения увеличивался.

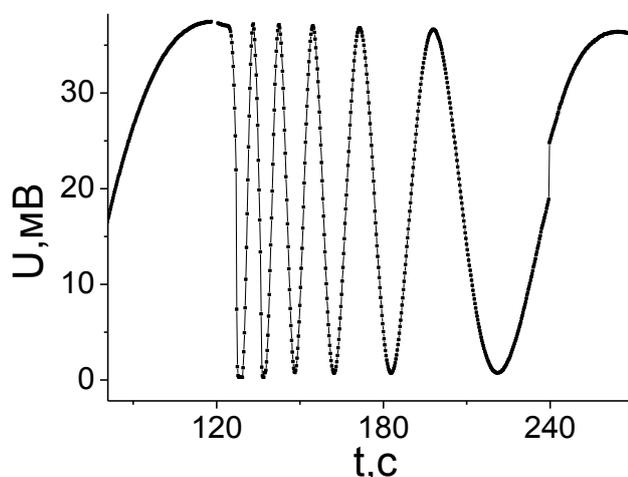


Рис. 20. Изменение напряжения на нагрузочном сопротивлении фотоприемника, пропорционального интенсивности зондирующего излучения, при разовом повышении мощности оптической накачки

По такой интерференционной картине можно определить изменение разности фаз зондирующего излучения в плечах интерферометра от времени, пропорциональное изменению температуры его сердцевины. Обработав эти данные, было рассчитано суммарное изменение фазы зондирующего излучения от мощности накачки в разогреваемом плече интерферометра для каждого значения мощности оптической накачки, а по формуле (28) рассчитано значение температуры разогрева в сердцевине волокна. Зная коэффициент поглощения накачки в активном волокне, можно построить график зависимости изменения температуры в активной сердцевине волокна от поглощаемой мощности накачки (рис. 21).

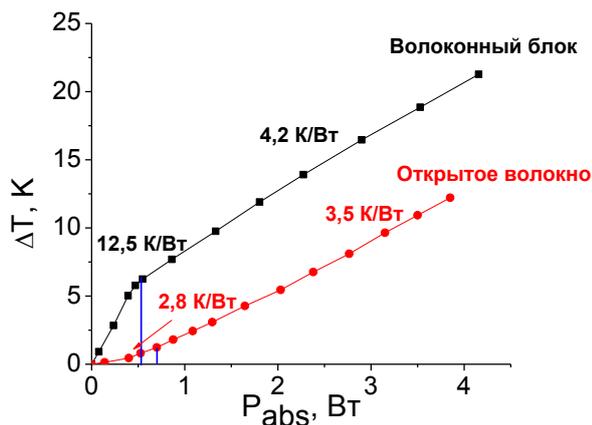


Рис. 21. Зависимость изменения температуры сердцевины активного волокна от поглощаемой мощности накачки. ■ – для эксперимента с волоконными блоками, ● – для волоконного кольца на воздухе. Вертикальной линией показаны пороги генерации

Из графика можно сделать вывод, что наличие толстого слоя полимера заметно усиливает разогрев активного волокна. При этом особенно большое отличие наблюдается до порога генерации лазерного излучения - уровня мощности поглощаемой накачки, при достижении которого лазер из режима излучения спонтанной люминесценции переходит в режим генерации излучения на длине волны, задаваемый резонатором. Наклоны зависимостей температуры разогрева от поглощенной мощности в режиме генерации для обоих вариантов покрытия волокна отличаются меньше, хотя волокно, залитое толстым слоем полимера, все равно разогревается сильнее. Также стоит заметить, что для открытого волокна переход между режимами генерации и люминесценции оказался менее резким и с противоположным знаком. Это объясняется тем, что спектр спонтанной люминесценции (рис. 4) иттербиевого лазера более коротковолновый (1000-1040 нм), чем длина волны генерации (1060 нм), а значит и меньшая энергия размена квантов накачки и генерации выделяется в виде тепла.

2.3. Измерение температуры разогрева активной среды волоконного лазера, легированной ионами иттербия и эрбия

Волоконный лазер, легированный ионами Yb^{3+} и Er^{3+} , применяется для генерации лазерного излучения на длинах волн $\lambda=1520-1600$ нм. Оптическая накачка также осуществляется на длине волны $\lambda=955-965$ нм, поэтому разница энергий квантов накачки и генерации в четыре раза больше (около 40% от мощности накачки), чем для иттербиевого лазера (около 10% от мощности накачки). Следовательно, тепловые эффекты в таких лазерах намного значительнее. Для проведения экспериментов с Yb/Er волокнами использовалась установка, аналогичная изображенной на рис. 18. DFB-лазер с длиной волны излучения $\lambda=1550$ нм был заменен на DFB-лазер с длиной волны $\lambda=1305$ нм (ширина спектра 30 МГц, длина когерентности 7 м) для того, чтобы длина волны зондирующего излучения не совпадала с длиной волны генерации лазера. Резонатор формировали брэгговские решетки с отражением на длине волны $\lambda=1559$ нм. Для более эффективного преобразования накачки длина Yb/Er волоконного лазера составляла 7 метров, коэффициент поглощения излучения накачки в сердцевине составлял 1,4 дБ/м, концентрация ионов Yb/Er - 4800/200 ppm. Для отделения зондирующего сигнала от излучения генерации использовался WDM-фильтр 1300/1550 нм. Данный волоконный лазер не был помещен в волоконный блок и не был залит дополнительным защитным полимером.

Методика измерений была идентичной использовавшейся для измерения разогрева иттербиевого волоконного лазера. На основе полученных экспериментальных данных была построена зависимость изменения температуры от поглощенной мощности накачки. Для сравнения графики для Yb и Yb/Er волоконных лазеров приведены на одном рисунке (рис. 22).

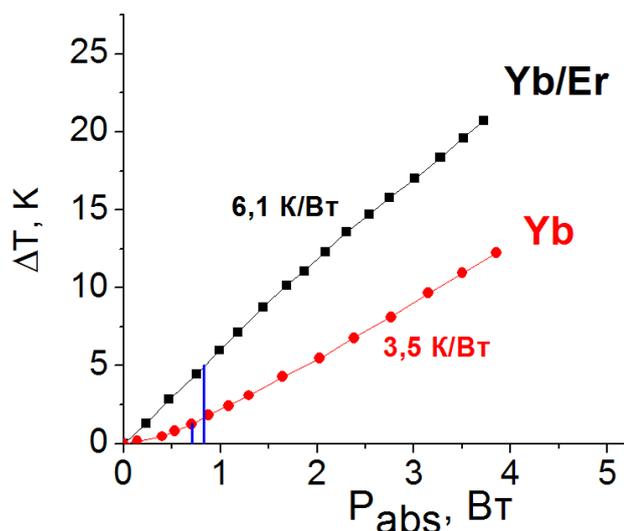


Рис. 22. График зависимости изменения температуры от поглощаемой мощности накачки ● - для Yb волоконного лазера, ■ - для Yb/Er. Вертикальной линией показаны пороги генерации.

Сравнение экспериментов с легированными Yb и Yb/Er волокнами показало, что коэффициент разогрева для Yb/Er волокна действительно оказался выше: 6,1 K/W против 3,5 K/W, хотя разница энергий квантов накачки и генерации для Yb/Er активной среды в 4 раза больше. Это несоответствие в первую очередь связано с неидентичностью длин активного волокна и коэффициентов поглощения накачки в исследуемых лазерах. Продольное распределение температуры по длине волокна l при накачке с одной стороны является сильно неоднородным и определяется в основном из распределения поглощения излучения накачки по длине активного волокна (закон Бугера-Ламберта-Бера):

$$P(l) = P(0) * 10^{-\alpha_{core} l}, \quad (29)$$

где $P(l)$ - мощность излучения по длине волокна l , α_{core} - десятичный показатель поглощения излучения накачки в сердцевине волокна (дБ/м).

Разница в длине и коэффициенте поглощения двух активных лазеров дает разное усреднение по длине, поэтому разница коэффициентов разогрева активной жилы от мощности накачки получилась меньше, чем было бы при абсолютно

идентичных параметрах. Однако, в зависимости от требуемой выходной мощности, свойств активной среды, коэффициента поглощения излучения накачки в волокне и прочих критериев, длина активной среды волоконных лазеров может сильно варьироваться. Измерение только усредненной по длине температуры разогрева - один из главных недостатков данного интерференционного метода, так как критической для работы лазера является не усредненная, а максимальная температура на локальном участке.

2.4. Коаксиальная модель разогрева волокна

Из полученных в ходе эксперимента результатов было обнаружено несоответствие реального разогрева с теоретическими моделями, представленными в работах [3,4]. При исследовании волоконного блока, залитого полимером, был обнаружен нелинейный эффект - резкое уменьшение наклона графика зависимости температуры разогрева от поглощаемой мощности накачки при достижении порога генерации лазерного излучения. Для волокон без дополнительного полимера такого эффекта не наблюдалось. Нами было высказано предположение о существенном влиянии полимерного слоя на разогрев волокна. Многомодовое излучение накачки, спонтанная фотолюминесценция, изгибные оптические потери при сворачивании в кольцо, лазерное излучение, рассеянное на дефектах и неоднородностях могут высвечиваться в окружающий активное кварцевое волокно полимер.

Эффект нелинейного изменения разогрева активной сердцевины может быть связан с тем, что излучение лазерной генерации в активном волокне отличается от фотолюминесценции различной направленностью излучения. Волновые вектора люминесцентных фотонов не имеют определенной пространственной ориентации, поэтому излучение распространяется во все стороны от активной среды (рис. 23). Таким образом, до достижения порога генерации излучение фотолюминесценции может активно поглощаться в

полимере, что дает дополнительный вклад в разогрев волокна, помимо размена квантов накачки и генерации в активной сердцевине. Чем толще слой полимера, окружающего кварцевую оболочку волокна, тем больше излучения поглощается в нем и тем сильнее дополнительный разогрев. Данную модель разогрева, в которой учитываются два источника разогрева волокна, было предложено назвать коаксиальной [82].

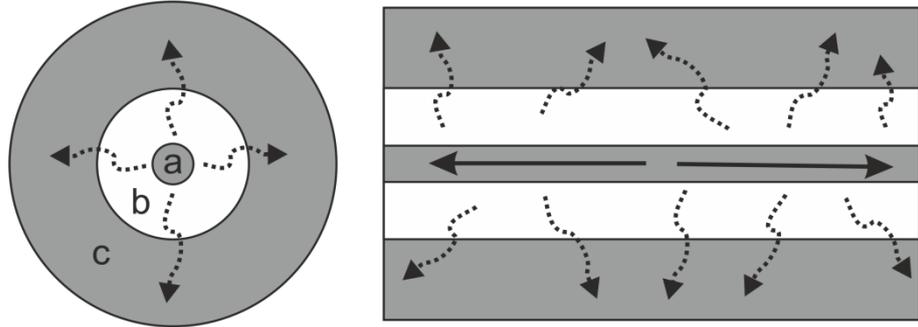


Рис. 23. Коаксиальная модель разогрева. Сплошной линией показано излучение лазерной генерации, точечной - излучение люминесценции. Область а – активная сердцевина волокна, б – кварцевая оболочка волокна, с – полимерная оболочка волокна. Области поглощения энергии излучения выделены серым цветом

Рассмотрим модель разогрева классического волоконного световода, состоящего из трех оболочек - активная сердцевина (радиус r_{core}), кварцевая оболочка (радиус r_{sil}) и полимерная оболочка (радиус r_{pol}).

Стационарное уравнение теплопроводности с граничными условиями для цилиндрической симметрии имеет вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial T}{\partial r} &= -\frac{\eta P_{Vpump}}{k_{sil,pol}}, \\
 k_{sil} \left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{r_{core}} &= k_{sil} \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r_{core}}, \quad T_1(r_{core}) = T_2(r_{core}) \\
 k_{sil} \left. \frac{\partial T_2}{\partial r} \right|_{r_{sil}} &= k_{pol} \left. \frac{\partial T_3}{\partial r} \right|_{r_{sil}}, \quad T_2(r_{sil}) = T_3(r_{sil}), \\
 k_{pol} \left. \frac{\partial T_3}{\partial r} \right|_{r_{pol}} &= -h^T [T_3(r_{pol}) - T_C]
 \end{aligned} \tag{30}$$

где P_{Vpump} – объёмная плотность накачки, η - доля мощности накачки переходящая в тепло, $k_{sil, pol}$ – коэффициенты теплопроводности плавленого кварца и полимерного покрытия, $T_1(r)$, $T_2(r)$, $T_3(r)$ – распределение температуры в сердцевине, кварцевой оболочке и полимерной оболочке, соответственно, T_c – температура окружающей среды (комнатная), h^T – коэффициент теплообмена наружного слоя с окружающей средой.

Составим уравнение теплопроводности для этого световода при различных режимах: фотолюминесценции и генерации, чтобы найти распределение температуры в поперечном сечении световода (a - активная сердцевина, b - кварцевая оболочка, c - полимерная оболочка):

Рассмотрим классическую модель, когда полимер играет пассивную роль:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT_1}{dr} &= -\frac{\eta_{core} P_{Vpump}}{k_{sil}} & (a), \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT_2}{dr} &= 0 & (b), \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT_3}{dr} &= 0 & (c). \end{aligned} \quad (31)$$

Система уравнений (31) была аналитически решена, например в [83].

Теперь рассмотрим коаксиальную модель, когда полимер играет активную роль и поглощает излучение люминесценции P_{Vlum} , при этом коэффициент поглощения излучения в полимере α_{pol} :

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT_1}{dr} &= -\frac{\eta_{core} P_{Vpump}}{k_{sil}} & (a), \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT_2}{dr} &= 0 & (b), \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{dT_3}{dr} &= -\frac{\alpha_{pol} r_0 P_{lum} e^{-\alpha_{pol}(r-r_{sil})}}{rk_{pol}} & (c). \end{aligned} \quad (32)$$

Из уравнения для части (c) видно, что величина разогрева зависит от толщины полимерного слоя.

Разогрев волокна с учетом поглощения в полимерном слое был рассчитан методами математического моделирования в главе 5 диссертации.

Стоит также уточнить, что, хотя люминесценция и резко ослабляется при переходе в режим индуцированной генерации, но небольшая часть оптической мощности продолжает высвечиваться в виде люминесцентных фотонов.

Важно отметить, что не только фотолюминесцентные фотоны могут поглощаться в полимере. Как будет показано в главе 4, излучение накачки в волокне с двойной оболочкой также может высвечиваться в полимер, особенно в месте сварки активного волокна с многомодовым волокном, по которому в активную среду вводится мощная оптическая накачка. Дефекты и напряжения в месте высокотемпературной сварки, а также несоответствие апертур разных многомодовых волокон вызывают сильное высвечивание накачки в этой области. При этом данный участок волоконного лазера или усилителя и без этого является самым разогретым, так как здесь активной средой поглощается и преобразовывается больше всего излучения накачки. Область волоконной сварки также покрывается толстым 1-2 мм слоем защитного полимера для механической защиты сварок, так что коаксиальная модель разогрева здесь особенно актуальна. Также из-за рассеяния на неоднородностях кварцевого стекла и изгибных потерь в свернутом волокне, излучение накачки может высвечиваться по всей длине активной среды. Полное покрытие всего активного волокна толстым слоем полимера в волоконном блоке еще больше усиливает этот эффект.

Глава 3. Оптическая спектроскопия полимеров, используемых в волоконной оптике

В литературе полимерная оболочка оптического волокна исследовалась только как теплопроводящий слой, но не как активный источник тепла. Предложенная коаксиальная модель, утверждавшая важную роль дополнительного разогрева волокна за счет поглощения излучения накачки и люминесценции в защитных полимерных оболочках, нуждалась в экспериментальной проверке. Одним из необходимых шагов для этого являлось исследование оптических спектров поглощения таких полимеров в ближнем ИК диапазоне. Объектом исследования являются полимеры полисилоксановой группы, применяющиеся в волоконной оптике. В литературе представлены типовые спектры оптического поглощения полисилоксановых групп полимеров, но для конкретного состава, используемого для покрытия волокон в коммерческих волоконных лазерах и оптических информационных системах, такая информация не представлена.

3.1. Экспериментальная установка для измерения спектров пропускания полимеров

Исследования оптических спектров поглощения полимеров [84], широко используемых в настоящее время для покрытия волоконных световодов и мест соединения оптических волокон (“сварок”), проводились на спектрометре Newport OSM-400 с диапазоном измерения 200-1100 нм и разрешением 0,5 нм до 500 нм и 1 нм в диапазоне 500-1100 нм. Источником белого света являлись широкополосные лампы той же фирмы Newport (вольфрамовая и дейтериевая лампы) с общим спектром излучения 200-1200 нм. Для эксперимента были

подготовлены 3 образца полимеров в специальных кварцевых кюветах. В работе исследовались следующие полимеры:

- Sylgard-182: защитный полимер, обладает повышенной прочностью по сравнению с остальными, используется для наружного покрытия волокна, как механическая защита от воздействия окружающей среды;
- FSX-17: волноведущий полимер, используется для защитного покрытия волоконных сварок и создания световедущего полимерного слоя в активном волокне;
- PS-200: высвечивающий полимер, используется для защитного покрытия волоконных сварок.

Блок-схема экспериментальной установки по измерению спектра пропускания полимеров приведена на рис. 24.

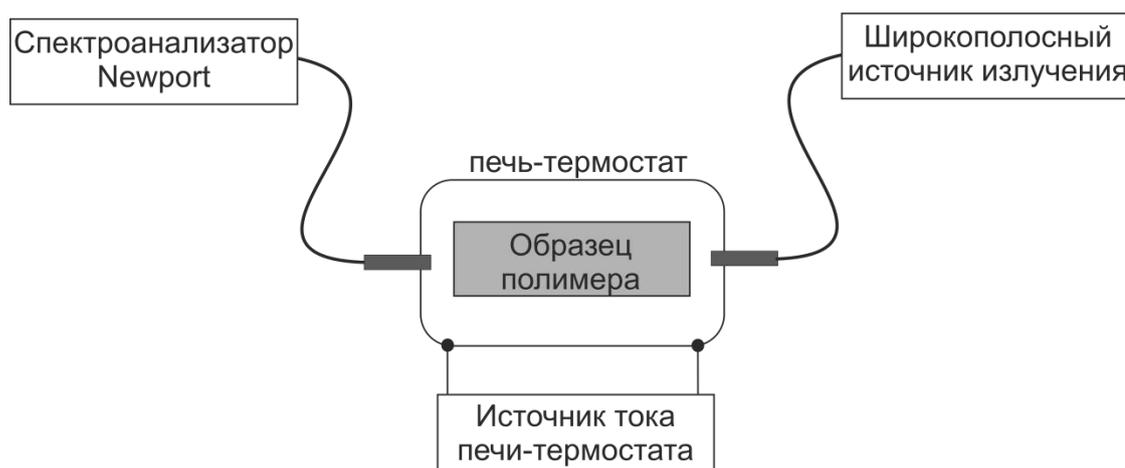


Рис. 24. Блок-схема экспериментальной установки по измерению оптического спектра пропускания полимеров

Для длительного хранения данные типы полимеров являются двухкомпонентными. Для полимеризации эти компоненты необходимо смешать и разогреть до полного преобразования в однородную аморфную структуру. Скорость полимеризации экспоненциально зависит от температуры. Экспериментальные образцы исследуемых полимеров помещались в прямоугольную кварцевую кювету размерами $100 \times 10 \times 10$ мм. Кювета со смешанными жидкими компонентами полимеров помещалась в печь в виде

кварцевой трубы с намотанной нихромовой проволокой, которая позволяла разогревать образцы для их полимеризации.

3.2. Измерение спектров оптического пропускания используемых в волоконной оптике полимеров

Спектры оптического пропускания снимались в стационарных и нестационарных условиях процесса термической полимеризации. Для исследования зависимости спектральных свойств от способов изготовления были рассмотрены варианты с быстрой полимеризацией при максимальной температуре в печи и медленной при комнатной. В процессе полимеризации наблюдалось резкое уменьшение пропускаемого света по всему наблюдаемому спектру, что объясняется образованием неоднородностей агрегатного состояния полимера, проходившего через стадии вязкой жидкости – геля – аморфного тела, что рассеивало проходящий свет. По завершении процесса полимеризации структура полимера становится однородной, рассеяние прекращается, так что становится возможным измерить спектр поглощения. При этом стоит отметить, что в процессе всей полимеризации характерные пики поглощения на длинах волн 890-940 нм; 1000-1060 нм; а также небольшие пики около 750 нм, сохранялись в течение всего времени. Это говорит о том, что эти пики поглощения фундаментальны для полимера и его компонентов и не зависят от образующихся в процессе полимеризации химических связей. Оказалось, что все исследованные полимеры имеют одинаковые характерные особенности в оптических спектрах пропускания, что говорит о наличии в данной группе полимеров общей для них атомной группы, ответственной за эти пики поглощения. Исследование различных полимеров с разной скоростью полимеризации показало, что характерная картина спектра поглощения сохранялась. Спектры пропускания готовых полимеров FSX-17, Sylgard 182, Ps-200 при комнатной температуре приведены на рис. 25.

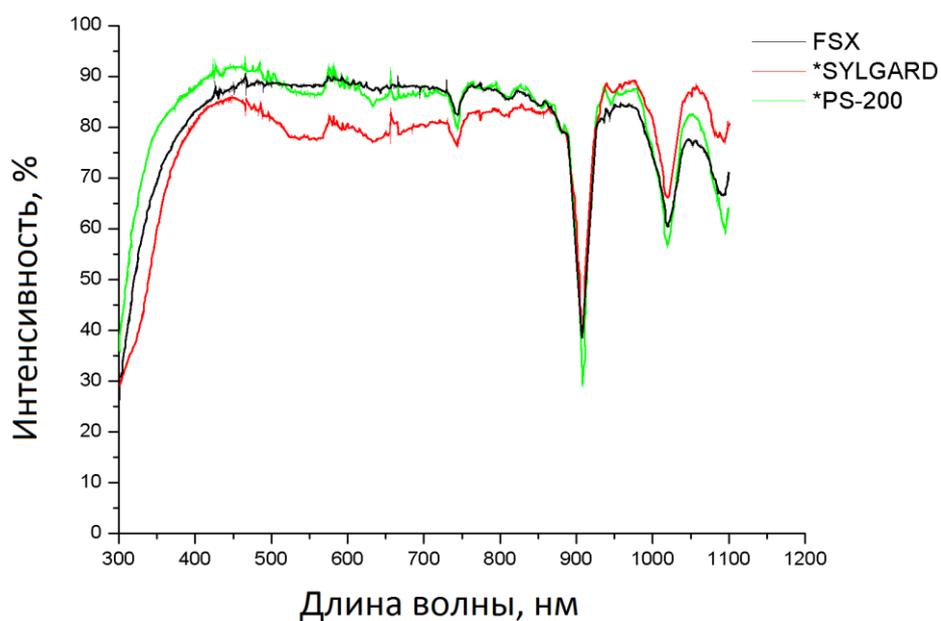


Рис. 25. Спектры оптического пропускания полимеров FSX-17, Sylgard 182, PS-200 при температуре 20 °С

Для определения причины появления подобных пиков поглощения было проведено сравнение их с известными в литературе спектрами органических атомных групп. Сравнивая спектр поглощения измеренных полимеров со спектрами поглощения метильных групп (рис. 26) CH_3 , оказалось, что пики поглощения для снятых в работе спектров поглощения полимеров принадлежат главным образом высшим обертонам С-Н колебаний в группах CH_3 колебаний.

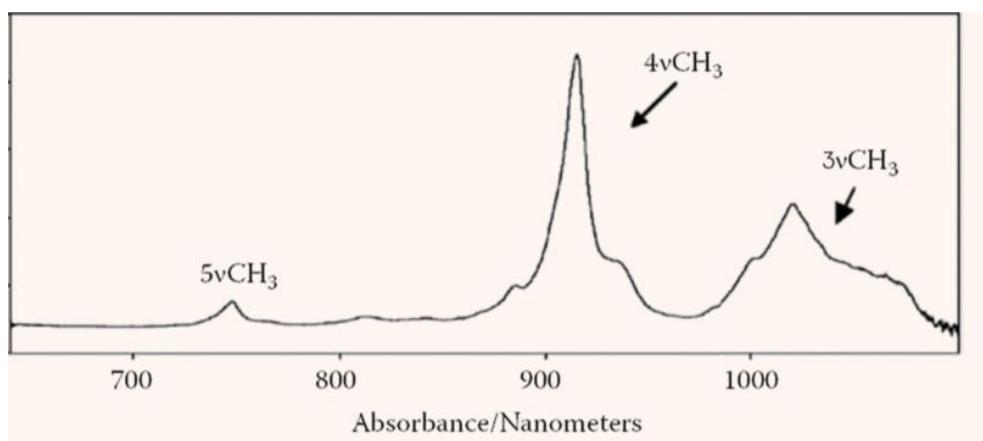


Рис. 26. Спектр оптического поглощения в диапазоне обертонов колебательных степеней свободы С-Н группы [49]

Самые существенные пики поглощения в полимере в исследуемом диапазоне обнаружены на длинах волн 890-940 нм и 1000-1060 нм, которые попадают в спектральный диапазон длин волн излучения накачки (900-970 нм) и фотолюминесценции (1020-1100 нм) мощных иттербиевых волоконных лазеров. Коэффициент поглощения на пике составил $0,05 \text{ см}^{-1}$ для 910 нм и $0,02 \text{ см}^{-1}$ для 1020 нм, Это согласуется с коаксиальной моделью разогрева оптического волокна. Важно отметить, что это - фундаментальные пики поглощения не только для полисилоксанов, но и для большинства органических полимеров. Таким образом, поглощение в полимерной оболочке и защитном полимере на этих длинах волн принципиально неустранимо, и это необходимо учитывать.

Глава 4. Радиочастотная импедансная спектроскопия активного волокна

Интерференционный метод измерения разогрева активной сердцевины оптического волокна позволяет с очень высокой точностью определять усредненную температуру активной среды волоконного лазера, однако данный метод имеет и ряд недостатков. Во-первых, интерференционный метод является крайне чувствительным к флуктуациям температуры и давления, механическим вибрациям, из-за чего его сложно реализовать даже в лабораторных условиях. Во-вторых, данный метод не был осуществлен для мощных волоконных лазеров в виду проблемы разделения мощного излучения волоконного лазера и слабого зондирующего сигнала DFB-лазера, разница в мощностях которых может достигать 6-7 порядков. В-третьих, продольное распределение температуры в волоконном лазере или усилителе может быть сильно неоднородным, а усредненная температура сильно отличаться от максимальной. Таким образом, возникла необходимость создать новый экспериментальный метод, позволяющий измерять температуру разогрева активного волокна.

4.1. Измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости кварцевого стекла и полимеров, использующихся в волоконной оптике

Для экспериментального подтверждения дополнительных механизмов разогрева активного волокна встает проблема экспериментального измерения температуры непосредственно в полимерной оболочке световода. Необходимо было найти измеряемый физический параметр, температурные характеристики которого для полимера и кварца кардинально различаются. Для этого было решено исследовать электрические свойства данных материалов методом радиочастотной импедансной спектроскопии. В первую очередь необходимо было

проверить, отличаются ли температурные зависимости электрических свойств кварца и полимера в радиочастотном диапазоне.

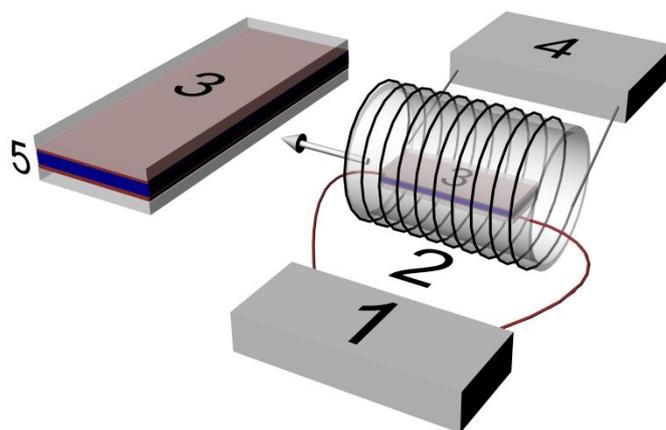


Рис. 27. Блок-схема экспериментальной установки. 1 –РЧ-спектроанализатор, 2 – печь, 3 –плоский конденсатор, 4 – источник питания печи, 5 – исследуемый образец

Для этого была разработана экспериментальная установка для исследования зависимости диэлектрической проницаемости используемых в волоконной оптике полимеров и кварцевого стекла от температуры (рис. 27). Исследуемые образцы 5 (полимеры PS-200 и Sylgard и плавленный кварц), изготовленные в виде прямоугольных пластинок, толщиной 2мм, были помещены в плоский конденсатор 3. Обкладки конденсатора представляли собой плоскую медную фольгу, прикрепленную к внешним кварцевым пластинам. Размеры обкладок и диэлектрических пластин совпадали, так что коэффициент заполнения конденсатора исследуемым материалом был близок к 100%. Для того, чтобы минимизировать расхождение обкладок конденсатора из-за теплового расширения исследуемых материалов (особенно для полимеров, обладающих высоким коэффициентом теплового расширения - $3,1 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$), внешние кварцевые пластины были механически закреплены друг с другом. Конденсатор

подключался к измерительной схеме на основе РЧ спектроанализатора Anritsu MS4630В **1** со встроенным РЧ генератором, который позволял измерять частотную зависимость адмиттанса конденсатора в диапазоне частот от 10 Гц до 300 МГц. Конденсатор помещался в печь-термостат **2** с источником питания **4**, позволяющую разогревать образцы до 80 °С.

Комплексный импеданс Z и адмиттанс Y , состоящий из активной и реактивной частей, на частоте f вычисляются по формуле (33).

$$Z = \frac{1}{Y} = R - \frac{i}{2\pi f C}, \quad (33)$$

где C – емкость конденсатора, R – омическое сопротивление соединительных проводов.

Амплитуда колебаний напряжения РЧ-генератора U_0 равнялась 2 В. Реактивное сопротивление конденсатора в используемом в работе частотном диапазоне составляло порядка 1-10 кОм, а тангенс угла диэлектрических потерь 10^{-3} - 10^{-4} , поэтому диэлектрическими потерями в конденсаторе и активным сопротивлением соединительных проводов можно пренебречь. Тогда адмиттанс плоского конденсатора, заполненного однородным диэлектриком, на частоте f равен:

$$Y(f, t) = 2\pi f C_0 \varepsilon(T), \quad (34)$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 S}{d}, \quad (35)$$

где C_0 - емкость ничем не заполненного конденсатора, S - площадь его обкладок, d - расстояние между обкладками, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ε – диэлектрическая проницаемость диэлектрика. Введем коэффициент наклона зависимости измеренного адмиттанса от частоты K_c :

$$K_c(T) = \frac{dY(f, t)}{df} = 2\pi C_0 \varepsilon(T). \quad (36)$$

По этим формулам из амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) конденсатора рассчитывалась диэлектрическая проницаемость образцов. С помощью печи-термостата подобные измерения были проведены для нескольких значений температуры.

Для проверки стабильности конденсатора сначала была измерена зависимость АЧХ конденсатора без диэлектрического слоя от температуры разогрева. Расстояние между обкладками задавалось кварцевыми стержнями, вставленными в прорези кварцевых пластин, к которым крепились обкладки.

Результаты показали, что емкость конденсатора стабильна и не меняется с температурой, после чего были проведены эксперименты с исследуемыми диэлектрическими материалами.

В ходе эксперимента были исследованы температурные зависимости диэлектрической проницаемости для образцов кварцевого стекла, полимеров Sylgard и PS-200, а также активного волокна с кварцевой сердцевиной и полимерной оболочкой (рис. 28).

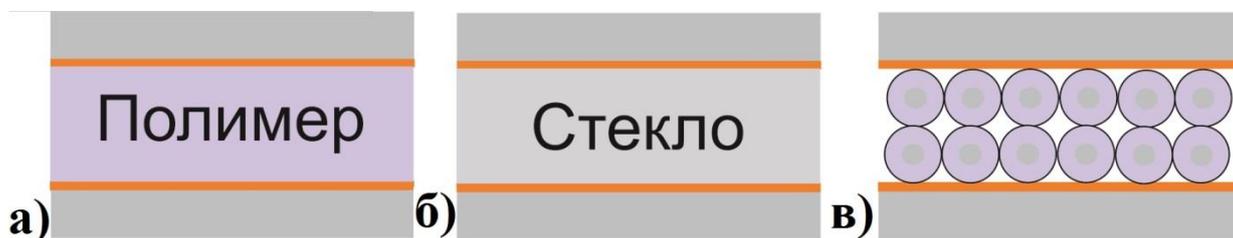


Рис. 28. Продольное сечение исследуемых образцов в конденсаторе. Слева направо: а) заполнение полимером, б) заполнение пластиной кварцевого стекла, в) заполнение кварцевым волокном с полимерной оболочкой

Стоит отметить, что зависимость диэлектрической проницаемости плавленого кварца и особенно полимеров от частоты в широком диапазоне частот нелинейная (см. Глава 1). Для удобства был выбран наиболее линейный участок частотной зависимости (диапазон 5-10 МГц, ширина снимаемого участка РЧ-спектра 0,1-1 МГц).

Оказалось, что импедансные характеристики кварцевого стекла практически не зависят от температуры, а вот электрические свойства полимеров обладали ярко-выраженной зависимостью от температуры (рис. 29).

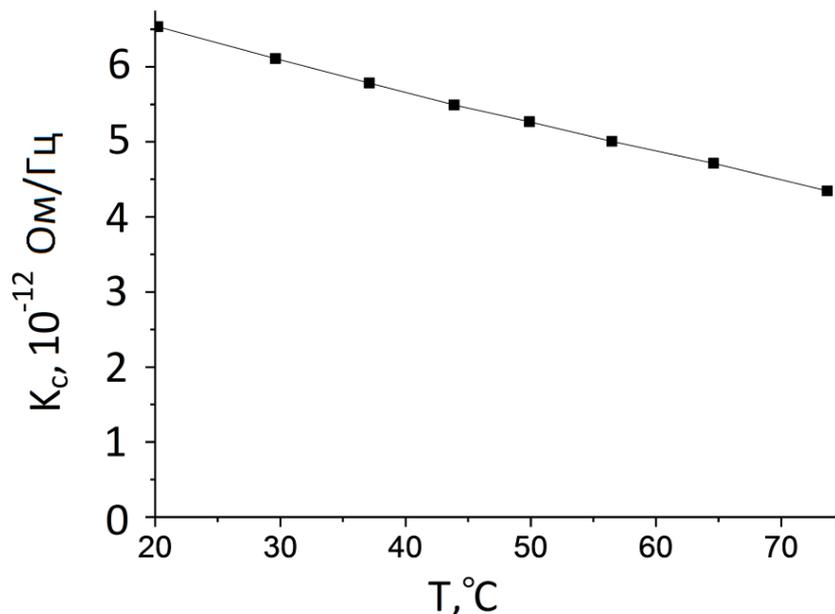


Рис. 29. Зависимости коэффициента наклона K_c от температуры для образца полимера PS-200

Определив значение коэффициентов K_c для каждой температуры, по формуле (36) была рассчитана зависимость диэлектрической проницаемости образца от температуры. По результатам проведенных экспериментов были построены зависимости диэлектрической проницаемости ϵ в радиочастотном диапазоне полимеров и плавленого кварца от температуры T . Оказалось, что оба полимера обладают ярко выраженной зависимостью $\epsilon(T)$, при этом линейной и схожей для обоих типов (рис. 30). Результаты эксперимента с плавленым кварцем практически никакой зависимости его диэлектрической проницаемости от температуры не обнаружили. Следовательно, можно сделать вывод, что измерение температурной зависимости диэлектрической проницаемости помогает разделить по своим электрическим свойствам полимер от кварца.

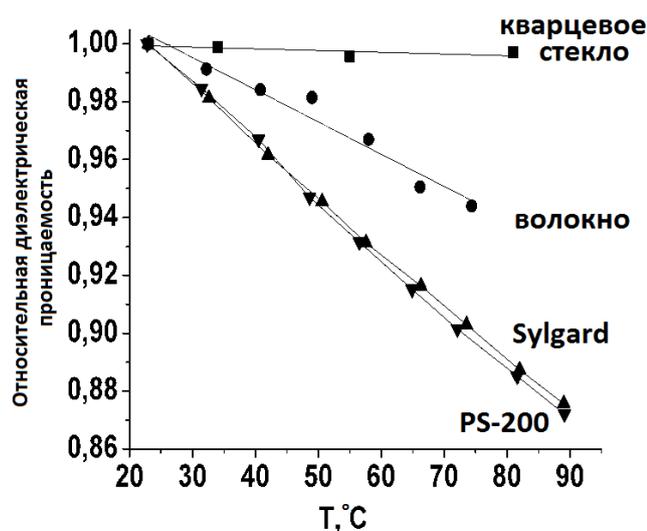


Рис. 30. Относительное изменение диэлектрической проницаемости исследуемых образцов от температуры (■ – кварцевое стекло, ▲ - полимер Sylgard, ▼ - полимер PS-200, ● –оптическое волокно)

Оптическое волокно является составным диэлектриком с внутренней оболочкой из плавленного кварца, а внешней из полимера. С целью исследования возможности импедансной спектроскопии оптического волокна с полимерным покрытием в конденсатор было отрезками уложено активное волокно (рис. 28, в). При этом коэффициент заполнения конденсатора волокном составил около 60%: примерно 55% полимера и 5% плавленного кварца. Методика измерения, аналогичная применяемой для однородных диэлектриков, показала, что коэффициент относительного изменения радиочастотной диэлектрической проницаемости системы кварц-полимер-воздух лежит между чистым кварцем и чистым полимером (рис. 30), при этом разница пропорциональна коэффициенту заполнения конденсатора полимером. Экспериментальные результаты показали, что при разогреве кварцевого волокна с полимерной оболочкой изменение диэлектрической проницаемости в РЧ диапазоне зависит только от температуры полимерной оболочки. Таким образом, измеряя изменение диэлектрической проницаемости оптического волокна при его разогреве, можно определить температуру полимерной оболочки этого волокна.

Глава 4.2. Сборка волоконного лазера и мощного волоконного усилителя

В предыдущих экспериментах была показана возможность применения радиочастотной импедансной спектроскопии для бесконтактного измерения температуры полимера. Следующим этапом работы стало создание экспериментальной установки для измерения температуры в полимерной оболочке активного волокна.

Для проведения эксперимента было необходимо создать активную волоконную схему, позволяющую генерировать мощное оптическое излучение. Для этого был собран усилитель типа МОРА (Master Oscillator Power Amplifier), состоящий из маломощного волоконного задающего лазера и последовательного мощного волоконного усилителя с односторонней оптической накачкой. Такая схема, прежде всего, удобна для расчета мощности проходящей и поглощаемой накачки, а также мощности усиленного лазерного излучения на любом участке усилителя. Измерять предполагалось, прежде всего, разогрев наиболее горячего участка волоконного усилителя, находящегося у места ввода мощной оптической накачки. Температура этого участка наиболее критична для работы усилителя. Используемая оптоволоконная схема изображена на рис. 31.

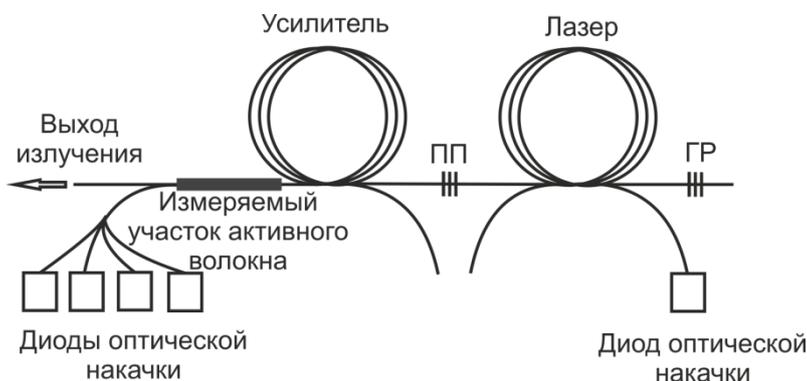


Рис. 31. Схема волоконного лазера с мощным усилителем. ПП – полупрозрачная волоконная брэгговская решетка (коэффициент отражения 1 дБ), ГР – глухая волоконная брэгговская решетка (коэффициент отражения >20 дБ)

Для экспериментов были собраны две разных схемы на основе двух типов волокон, легированных ионами Yb и Yb/Er. Для оптической накачки лазера и усилителя использовались полупроводниковые многомодовые лазеры с длиной волны излучения 955-965 нм. Причем для накачки усилителя использовалось 7 диодов накачки, излучение которых заводилось в многомодовый вход активного волокна с двойной оболочкой через оптический объединитель. Ватт-амперная характеристика диодов накачки усилителя представлена на рис. 32.

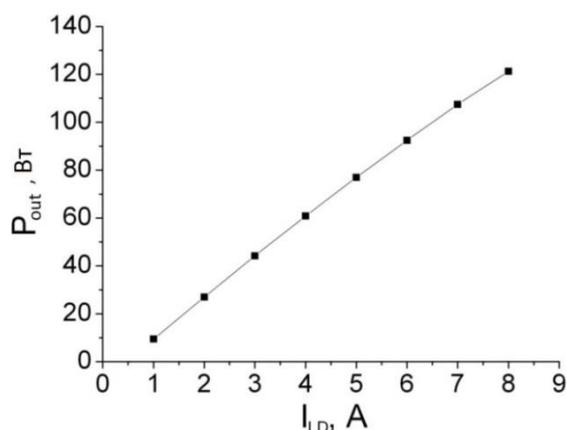


Рис. 32. Ватт-амперная характеристика диодов оптической накачки усилителя

Мы наблюдали, что при больших токах накачки спектры полупроводниковых диодов накачки вследствие разогрева сдвигаются в длинноволновую область ближе к 975 нм, что приводило к увеличению поглощения накачки ионами иттербия (рис. 33).

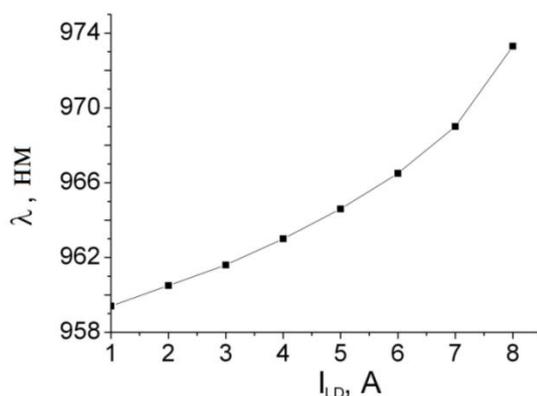


Рис. 33. Зависимость центральной длины волны излучения от тока диодов оптической накачки

Для сборки Yb лазера и усилителя использовалось идентичное активное волокно, легированное ионами иттербия. Диаметр активной сердцевины волокна – 20 мкм, кварцевой сердцевины – 125 мкм, полимерной оболочки – 550 мкм, длина активного волокна – 3 м. Коэффициент поглощения оптической накачки в активной сердцевине составлял 3,4 дБ/м при малой мощности и 3,7 дБ/м при 120 Вт оптической накачки. Волоконные брэгговские решетки, образующие резонатор лазера, были подобраны под длину волны 1070 нм. Выходная мощность лазера (она же входная мощность для усилителя) во время всех экспериментов поддерживалась на уровне 8 Вт. На рис. 34, 35 изображены зависимости выходной мощности усилителя и коэффициента усиления от мощности накачки.

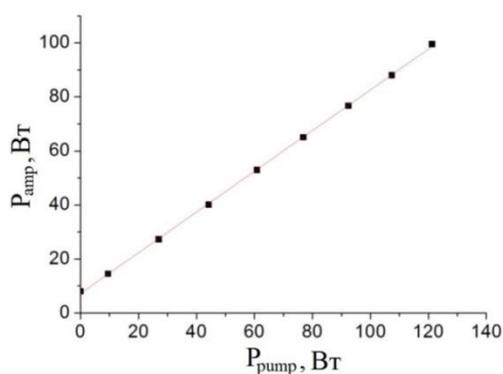


Рис. 34. Зависимость выходной мощности излучения усилителя от мощности оптической накачки

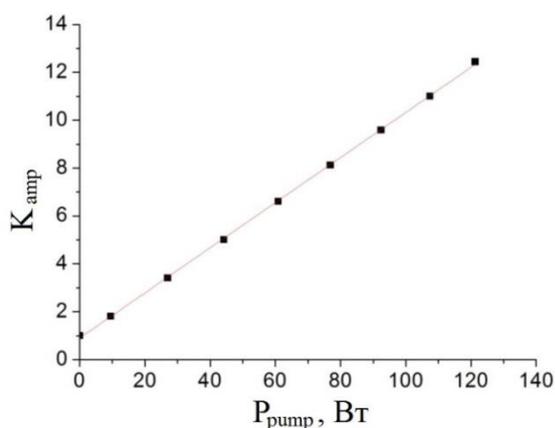


Рис. 35. Зависимость коэффициента оптического усиления волоконного усилителя от мощности накачки

Данная лазерная схема позволяла при 120 Вт накачки усиливать сигнал задающего лазера с 8 Вт до 100 Вт, эффективность преобразования накачки составляла 75%. Итоговая эффективность преобразования электрической мощности «от розетки» в оптическое маломодовое излучение составила около 40%. Примерно 10% излучения накачки (в небольшой зависимости от уровня мощности) высвечивалось без участия в преобразовании излучения. При таких параметрах на максимальной мощности минимум около 10 Вт мощности переходит в тепло за счет разности энергии квантов накачки и генерации и приводит к значительному разогреву волокна.

4.3. Экспериментальная установка для измерения температуры полимерной оболочки оптического волокна на основе метода радиочастотной импедансной спектроскопии

Экспериментальный стенд состоял из измеряемой оптической и измерительной электрической частей (рис. 36).

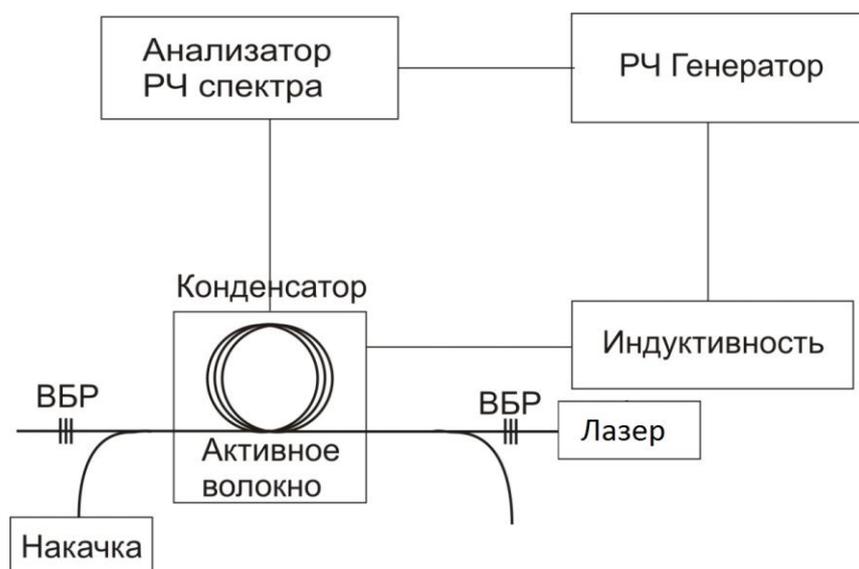


Рис. 36. Обобщенная блок-схема измерительной установки. ВБР – волоконный брэгговские решетки

Оптическая часть представляет собой волоконный лазер с мощным усилителем, описанный в предыдущем параграфе. Исследуемое активное волокно помещалось между двумя медными проводами той же толщины, что и активное волокно, таким образом, образуя гибкий двухпроводный конденсатор с волокном в качестве диэлектрического сердечника. Такая структура круговыми витками наматывается на полый цилиндрический стеклянный каркас (диаметром 50 мм) в виде двойной катушки индуктивности. В результате при такой конструкции создавался колебательный LC-контур, который подключается к РЧ спектроанализатору со встроенным генератором. Упрощенная эквивалентная электрическая схема представлена на рис. 37.

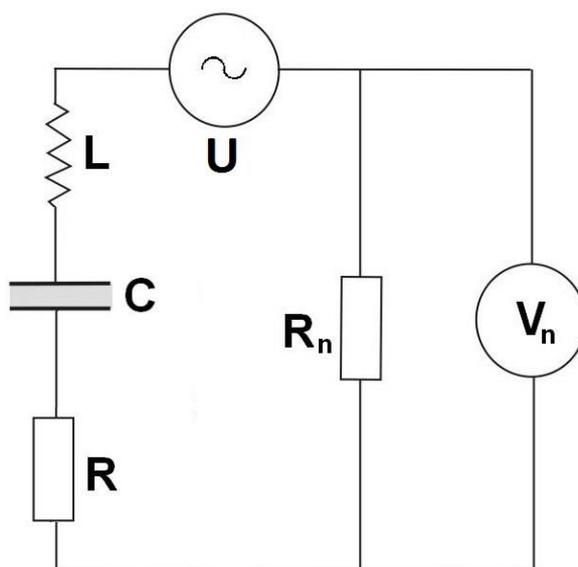


Рис. 37. Эквивалентная электрическая схема установки. С – конденсатор, заполненный диэлектриком, L - катушка индуктивности, R - сопротивление проводов, R_n - нагрузочное сопротивление, U - генератор переменного напряжения, V_n - измеритель напряжения на нагрузочном сопротивлении

РЧ-спектроанализатор регистрировал амплитудно-частотную характеристику LC-контура, которая обладала выраженным резонансным откликом. Стеклянный цилиндр с намотанным двухпроводным конденсатором в ходе калибровочных измерений помещался в электрическую печь-термостат,

которая позволяет разогревать LC-контур до необходимой температуры. Температура в печи контролируется термопарой, подключенной к термоконтроллеру Stanford Research System PTC10.

Основной принцип эксперимента состоит в измерении АЧХ созданного вышеописанным образом колебательного контура и определении его резонансной частоты Rf по пику амплитуды отклика. Импеданс такого контура зависит от емкости C и индуктивности L и определяется по формуле:

$$Z = R + i(2\pi fL - \frac{1}{2\pi fC}). \quad (37)$$

Резонансная частота последовательного колебательного контура определяется по минимуму значения модуля импеданса контура:

$$Rf(T) = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC(T)}}. \quad (38)$$

Емкость двухпроводного конденсатора с диэлектрической сердцевиной, определяется по формуле [85]:

$$C(T) = \frac{\varepsilon_0 \pi l}{\ln \frac{a}{r_c}} \varepsilon(T) + C_{par}, \quad (39)$$

где a – расстояние между центрами проводов, r_c – диаметр проводов, l – длина проводов, ε_0 – диэлектрическая постоянная, C_{par} – паразитная емкость соединительных проводов.

Классическая формула (39) применима только для случая полного однородного заполнения пространства вокруг электродов диэлектриком, для случая частичного и неоднородного заполнения необходимо учитывать коэффициент пропорциональности, связанный с геометрией такого конденсатора (данный коэффициент будет рассчитан, используя математическое моделирование, в главе 5).

Индуктивность катушки-соленоида определяется по формуле:

$$L = \mu_0 \mu_m N^2 \frac{S_l}{l}, \quad (40)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, и μ_m – относительная магнитная проницаемость сердечника катушки, N – число витков, S_l – площадь поперечного сечения катушки, l – длина катушки. Все эти параметры практически не зависят от температуры в исследуемом диапазоне температур.

Диэлектрическая проницаемость полимера ϵ зависит от температуры, следовательно, и емкость двухпроводного конденсатора и резонансная частота колебательного контура будут однозначно зависеть от температуры разогрева полимерной оболочки активного волокна.

Экспериментальные измерения состояли из двух основных этапов:

- калибровочные измерения резонансной частоты экспериментального контура в условиях однородного внешнего разогрева в печи-термостате,
- измерение температуры полимерной оболочки активного волоконного усилителя в условиях разогрева за счет преобразования (усиления) оптического излучения.

Электрические параметры контура были определены, используя измеритель добротности (Q-метр) с функцией измерения емкости и индуктивности. В зависимости от конструктивной схемы значения емкости контура варьировали в пределах 25-40 пкФ, индуктивности - 10-15 мкГн, а резонансной частоты - 5-10 МГц. Активное сопротивление проводов составляло менее 0,1 Ом.

4.4. Измерение температуры разогрева активных волокон, легированных ионами иттербия

Цель эксперимента состояла в определении зависимости температуры разогрева полимерной оболочки оптического волокна от мощности накачки.

Первоначально общая длина двухпроводного конденсатора, намотанного на кварцевый цилиндр, составила 3 метра. Таким образом, внутрь него был помещен весь волоконный усилитель. Схема установки представлена на рис. 38.

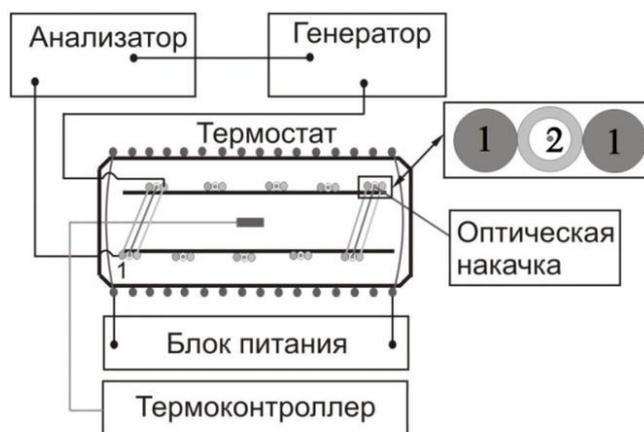


Рис. 38. Блок-схема экспериментальная установки с многовитковым конденсатором для измерения температуры полимерной оболочки активного волокна. 1 – медная проволока, 2 – оптическое волокно

Сначала были проведены калибровочные измерения при фиксированной однородной температуре среды. Для этого колебательный контур помещался в печь-термостат LOIP LF-60/350-VS с нагревательным элементом и системой стабилизации температуры. Для каждого фиксированного однородного значения температуры в термостате (измеряемого термопарой цифрового термоконтроллера) снималась резонансно-частотная характеристика колебательного контура. После этого в термостате задавалось новое фиксированное значение температуры и после ее установления проводилось следующее измерение. Шаг температуры в печи составлял 5-7 градусов. Температура среды в термостате в условиях однородного внешнего разогрева совпадает с однородной температурой полимерной оболочки. Резонансная частота $R_f(T)$ определялась как частота, на которой достигался пик амплитуды отклика колебательного контура.

В ходе эксперимента выяснилось, что заметную погрешность в изменение резонансной частоты в такой установке дает геометрическое изменение положение проводов, формирующих конденсатор, вследствие их термического расширения (коэффициент теплового расширения меди $1,66 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$). Для проверки стабильности установки было проведено измерение резонансной частоты как ничем не заполненного конденсатора, так и конденсатора с помещенным внутрь волокном (рис. 39). Оказалось, что такая модель конденсатора не обеспечивала нужную точность измерений и возврат частоты к исходному значению при остывании.

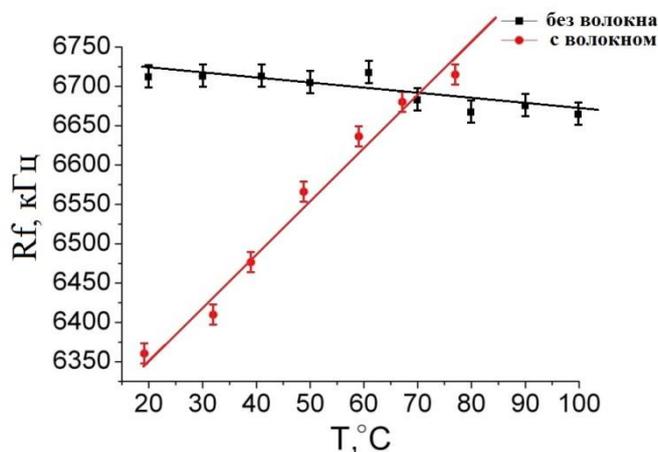


Рис. 39. Зависимость резонансной частоты от температуры в термостате для многовиткового конденсатора длиной 3 м (пустого ■ и с активным волокном между обкладками ●)

Кроме того, намотка всего волоконного усилителя внутри двухпроводной линии имела тот же недостаток, что и описанный ранее интерферометрический способ – это могло позволить измерять только усредненную по всей длине усилителя температуру, которая была сильно неоднородна. Поэтому была создана усовершенствованная модель экспериментальной установки, в которой катушка индуктивности была намотана на кварцевый цилиндр отдельно и последовательно с одновитковым двухпроводным конденсатором, в который помещалась уже не вся усилительная схема, а только участок активного волокна длиной около 15 см (рис. 40).

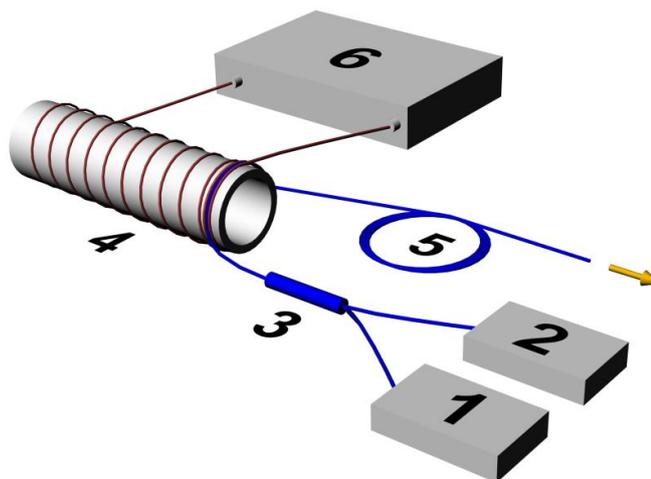


Рис. 40. Блок-схема экспериментальной установки для измерения температуры полимерной оболочки активного волокна. 1 - полупроводниковые многомодовые диоды накачки, 2 - волоконный лазер, 3 – место ввода накачки в волоконный усилитель, 4 – кварцевый цилиндр с намотанными конденсатором и катушкой индуктивности, 5 – активное волокно усилителя, 6 – РЧ-спектроанализатор Anritsu MS4630B

При этом удалось добиться лучшей температурной стабильности двухпроводного конденсатора, но изменения резонансной частоты от температуры стали слабыми и нелинейными, что ухудшило точность, особенно при небольших изменениях температуры (рис. 41).

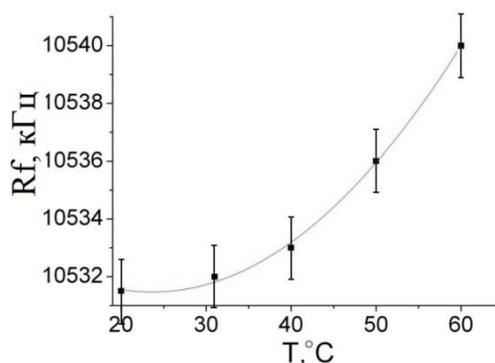


Рис. 41. Зависимость резонансной частоты колебательного контура с одновитковым конденсатором от температуры в термостате

Это было связано с тем, что полимерная оболочка волокна между обкладками конденсатора не заполняла все пространство, и при разогреве расширялась (коэффициент теплового расширения полимера Sylgard $3,1 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$), увеличивая коэффициент заполнения конденсатора диэлектриком. Этот эффект имел обратный знак по сравнению с наблюдаемым эффектом уменьшения диэлектрической проницаемости полимера. Такая комбинация двух противоположных эффектов приводила к слабым и нелинейным наблюдаемым изменениям резонансной частоты и затрудняла обработку экспериментальных результатов.

Для увеличения коэффициента заполнения конденсатора диэлектриком, а также для стабильности положения волокна внутри двухпроводного конденсатора и, следовательно, для увеличения отклика резонансной частоты от температуры, было предложено дополнительно залить свободное пространство в конденсаторе тем же полимером Sylgard, который составлял полимерную оболочку волокна.

Для проверки сначала была осуществлена калибровка залитого полимером двухпроводного конденсатора без наличия в нем волокна (рис. 42).

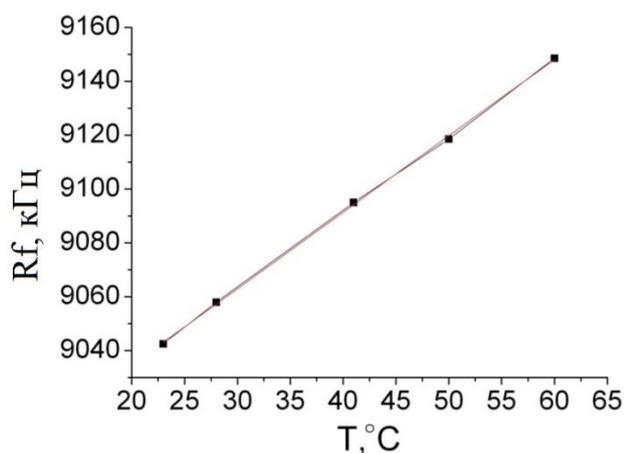


Рис. 42. Зависимость резонансной частоты для одновиткового конденсатора без волокна, полностью залитого полимером

Однородное заполнение полимером двухпроводного конденсатора привело к формированию линейной зависимости резонансной частоты от температуры.

Наконец, была создана оптимальная для измерений модель двухпроводного конденсатора, в котором волокно, помещенное между проводами, было дополнительно залито полимером. Поперечное сечение такого конденсатора изображено на рис. 43.

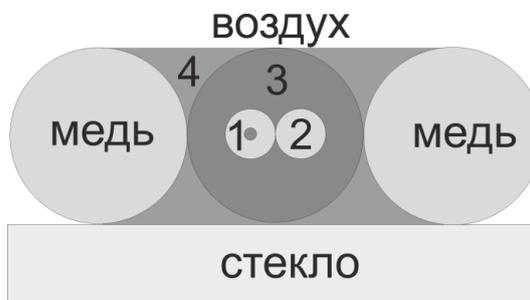


Рис. 43. Поперечный срез двухпроводного конденсатора. 1-3 - двойное активное волокно (1 – одномодовое волокно с активной сердцевиной, 2 – многомодовое волокно, 3 – полимерная оболочка), 4 – фиксирующий полимер, wire – медный провод, glass - стекло

Для измерения был выбран наиболее горячий участок волоконного усилителя длиной 15 см, расположенный вблизи места ввода оптической накачки в активное волокно. Характерные резонансные АЧХ колебательного контура при разогреве в термостате представлены на рис. 44.

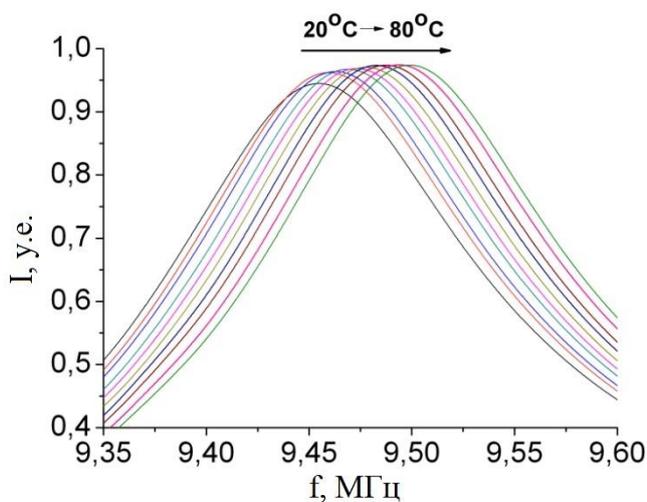


Рис. 44. Резонансные АЧХ LC-контура при разогреве в термостате

В ходе калибровки в термостате была определена зависимость резонансной частоты этого колебательного контура от температуры (рис. 45).

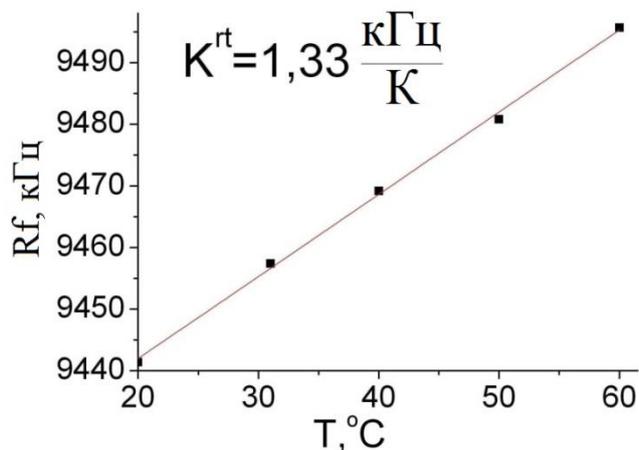


Рис. 45. График зависимости резонансной частоты контура от температуры

Данная зависимость в исследуемом диапазоне температур оказалась линейной. Для характеристики температурной зависимости резонансной частоты АЧХ контура был введен резонансно-термический калибровочный коэффициент K^{rt} LC-контура (41), составивший 1,33 кГц/К:

$$K^{rt} = \frac{dRf}{dT}. \quad (41)$$

Подобная калибровка проводилась перед началом экспериментов для всех используемых в работе вариантов измерительных установок, для каждой из которых был рассчитан коэффициент K^{rt} .

Второй этап работы состоял в измерении резонансной частоты измерительного контура в зависимости от подаваемой мощности накачки P_{pump} . Таким образом, активное волокно разогревалось за счет преобразования и поглощения в нем излучения. Экспериментальные результаты приведены на рис. 46.

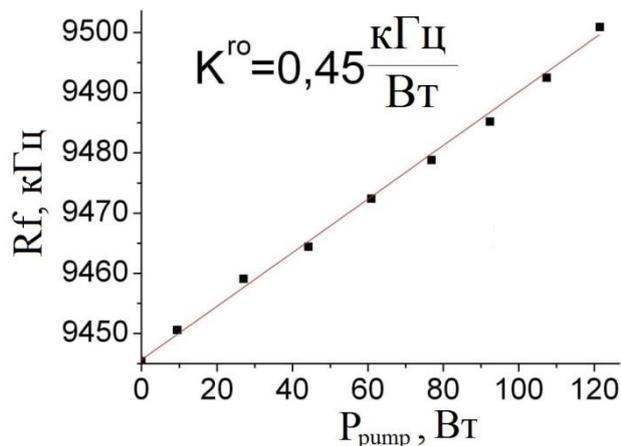


Рис. 46. Зависимость резонансной частоты измерительного контура от мощности накачки

Для характеристики зависимости резонансной частоты от мощности накачки был введен резонансно-оптический коэффициент, определяемый по формуле:

$$K^{ro} = \frac{dR_f}{dP_{pump}} \quad (42)$$

Оказалось, что этот коэффициент равен $0,45 \text{кГц/Вт}$. Зная резонансно-термический и резонансно-оптический коэффициенты можно определить температуру разогрева полимерной оболочки измеряемого участка.

$$\Delta\theta_{eq} = \frac{K^{ro}}{K^{rt}} P_{pump} = \beta P_{pump} \quad (43)$$

где β – коэффициент зависимости разогрева полимерной оболочки волокна от мощности накачки (термо-оптический коэффициент), θ_{eq} – эквивалентная температура полимерной оболочки. Эквивалентная температура отличается от термодинамической температуры $T(x,y,z)$ тем, что представляет собой некую усредненную по измеряемой области температуру неоднородно разогретого тела. При небольших размерах измеряемой области и температурном градиенте в ней эквивалентная температура приближенно равна термодинамической, точное соотношение рассчитывается математическим моделированием. Значение термо-оптического коэффициента составило $0,34 \text{ К/Вт}$. Таким образом, при 120 Вт

накачки и 100 Вт выходной оптической мощности усилителя, эквивалентная температура полимера на самом разогретом участке усилителя достигала 40 градусов (рис. 47).

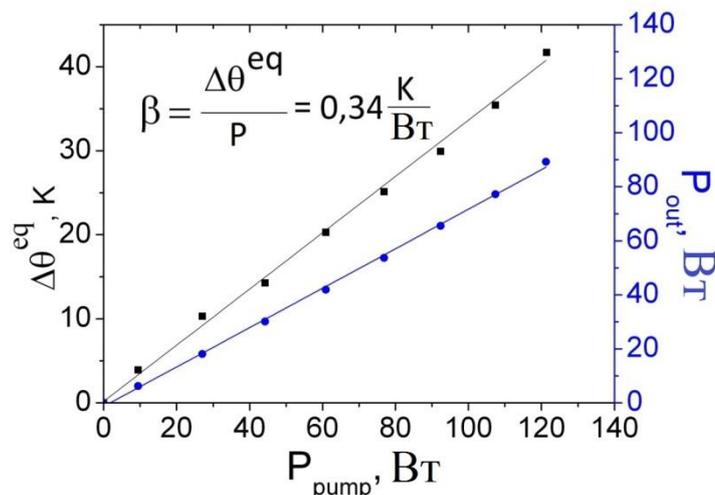


Рис. 47. Зависимость эквивалентной температуры разогрева полимерной оболочки (■) и выходной оптической мощности усилителя (●) от мощности накачки

Для сравнения было решено измерить температуру наименее разогретого участка волоконного усилителя - перед местом выхода излучения накачки, где поглощение накачки минимальное. Резонансно-термический коэффициент оказался также равным 1,33 кГц/К (примерно столько же, как и для первого участка в силу схожести конструкции), а резонансно-оптический оказался нелинеен. При малых мощностях он составлял 0,12 кГц/Вт, что в 4 раза меньше, чем для первого участка, а по мере повышения мощности сильно падал. Этот эффект связан с тем, что длина волны накачки от нагрева диодов накачки при больших токах смещалась в сторону пика поглощения ионов иттербия на длине волны 975 нм, что приводило к увеличению коэффициента поглощения накачки в усилителе (экспериментально измерено с 3,4 до 3,7 дБ/м) и уменьшению доходящей до последнего витка мощности накачки. Суммарный разогрев при 120 Вт составил всего 6 К.

4.5. Измерение температуры разогрева активных волокон, легированных ионами иттербия и эрбия

Тепловые эффекты в активном волокне, легированного ионами Yb с добавлением ионов Er, излучающего на 1550 нм, намного сильнее. Это связано с тем, что энергия размена квантов накачки (~970 нм) и генерации (~1550 нм) в 4 раза больше, чем для иттербиевого лазера с длиной волны генерации ~1060 нм. Для исследований был собран волоконный лазер с мощным усилителем по схеме, идентичной изображенной на рис. 31, но на основе активного волокна, легированного ионами Yb и Er. Брэгговские решетки волоконного лазера были подобраны для генерации на длине волны 1554 нм. Для оптической накачки использовались те же полупроводниковые диоды. В ходе всех экспериментов выходная мощность волоконного лазера (то есть входная для волоконного усилителя) стабильно поддерживалась на уровне 5 Вт. Измерялась температура активного волокна усилителя с мощной накачкой. Длина волокна в усилителе составляла 3,5 метра, поглощение излучения накачки в активной сердцевине при малых мощностях 3,4 дБ/м. Для того, чтобы избежать нежелательной генерации на длине волны 1060 нм, мощность подаваемой накачки была ниже (максимум 50 Вт). Ватт-амперная характеристика диодов накачки приведена на рис. 48.

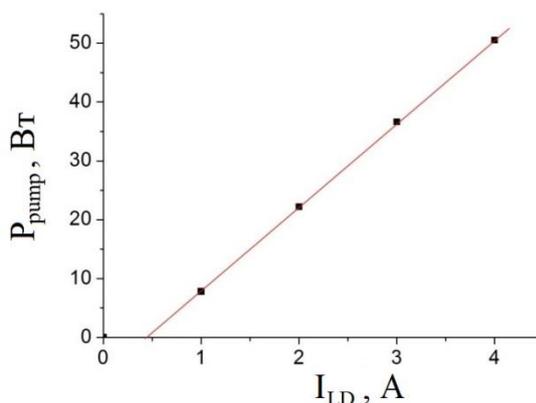


Рис. 48. Ватт-амперная характеристика диодов накачки Yb/Er усилителя

В связи с более низким током в полупроводниковых диодах накачки, чем в экспериментах с иттербиевым лазером, центральная длина волны излучения накачки и коэффициент поглощения накачки в активной сердцевине практически не менялись. Зависимости выходной мощности излучения усилителя и коэффициента усиления от мощности накачки показаны на рис. 49,50.

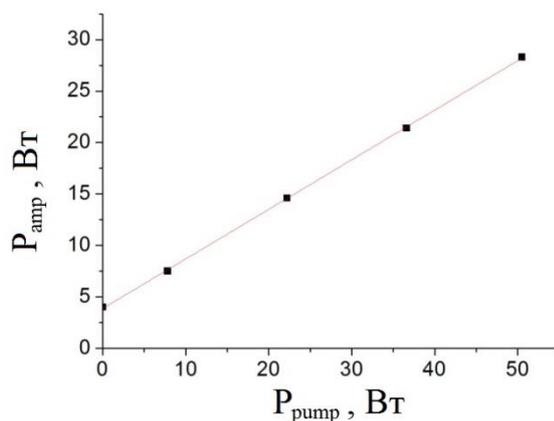


Рис. 49. Зависимость мощности выходного лазерного излучения Yb/Er усилителя от мощности оптической накачки

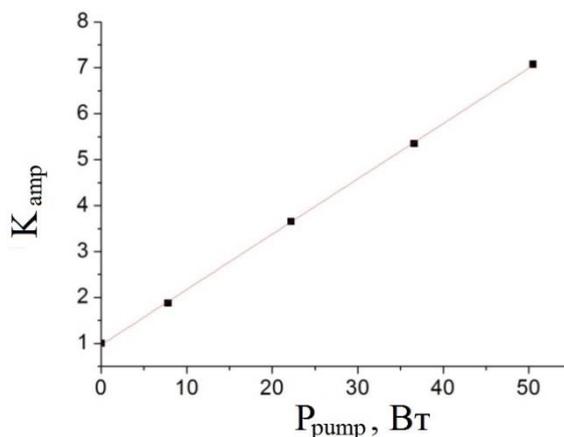


Рис. 50. Зависимость коэффициента усиления Yb/Er усилителя от мощности оптической накачки

В ходе эксперимента было дополнительно предложено исследовать вклад двух механизмов разогрева: разогрев при поглощении и преобразовании накачки и разогрев при прохождении усиленного маломодового лазерного излучения. Меняя места ввода излучения накачки и усиливаемого лазерного излучения,

можно получать на измеряемом участке комбинации максимумов и минимумов излучения накачки и усиленного лазерного излучения. Были исследованы четыре варианта измерительной схемы (рис. 51).

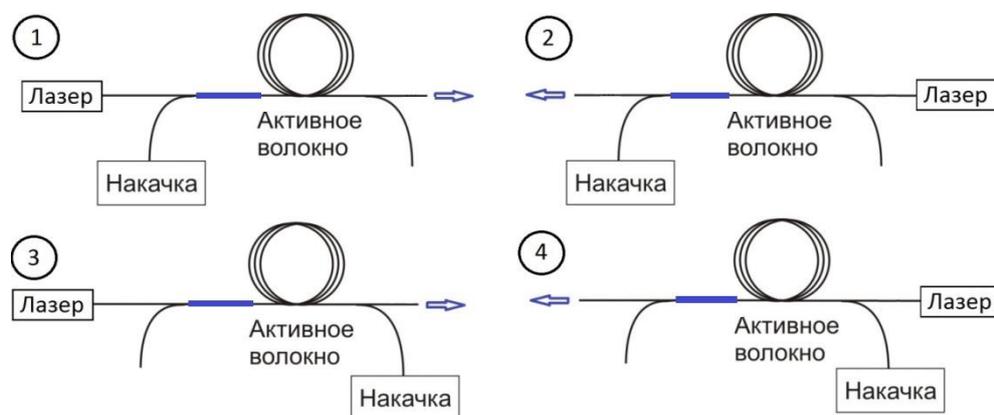


Рис. 51. Варианты размещения измеряемого участка. Стрелкой показан выход лазерного излучения. Жирной линией выделен измеряемый участок

Варианты (1) и (2) обеспечивают максимум мощности поглощаемой накачки в измеряемом участке, а (3) и (4), соответственно, - минимум. Варианты (2) и (3) обеспечивают максимум проходящего усиленного лазерного излучения в измеряемом участке, а (1) и (4) - минимум.

В рамках простого приближения без учета усиленной спонтанной эмиссии распределение мощности излучения накачки $P_{pump}(z)$ и лазерного излучения $P_{amp}(z)$ по длине волокна рассчитываются по формулам:

$$P_{pump}(z) = P_{pump}(0)e^{-\alpha_p z}, \quad (44)$$

$$P_{amp}(z) = P_{amp}(0) + \eta_{amp} P_{pump}(0)(1 - e^{-\alpha_p z}), \quad (45)$$

если усиливаемое маломодовое излучение и многомодовая накачка вводятся с одной стороны.

$$P_{pump}(z) = P_{pump}(0)e^{-\alpha_p z}, \quad (46)$$

$$P_{amp}(z) = P_{amp}(0) + \eta_{amp} P_{pump}(0)(1 - e^{-\alpha_{core}(L-z)}), \quad (47)$$

если усиливается маломодовое излучение и многомодовая накачка вводятся с разных сторон.

Здесь $P_{\text{pump}}(0)$ - мощность вводимой накачки, $P_{\text{amp}}(0)$ - мощность вводимого для усиления лазерного излучения, α_{core} - коэффициент поглощения накачки в активной сердцевине, η_{amp} - эффективность преобразования излучения накачки в маломодовое лазерное излучение, z - расстояние от места ввода накачки.

Графики зависимости мощности накачки и усиленного излучения по длине активной схемы при входной мощности накачке 50 Вт и входной мощности одномодового лазерного излучения 5 Вт показаны на рис. 52.

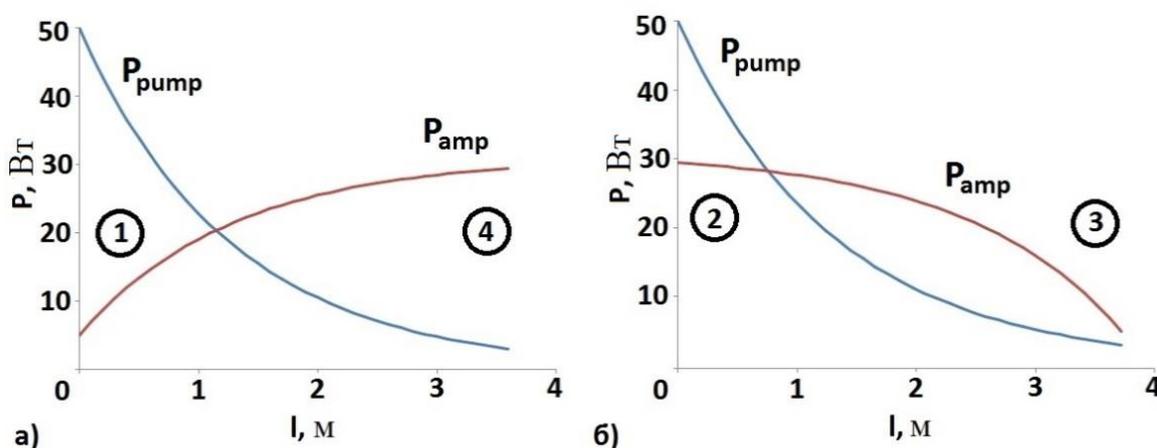


Рис. 52. Распределение мощности накачки и усиленного излучения по длине усилителя. (1), (2), (3), (4) - номера вариантов измерительной схемы, соответствующего этому месту

Измерительный контур (он был один и тот же для всех вариантов измерений - менялись только места ввода оптической накачки и лазерного излучения) был откалиброван в печи-термостате по описанной ранее методике. Резонансно-термический коэффициент составил 0,87 кГц/К (его значение определяется конструкцией конденсатора). После этого были измерены зависимости эквивалентной температуры разогрева от подаваемой мощности накачки для всех конфигураций измерительной схемы (рис. 53).

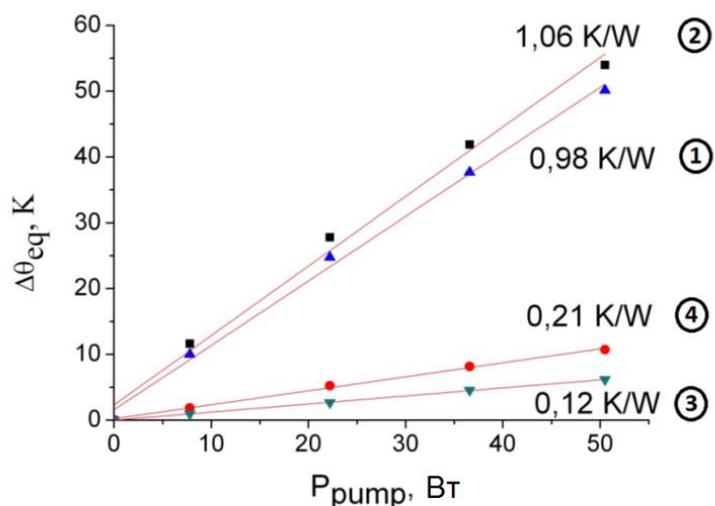


Рис. 53. Эквивалентный разогрев для разных конфигураций лазерной схемы (▲ - 1-й вариант, ■ – 2-й вариант, ▼ - 3-й вариант, ● – 4-й вариант)

Термо-оптические коэффициенты для всех конфигураций приведены в таблице 1.

Таблица 1.

	Максимум оптической накачки	Минимум оптической накачки
Максимум усиленного излучения	1,06 К/Вт	0,21 К/Вт
Минимум усиленного излучения	0,98 К/Вт	0,12 К/Вт

Оказалось, что вклад механизма разогрева, связанного с поглощением оптической накачки (размен квантов), на порядок выше, чем вклад поглощения усиленного лазерного излучения в активном волокне. Тем не менее, показано, что распространение мощного маломодового лазерного излучения в активном волокне также приводит к небольшому дополнительному разогреву.

Сравнивая результаты измерений с иттербиевым активным волокном, который измерялся в конфигурации 2, оказалось, что термо-оптический

коэффициент для Yb/Er усилителя в 3 раза больше. Это связано с тем, что разница между энергиями квантов накачки и генерации в Yb/Er активной среде выше, чем в Yb. Также существует небольшой добавочный разогрев, связанный с общим разогревом установки и локальной окружающей среды. Измерение термопарой показали, что такой разогрев достигает 2 градусов при максимальной мощности, что дает особенно заметный вклад для слабонагреваемых участков усилителя.

4.6. Измерение температуры разогрева нелегированного редкоземельными ионами волокна

Для исследования влияния пассивных потерь излучения накачки был реализован эксперимент с волокном без легирования редкоземельными ионами, а значит без преобразования излучения. Геометрические параметры волокна были идентичны измеряемым ранее. Резонансно-термический коэффициент колебательного контура на основе этого волокна был измерен в термостате и оказался равным 1,15 кГц/К. Измерение температуры разогрева было проведено по общей для всех волокон методике, результаты изображены на рис. 54.

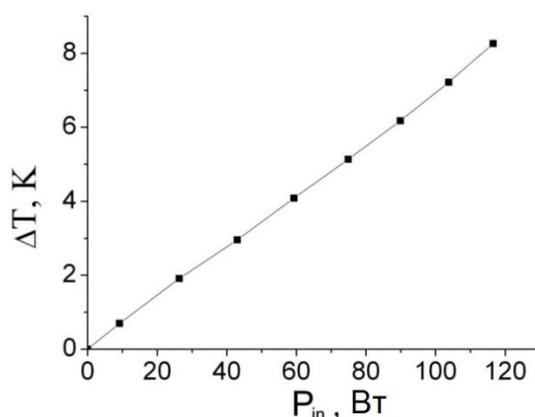


Рис. 54. Разогрев пассивного волокна от мощности излучения накачки

Оказалось, что мощное излучение накачки даже без его преобразования в активной среде приводит к разогреву полимерной оболочки пассивного волокна

на 8 градусов при мощности оптической накачки 120 Вт (термо-оптический коэффициент 0,067 К/Вт). Измеряя выходную мощность накачки, было обнаружено, что суммарные потери мощности накачки в пассивном волокне составляют около 5-7% от подаваемой, при этом основные потери происходят на начальном участке после ввода накачки. Это связано с высвечиванием части накачки при ее вводе в многомодовый световод активного волокна. Часть этого излучения рассеивается в воздухе, а часть поглощается окружающим световод полимером. Так как оптические сварки в месте ввода многомодовой накачки заливают сравнительно толстым добавочным слоем защитного полимера, излучение накачки, высвечивающееся и поглощающееся в полимере, может приводить к значительному дополнительному разогреву у места ввода накачки.

4.7. Физическая модель разогрева оптического волокна на основе разогрева медной проволоки, покрытой полимером

Важной задачей для исследования тепловых эффектов в активном волокне является определение доли оптической мощности, переходящей в тепло. Ее можно рассчитать из измеренных температурных данных для уравнения теплопроводности. Но для математической модели требуется знание граничных условий на границе раздела сред, а также коэффициент теплообмена с окружающей средой. А это не всегда можно определить теоретически. Для калибровки модели разогрева волокна и поиска соответствия между температурой в полимерной и кварцевой оболочке было предложено использовать вместо оптического волокна с кварцевой сердцевиной волокно с металлической сердцевиной. Для этого по схожей технологии, как и для кварцевых волокон, на медную проволоку диаметром 0,1 мм был нанесен слой полимера Sylgard. Геометрические параметры такого волокна были приближены к оптическому волокну. В ходе эксперимента это волокно замещало обычное кварцевое волокно

с полимерным покрытием в установке по измерению температуры полимерной оболочки волокна, аналогичной описанным выше (рис. 55).

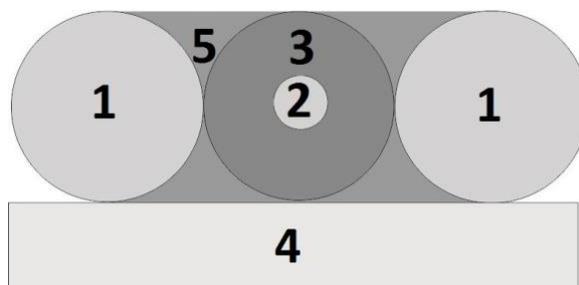


Рис. 55. Поперечное сечение конденсатора: 1 - медный провод, 2 - медный сердечник, 3 - полимерная оболочка Sylgard, 4 - кварцевая подложка, 5 - дополнительный полимер Sylgard

Несмотря на наличие медной проволоки между обкладками двухпроводного конденсатора, изменилась только емкость такой системы, форма резонансной амплитудно-частотной характеристики колебательного контура осталась такой же, а зависимость резонансной частоты Rf от температуры осталась линейной (рис. 56).

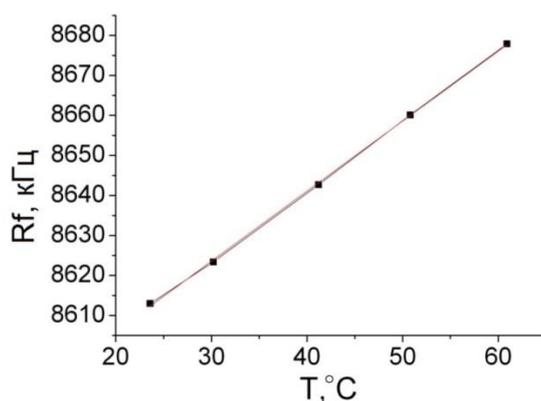


Рис. 56. Зависимость резонансной частоты LC-контурa с встроенной проволокой с полимерным покрытием от температуры в термостате

Методика эксперимента заключалась в измерении температуры проволоки и ее полимерной оболочки при пропускании постоянного электрического тока через

медную сердцевину. Это приводит к разогреву металлической сердцевины по закону Джоуля-Ленца и последующему неоднородному разогреву полимерной оболочки. Таким образом, физически моделируется разогрев волокна при прохождении оптического излучения в сердцевине. Но при этом точно известна тепловая мощность $P_{d.c.}$, выделяемая в проволоке в зависимости от силы тока I и ее сопротивления R :

$$P_{d.c.} = I^2 R . \quad (48)$$

Помимо этого, можно определить и температуру медной проволоки T_{Cu} . Зная температурный коэффициент сопротивления меди ($3,8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$), T_{Cu} вычисляется по измерению изменения сопротивления металла при разогреве по формуле:

$$\Delta T_{Cu} = \frac{\Delta R}{\alpha_r R} . \quad (49)$$

где α_r – температурный коэффициент электрического сопротивления.

Сопротивление рассчитывалось из данных встроенного амперметра и вольтметра у источника тока Agilent Technologies N5765A, использовавшегося для разогрева проволоки.

Параллельно в ходе эксперимента измерялось изменение резонансной частоты колебательного контура, пропорциональное изменению температуры полимера. По полученному резонансно-термическому коэффициенту была определена эквивалентная температура разогрева полимера. Таким образом, было получено соответствие температуры в металлической сердцевине и полимерной оболочке. Зная электрическую мощность, выделяющуюся в металлической сердцевине, также можно определить зависимость температуры металлической сердцевины и внешней полимерной оболочки от выделяемой тепловой мощности в сердцевине (рис. 57).

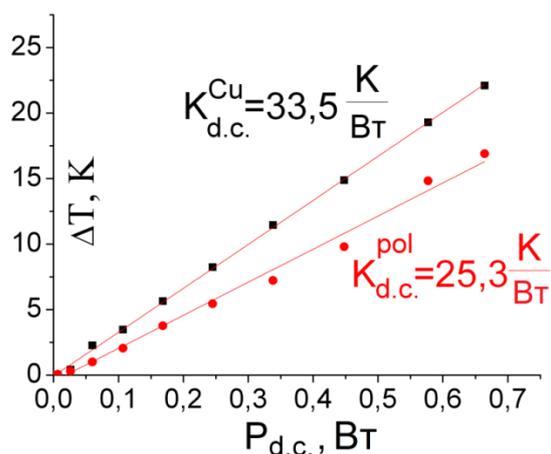


Рис. 57. Зависимость температуры разогрева кварцевой сердцевины, измеренной по сопротивлению проволоки (■), и эквивалентной температуры разогрева полимера, измеренной РЧ методом (●) от выделяемой в сердцевине электрической мощности

Термо-электрические коэффициенты разогрева полимерной оболочки $K_{d.c.}^{pol}$ и металлической сердцевины $K_{d.c.}^{Cu}$ составили соответственно 25,3 и 33,5 К/Вт. Сопоставляя эти измерения, можно оценить температуру сердцевины в случае разогрева оптической мощности: при температуре разогрева полимера 40 К, разогрев сердцевины составит около 53 К. Но стоит отметить, что условия теплопроводности в экспериментах с кварцевой и металлической сердцевиной не совсем идентичны. В оптическом волокне большая часть тепла выделяется в активной сердцевине (диаметр 20 мкм) маломодового волокна, а в металлической сердцевине - однородно по всей толщине (100 мкм). Кроме того, теплопроводность плавленого кварца 1,38 Вт/(м*К), а меди - 400 Вт/(м*К). Однако в силу малых поперечных размеров можно с некоторой погрешностью считать условия теплопроводности схожими. Более точная математическая модель этих двух систем описана в Главе 5.

В эксперименте с активным оптоволокном была получена зависимость температуры разогрева полимерной оболочки от подаваемой мощности накачки, а в эксперименте с металлической сердцевиной - зависимость температуры

разогрева полимерной оболочки от выделяемой в сердцевине тепловой мощности. Сопоставляя эти результаты, оценим долю оптической мощности, выделяющейся в виде тепла в волоконном лазере. Зная коэффициент поглощения оптической накачки, было подсчитано, что в иттербиевом волоконном лазере на измеренном (самом разогретом) участке при максимуме подаваемой накачки поглощалось около 12 Вт оптической мощности. Это приводило к разогреву полимерной оболочки на 40,8 К. А 1 Вт электрической мощности, переходящей в тепло, вызывал разогрев полимерной оболочки на 25,2 К. Из этой пропорции можно оценить долю поглощенной мощности оптической накачки переходящей в тепло - 13,5%. Для сравнения тепловой вклад эффекта размена квантов η_q дает при длине волны накачки $\lambda_{pump}=960$ нм и генерации $\lambda_{gen}=1070$ нм:

$$\eta_q = \frac{\frac{hc}{\lambda_{pump}} - \frac{hc}{\lambda_{gen}}}{\frac{hc}{\lambda_{pump}}} = 1 - \frac{\lambda_{pump}}{\lambda_{gen}} \approx 10\% \quad . \quad (50)$$

То есть доля оптической мощности, переходящей в тепло, выше вклада только механизма размена квантов. Проанализировав совокупность всех экспериментальных результатов и выводов, была определена доля всех механизмов преобразования оптического излучения в легированном ионами Yb волоконном усилителе.

Оптическая накачка (100%) преобразуется в маломодовое излучение (~75% - эффективность волоконного усилителя), тепловую энергию за счет размена квантов (~10%), тепловую энергию за счет иных механизмов - поглощения излучения накачки и люминесценции в полимере, безызлучательных переходов (~3%), высвечивается при заведении в многомодовую оболочку двойного волокна (~5%), проходит через активную схему без преобразования и высвечивается на выходе (~7%).

4.8. Измерение конвективного коэффициента теплообмена полимерной оболочки с окружающей средой

Для построения математической модели разогрева особо важен коэффициент теплообмена h^T с окружающей средой. Из общепринятой модели разогрева [3,4] видно, что температура разогрева практически обратно пропорциональна этому коэффициенту h^T :

$$\Delta T_{pol}(r) = \frac{\eta}{2\pi} \frac{dP_{vabs}}{dl} \left(\frac{1}{h^T r_{pol}} + \frac{\ln \frac{r_{pol}}{r}}{k_{pol}} \right). \quad (51)$$

Основной механизм теплоотвода для оптического волокна без водяного охлаждения - конвективный. Однако по закону Стефана-Больцмана при больших температурах все большую роль начинает играть теплоотвод за счет теплового излучения, пропорциональный четвертой степени температуры. В работе [86] показано, что при температуре разогрева выше 500 градусов, излучательный коэффициент теплообмена начинает превалировать. Однако при наших значениях температур вклад этого эффекта на порядок ниже конвективного.

Коэффициент конвективного теплообмена может быть определен аналитически, но это далеко не всегда возможно. В общем случае аналитическое решение базируется на решении дифференциального уравнения Навье-Стокса с уравнением теплопроводности. Для ряда конкретных геометрических тел и типов потока значения конвективного коэффициента теплообмена были получены различными авторами эмпирически. В частности, в случае конвективного охлаждения протяженных горизонтальных цилиндрических тел диаметром D выполняется соотношение [87]:

$$h^T = \frac{k_{air}}{D} \left(0,6 + \frac{0,387 Ra_D^{\frac{1}{4}}}{\left(1 + \left(\frac{0,559}{Pr} \right)^{\frac{9}{8}} \right)^{\frac{1}{4}}} \right)^2, \quad (52)$$

при условии, что $10^{-5} < Ra_D < 10^{12}$

где k_{air} - коэффициент теплопроводности воздуха, Ra – число Рэлея, а Pr – число Прандтля.

Число Рэлея — безразмерное число, определяющее поведение жидкости (газа) под воздействием градиента температуры. Если число Рэлея меньше некоторого критического значения, то теплоотвод идет за счет теплопроводности жидкости (газа), а если больше, то определяющую роль начинает играть конвективные потоки.

$$Ra_D = \frac{g\alpha_l\Delta T l^3}{\nu\chi_T}, \quad (53)$$

где g - ускорение свободного падения, l - характеристический размер области, ΔT - разность температур, ν - кинематическая вязкость, χ_T - температуропроводность, α_l - коэффициент теплового расширения.

Число Прандтля - один из критериев подобия тепловых процессов в жидкостях и газах, который учитывает влияние физических свойств теплоносителя на теплоотдачу:

$$Pr = \frac{\nu}{\chi_T}. \quad (54)$$

Однако в реальном эксперименте геометрия объекта и допущения при расчете не всегда соответствуют теоретической модели. Поэтому была поставлена цель измерить конвективный коэффициент теплообмена для нашей установки экспериментально.

Для этого была использована установка с медной проволокой в качестве сердцевины, покрытой полимерной оболочкой. В ходе эксперимента медная проволока разогревалась при прохождении через нее сильного электрического тока. При выключении тока снималась временная зависимость сопротивления остывающей проволоки. Для быстрых измерений сопротивления проволоки использовался программируемый миллиомметр АВМ Е6-25, данные с которого считывались компьютером с частотой 10 раз в секунду через интерфейс RS-232. Как и в предыдущем эксперименте, по изменению сопротивления была

рассчитана зависимость температуры металлической сердцевины от времени при остывании.

Кинетика изменения температуры при остывании определяется по формуле Ньютона-Рихмана

$$T = T_c + e^{-\frac{h^T S}{C_q} t} (T_0 - T_c), \quad (55)$$

где T_c - температура окружающей среды, T_0 - температура тела в начальный момент времени, S - площадь поверхности тела, C_q - теплоемкость тела.

Эта формула верна только для тел с малыми размерами и большой теплопроводностью ("термически тонких"), в которых температуру внутри тела можно считать однородно меняющейся во времени. Эти параметры характеризуются числом Био (Bi):

$$Bi = \frac{h^T l}{k}, \quad (56)$$

где l - характерный поперечный размер тела, k - коэффициент теплопроводности.

Малое число Био (меньше 0,1) позволяет считать тело термически тонким. В нашей установке число Био было порядка 10^{-2} , что позволяет использовать формулу (55). Зная площадь поверхности и общую теплоемкость системы, из временного показателя экспоненты можно рассчитать коэффициент теплообмена.

Для проверки методики был измерен коэффициент теплообмена для металлической проволоки толщиной 100 мкм, покрытой слоем полимера, моделирующей разогрев оптического волокна. При этом проволока не помещалась между обкладками конденсатора, а находилась растянутой на воздухе. Зависимость температуры проволоки от времени была практически экспоненциальной, что говорит о том, что закон Ньютона-Рихмана для нее выполняется. По расчетной формуле (55) коэффициент теплообмена h^T оказался равен 70 ± 5 Вт/(м²*К) (большой разброс наблюдался в ходе всех экспериментов и объясняется флуктуациями потоков воздуха, сильно влияющие на коэффициент теплообмена).

Для определения коэффициента теплообмена в тех условиях, в которых проводились эксперименты по измерению температуры, 100 мкм проволока с полимерным покрытием была помещена между обкладками двухпроводного конденсатора. Результаты измерения (рис. 58) показали, что в этом случае экспоненциальность охлаждения такой системы уже не сохраняется.

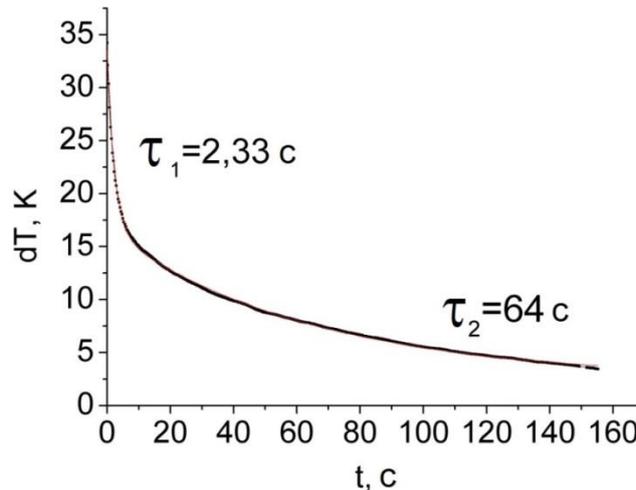


Рис. 58. График зависимости температуры медной проволоки в экспериментальной установке при охлаждении

График зависимости температуры от времени аппроксимировался суммой двух экспонент - быстрой и медленной. Это говорит о том, что внутри конденсатора действуют два параллельных механизма охлаждения: быстрое охлаждение металлической сердцевины (90% общего разогрева) и последующее медленное охлаждение всего конденсатора с локальным участком кварцевой трубы (10% от общего разогрева). Коэффициент теплообмена для быстрого процесса охлаждения составил $65 \pm 5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, что практически равно коэффициенту теплообмена, измеренному вне конденсатора. Для медленного процесса аппроксимация экспонентой была уже не такой четкой, что связано с тем, что число Био для этого относительно объемного локального участка установки становится велико и его остывание отклоняется от закона Ньютона-Рихмана. Процесс медленного изменения температуры связан с локальным разогревом измерительной установки и окружающей среды. Эта небольшая

добавка в 2-3 градуса наблюдалась и в экспериментах с разогревом оптического волокна.

Подставив значение $h^T=65\pm 5$ Вт/(м²*К) в формулу (51), оценим величину разогрева полимерной оболочки. При $\eta=0,1$ (только размен квантов) температура разогрева полимерной оболочки самого разогретого участка в наших условиях эксперимента при максимальной мощности накачки составляет 35 ± 3 К, а при рассчитанном в параграфе 4.7 коэффициенте $\eta=0,135$ - 40 ± 4 К. Несмотря на большой разброс, связанный с флуктуациями коэффициента теплообмена, реальный измеренный разогрев полимерной оболочки (41К) подтверждает определенную ранее оценку доли оптической мощности, переходящей в тепло.

Глава 5. Математическое моделирование распределения электрического поля и температуры в активном волокне в условиях эксперимента

Аналитическое решение уравнений возможно только для узкого круга задач. Для нахождения распределения температуры и электрического поля в активном волокне в нашей экспериментальной установке использовался аппарат математического моделирования. Для этого в программе COMSOL Multiphysics была создана физическая модель использовавшегося в эксперименте двухпроводного конденсатора с оптическим волокном внутри него, намотанными на кварцевый цилиндр. Моделирование было проведено методом конечных элементов для треугольного геометрического разбиения. Создание математической модели включало в себя несколько последовательных этапов:

1. Создание точной двумерной геометрической модели активного волокна между обкладками двухпроводного конденсатора.
2. Задание известных электрических и термодинамических свойств элементам модели.
3. Выбор системы уравнений для расчета поля (электростатическая или термодинамическая модели).
4. Геометрическое разбиение на треугольные конечные элементы для расчета.
5. Задание значений электрического заряда/объемной тепловой мощности и граничных условий для модели
6. Математический расчет электростатического и теплового поля в созданной модели

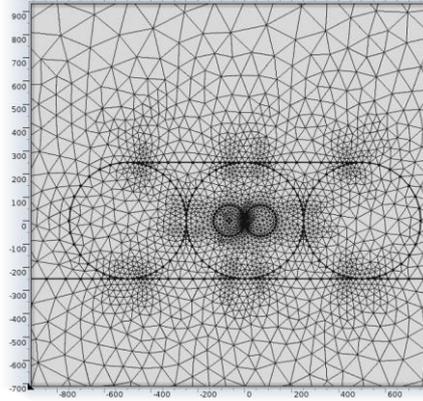


Рис. 59. Геометрическое разбиение на треугольные конечные элементы для поперечного сечения двухпроводного конденсатора с активным волокном между обкладками

5.1. Расчет распределения электрического поля в двухпроводном конденсаторе с активным волокном

В первую очередь, используя математическое моделирование, было рассчитано распределение электрического поля в двухпроводном конденсаторе с активным волокном внутри него. Уравнения для расчета постоянного поля:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_V, \quad (57)$$

$$\vec{E}_e = -\vec{\nabla}U, \quad (58)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{D} = 0, \quad (59)$$

Где ∇ - оператор набла, \vec{D} – вектор электрической индукции, \vec{E}_e – вектор напряженности электрического поля, U – электрический потенциал, \vec{n} – вектор нормали к поверхности. Физические параметры среды: диэлектрическая проницаемость в РЧ-диапазоне полимера (2,8) и кварца (3,8) взяты из табличных значений [88,89]. Расчет распределения постоянного поля (рис. 60) был проведен для условного заряда на обкладках конденсатора в 10^{-9} Кл. Рассчитав напряжение на электродах конденсатора при таком заряде, можно рассчитать емкость

конденсатора и эквивалентную диэлектрическую проницаемость составного диэлектрика.

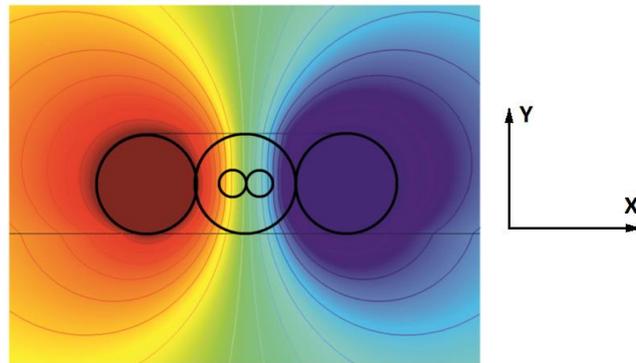


Рис. 60. Распределение электрического поля в двухпроводном конденсаторе с активным оптическим волокном

Напряженность поля практически полностью сконцентрирована внутри конденсатора. Рассчитанная разность потенциалов на обкладках конденсатора при заряде 10^{-9} Кл составила 19,48 В, что соответствует емкости равной 51,3 пФ при длине 1 м. Рассчитанная по теоретической формуле (39) для двухпроводной линии (без учета диэлектрика между обкладками) емкость составляет 19,8 пФ. Таким образом, эквивалентная однородному заполнению диэлектрическая проницаемость такого составного диэлектрика в конденсаторе в РЧ диапазоне равна 2,6.

Для сравнения аналогичное моделирование было проведено для случая, когда между обкладками двухпроводного конденсатора помещалось не оптическое волокно, а тонкая медная проволока, покрытая полимером (рис. 61).

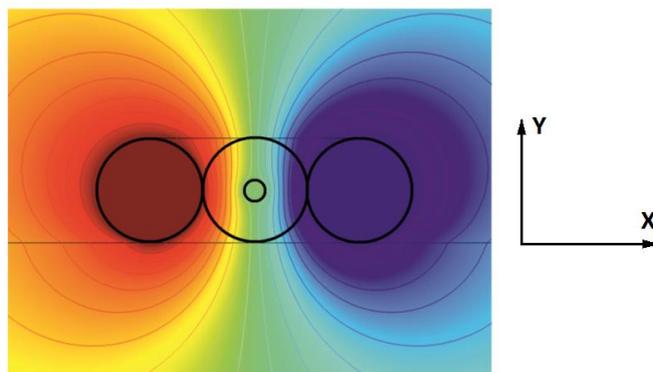


Рис. 61. Распределение электрического поля в двухпроводном конденсаторе

Моделирование показало, что, несмотря на наличие металлического сердечника, емкость такого конденсатора изменилась незначительно (52,1 пФ). Это позволяет считать, что электрические свойства конденсаторов в экспериментах с активным волокном и тонкой проволокой, покрытой полимером, практически идентичны.

5.2. Расчет распределения температуры в активном волокне в условиях усиления лазерного излучения

Для математического расчета распределения температуры в конденсаторе применялась та же геометрическая модель. Только конденсатор был расположен вертикально, как и было в реальном эксперименте: медные проволоки и активное волокно было намотано на кварцевый цилиндр кольцами, плоскости которых параллельны плоскости лабораторного стола. В отличие от расчета распределения электрического поля, это важно, так как от этого зависит конвективный коэффициент теплообмена для разных граней. Модельный расчет строился на основе уравнения теплопроводности (60) с граничными условиями на внутренних (61) и внешних (62) границах сред:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) = -Q, \quad (60)$$

$$-\vec{n} \cdot (k \nabla T) = 0, \quad (61)$$

$$-\vec{n} \cdot (k \nabla T) = h^T (T_{ext} - T), \quad (62)$$

где ∇ - оператор набла, T – температура, T_{ext} – температура окружающей среды, k – коэффициент теплопроводности, h^T – конвективный коэффициент теплообмена, \vec{n} – вектор нормали к поверхности.

Для моделирования был выбран самый значимый для исследований участок волокна, находящийся сразу же после места ввода накачки. Результаты моделирования для этого участка для максимальной в нашем эксперименте мощности накачки 120 Вт изображены на рис. 62. Единственным источником

тепла в данном моделировании принимался размен квантов генерации и накачки в активной сердцевине волокна (10% от поглощенной мощности накачки на данном участке). С учетом незначительной длины участка плотность поглощенной мощности накачки считалась равномерной по длине. Расчет конвективного коэффициента теплообмена с окружающей средой производился из уравнений Навье-Стокса и эмпирических уравнений конвективного охлаждения поверхностей [87].

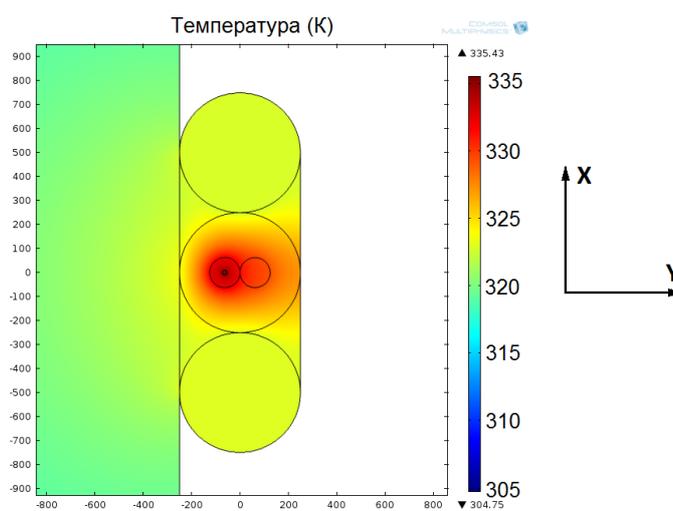


Рис. 62. Распределение температуры в двухпроводном конденсаторе с активным оптическим волокном (при комнатной температуре 293,15 К)

Усреднив температуры для разных оболочек, были получены следующие результаты:

Усредненная температура активной сердцевины: 335,1 К (разогрев 42,0 К).

Усредненная температура плавленного кварца: 331,4 К (разогрев 38,2 К).

Усредненная температура полимерной оболочки волокна: 326,8 К (разогрев 33,6 К).

Усредненная температура всего полимера: 325,6 К (разогрев 32,4 К).

Из этих результатов видно, что при расчете температуры с учетом только энергии разменов квантов в сердцевине разогрев оказался заметно ниже экспериментальных данных (разогрев в полимере – 41 К).

5.3. Расчет распределения температуры в активном волокне с учетом коаксиальной модели разогрева

В параграфах 5.6 и 5.7, исходя из наших экспериментальных результатов, была дана оценка, что доля поглощенной мощности накачки, переходящая в тепло составляет около 13,5%, из которых 10% - энергия размена квантов, а 3,5% – поглощение излучения накачки и люминесценции в полимерной оболочке. Для проверки в математическую модель из параграфа 5.2 был введен добавочный разогрев в полимерной оболочке (рис. 63).

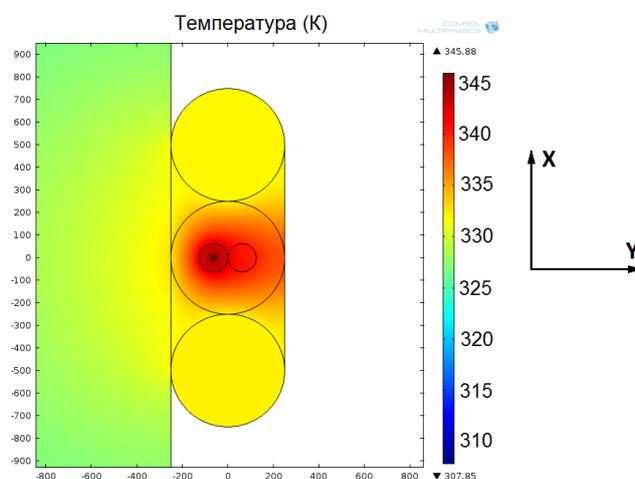


Рис. 63. Распределение температуры в двухпроводном конденсаторе с активным оптическим волокном с добавочным разогревом в полимерной оболочке (при комнатной температуре 293,15 К)

Усреднив температуры для разных оболочек, были получены следующие результаты:

Усредненная температура активной сердцевины: 345,5 К (разогрев 52,4 К).

Усредненная температура плавленого кварца: 341,9 К (разогрев 48,8 К).

Усредненная температура полимерной оболочки волокна: 337,0 К (разогрев 43,8 К).

Усредненная температура всего полимера: 335,5 К (разогрев 42,3 К).

Эти результаты гораздо лучше совпадают с экспериментальными данными, что еще раз подтверждает наличие дополнительных механизмов разогрева.

Аналогично был смоделирован конденсатор с тонкой металлической проволокой, покрытой полимером, внутри него (рис. 64). Тепловая мощность была задана эквивалентной вышеприведенной модели, но выделяющейся только в металлической сердцевине.

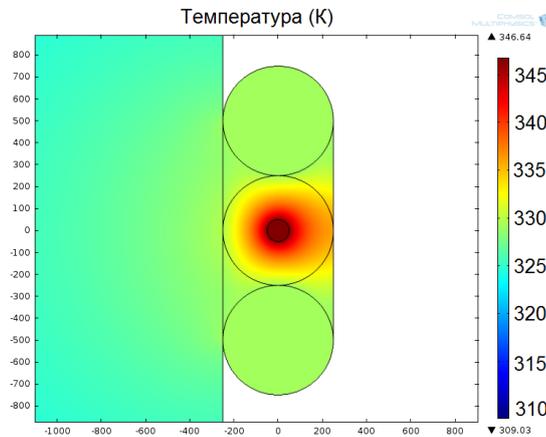


Рис. 64. Распределение температуры в двухпроводном конденсаторе с металлической проволокой, покрытой полимером (при комнатной температуре 293,15 К)

В связи с разным распределением выделяемой тепловой мощности в оптическом волокне и волокне с медной сердцевиной, температурное распределение внутри конденсатора также оказалось другим:

Усредненная температура медной проволоки: 346,3 К (разогрев 53,2 К).

Усредненная температура полимерной оболочки: 335,4 К (разогрев 42,3 К).

Усредненная температура всего полимера: 333,6 К (разогрев 40,5 К).

Так как различия с результатами моделирования для активного волокна незначительные, то эксперимент с тонкой проволокой, покрытой полимером, вполне может быть использован для физического моделирования активного оптического волокна с некоторыми поправками.

5.4. Сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными и результатами измерений, полученными другими методами

Обобщенное сравнение результатов, полученных в ходе эксперимента и компьютерного моделирования, приведено в таблице 2.

Таблица 2.

	Эксперимент с активным оптическим волокном	Модельный расчет для оптического волокна без учета коаксиальной модели	Модельный расчет для оптического волокна с учетом коаксиальной модели	Эксперимент с волокном с медной сердцевиной	Модельный расчет для волокна с медной сердцевиной	
Мощность оптической накачки	120 Вт	120 Вт	120 Вт	-	-	-
Выделяемая тепловая мощность	-	1,2 Вт	1,6 Вт	0,65 Вт	0,65 Вт	1,6 Вт
Разогрев активной сердцевины	-	42 К (диаметр 20 мкм)	52 К (диаметр 20 мкм)	22 К (диаметр 100 мкм)	22,5 К (диаметр 100 мкм)	53 К (диаметр 100 мкм)
Разогрев кварцевой оболочки	-	38 К	49 К	-	-	-
Разогрев полимерной оболочки	41 К	32 К	42 К	16,5 К	17,5 К	40,5 К
Номера столбцов	1	2	3	4	5	6

Из таблицы видно, что модельный расчет с учетом коаксиальной модели разогрева волокна (столбец 3) хорошо совпадает с экспериментальными результатами (столбец 1). А вот разогрев в модели, учитывающей только размен квантов оптической накачки и генерации в активной среде (столбец 2), оказался заметно ниже. Компьютерное моделирование (столбец 3) также позволяет сопоставить экспериментально измеренную эквивалентную температуру полимера с разогревом отдельных оболочек волокна (активной сердцевины, кварцевой и полимерной оболочек).

Также было получено хорошее соответствие результатов между экспериментом (столбец 4) и моделью (столбец 5) и для волокна с медной сердцевиной. Кроме того, проведя расчеты для той же выделяемой тепловой мощности, что и в случае с оптическим волокном (столбец 3), были получены схожие результаты для расчетных температур (столбец 6). Таким образом, компьютерное моделирование в рамках принятых приближений подтвердило необходимость учета коаксиальной модели разогрева. А разогрев медной сердцевины в волокне также хорошо коррелирует с моделью разогрева оптического волокна.

Для того, чтобы сравнить полученные методом РЧ импедансной спектроскопии экспериментальные результаты данной работы с другими известными методами измерения, удобно сравнивать разогрев волокна в зависимости от тепловой нагрузки (выделяемой тепловой мощности на единицу длины волокна). В нашем эксперименте тепловая нагрузка для самого разогретого участка волокна при максимальной мощности накачки составляла около 8 Вт/м и соответствующий разогрев участка составлял около 40 К. При этом двухпроводный конденсатор играл роль пассивного радиатора для разогретого волокна. Следует отметить, что экспериментальные результаты зависят от условий теплоотвода, которые сильно различаются в различных экспериментальных установках, поэтому результаты довольно сложно сопоставлять. В работе [73], например, был исследован разогрев волокна в

зависимости от различных условий теплообмена, причем оказалось, что разогрев может меняться в широком диапазоне при одинаковой тепловой нагрузке, но разных внешних условиях. В этой работе температура волокна измерялась с помощью ИК-камеры. При тепловой нагрузке примерно 3,5 Вт/м разогрев полимерной оболочки волокна составил 18-30 К (и 8-9 К для волокна залитым теплоотводящим материалом) в зависимости от конфигурации радиатора. Также в работе [2] для Yb/Er лазера был экспериментально измерен и рассчитан разогрев полимерной оболочки волокна, который оказался около 200 К при тепловой нагрузке около 25 Вт/м. Радиатора в этом эксперименте не было, зато активное волокно находилось в тепловом контакте с пассивным измерительным. В целом, соотношение температуры разогрева к тепловой нагрузке, измеренной разработанным методом РЧ импедансной спектроскопии, соответствует данным, полученным известными в мировой литературе методами. При этом метод РЧ спектроскопии бесконтактно определяет температуру непосредственно полимерной оболочки активного волокна, которая является наиболее критической областью для температурного разрушения волокна.

Заключение

В данной работе представлен бесконтактный метод измерения температуры полимерной оболочки активных световодов на основе метода радиочастотной импедансной спектроскопии. На основе полученных результатов была предложена новая коаксиальная модель разогрева волокна, в которой утверждается, что помимо размена квантов накачки и генерации большую роль в разогреве волокна играет поглощение рассеянного излучения накачки и фотолюминесценции в полимерной оболочке волокна. Из измерений оптических спектров поглощения полимеров были обнаружены существенные пики поглощения излучения в полимере на длинах волн, которые попадают в спектральный диапазон длин волн излучения накачки и фотолюминесценции мощных волоконных лазеров. Больше всего этот эффект проявляется на начальном участке ввода оптической накачки и еще больше усугубляется, если все волокно помещено в толстый слой полимера в лазерном блоке.

Для точного измерения температуры в полимерной оболочке оптического волокна разработана оригинальная конструкция стенда и методика измерения. Разработанный метод позволяет определять температуру разогрева защитного полимерного слоя – наиболее уязвимого с точки зрения тепловой деградации в активных оптических волокнах. Было показано, что в радиочастотном диапазоне температурная зависимость диэлектрической проницаемости полимеров, использующихся в качестве защитного покрытия кварцевых волокон, намного выше, чем аналогичная зависимость для кварцевого стекла. Таким образом, используя метод импедансной спектроскопии для оптического волокна с полимерной оболочкой можно определить температуру полимера, а, используя математическое моделирование на основе решения стационарного уравнения теплопроводности, можно рассчитать температуру сердцевины волокна.

Использование разогреваемой электрическим током медной проволоки в качестве сердечника полимерного волокна позволяет смоделировать условия

тепловыделения в активном оптическом волокне, а также определить выделяемую тепловую мощность в сердцевине волокна и конвективный коэффициент теплообмена волокна с окружающей средой.

В данной работе подтверждена важная роль тепловых и оптических свойств полимеров, используемых в качестве защитного покрытия активных волокон световодов. Представленная в работе методика, основанная на радиочастотной импедансной спектроскопии, позволяет измерять температуру не только в полимерной оболочке пассивных и активных волокон, но и исследовать другие типы световодов, включая полимерные оптические волокна.

Список цитируемой литературы:

- [1] Сайт компании IPG Photonics [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.ipgphotonics.com/Collateral/Documents/English-US/HP_Brochure.pdf
- [2] Jeong, Y. Thermal characteristics of an end-pumped high-power ytterbium-sensitized erbium-doped fiber laser under natural convection / Y. Jeong [et al.] // *Optics Express*. – 2008. – V. 16. – P. 19865-19871.
- [3] Davis, M.K. Thermal Effects in Doped Fibers / M.K. Davis [et al.] // *Journal of Lightwave Technology*. – 1998. – V. 16. – P. 1013-1023.
- [4] Brown, D.C. Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers / Brown D.C., Hoffman H.J. / *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2001. – V. 37. – № 2. – P. 207-217.
- [5] Raistrick, I.D. Application of impedance spectroscopy to materials science / I.D. Raistrick // *Annual Review of Materials Science*. – 1986. – V. 16. – P. 343-370.
- [6] Barsoukov, E. Impedance Spectroscopy: Theory, Experiment, and Applications / E. Barsoukov, J. R. Macdonald. – John Wiley & Sons, 2009. – 608 p.
- [7] Mijovich, J. Dielectric Spectroscopy of Reactive Polymers [Электронный ресурс] / J. Mijovich, B. D. Fitz // *Application Notes on Dielectric and Impedance Spectroscopy*. – 1998. – Режим доступа: http://www.novocontrol.de/pdf_s/APND2.PDF
- [8] Свирская, С.Н. Общие сведения о диэлектриках. Сегнето-, пьезо- и пироэлектрики. Часть 1: Учебное пособие. / С.Н. Свирская. – Ростов–на–Дону: ЮФУ, 2008. – 56 с.
- [9] Orazem, M.E. Electrochemical Impedance Spectroscopy / M. E. Orazem, B. Tribollet. – John Wiley & Sons, 2008. – 523 p.
- [10] Bierlein, J.D. Electro-optic and dielectric properties of KTiOPO_4 / J.D. Bierlein, C.B. Arweller // *Applied Physics Letters*. – 1986. – V. 49. – № 9. – P. 917-919.

[11] Park, J.-H. Impedance spectroscopy of KTiOPO_4 single crystal in the temperature range – 100 to 100 °C / J.-H. Park [et al.] // Applied Physics A. – 2004. – V. 78. – P. 745-748.

[12] Krupka, J. Measurements of permittivity, dielectric loss tangent, and resistivity of float-zone silicon at microwave frequencies / J. Krupka [et al.] // Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on. – 2006. – V. 54. – № 11. – P. 3995-4001.

[13] Gomes, W.P. Impedance spectroscopy at semiconductor electrodes: Review and recent developments / W.P. Gomes, D. Vanmaekelbergh // Electrochimica Acta. – 1996. – V.41. – № 7–8. – P. 967-973.

[14] Alizarin, K.P. Impedance spectroscopy study of an organic semiconductor / K.P. Alizarin // Physica B Condensed Matter. – 2007. – V. 388. – № 1. – P. 118-123.

[15] Пат. 2332675 Российская Федерация. МПК G01R 27/26. Способ определения диэлектрических характеристик полимерных систем / Ивановский В.А.; заявитель и патентодатель Тамбовское высшее военное авиационное инженерное училище радиоэлектроники (Военный институт). – № 2006144774/28; заявл. 15.12.06; опубл. 27.08.08, Бюл. №24. – 7 с.

[16] Patent 4883366 A United States. МПК G01K7/34. Temperature sensor / K. Dohi, A. Kumada, M. Murata; заявитель и патентодатель Murata Mfg. Co., Ltd. – US 07/250,738. – заявл. 28.09.88; опубл. 28.11.89.

[17] Patent 6388255 B1 United States. МПК G01K7/34. Temperature sensor and sensing apparatus / M. Di Maio, R.Reichle; заявитель и патентодатель European Atomic Energy Community (Euratom). – US 09/297,689. – заявл. 06.11.97; опубл. 14.05.02.

[18] Дрокин, Н. А. Импедансная спектроскопия высокомолекулярного полиэтилена с углеродными нанотрубками / Н. А. Дрокин [и др.] // Физика твердого тела. – 2010. – Т. 52. – № 3. – С. 607-611.

[19] Ray, D. K. Study of impedance spectroscopy conducting polymer prepared with the use of water soluble support polymer / D. K. Ray, A. K. Himanshu, T. P. Sinha // *Indian Journal of Pure & Applied Physics* . – 2005. – V. 43. – P. 787-793.

[20] Othman, L. Impedance spectroscopy studies of poly (methyl methacrylate)–lithium salts polymer electrolyte systems / L. Othman, K. W. Chew, Z. Osman // *Ionics*. – 2007. – V. 13. – № 5. – P. 337-342.

[21] Bezancon, F. Accurate determination of the weak optical absorption of piezoelectric crystals used as capacitive massive bolometers / F. Bezancon [et al.] // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2001. – V. 37. – № 11. – P. 1396-1400.

[22] Konyashkin, A. V. Temperature determination of nonlinear optical crystals heated by laser radiation / A. V. Konyashkin [et al.] // *Proceedings of SPIE*. – 2010. – V. 7994. – P. 79941Q.

[23] Ryabushkin, O. A. Equivalent temperature of nonlinear-optical crystals interacting with laser radiation / O. A. Ryabushkin et al. // *Journal of the European Optical Society – Rapid publications Europe*. 2011. – V. 6. – P. 11032.

[24] Raja, V. Impedance spectroscopic and dielectric analysis of PMMA-CO-P₄VPNO polymer films / V. Raja, A.K. Sharma, V.V.R. Narasimha Rao // *Materials Letters*. – 2004. – V. 58. – № 26. – P. 3242-3247.

[25] Weikart, C. M. Evaluation of plasma polymer-coated contact lenses by electrochemical impedance spectroscopy / C. M. Weikart et al. // *Journal of Biomedical Materials Research*. – 2001. – V. 54. – № 4. – P. 597-607.

[26] Chuchmała, A. Impedance spectroscopy of siloxane-containing polyazomethines blended with SiO₂ / A. Chuchmała et al. // *Journal of Applied Polymer Science*. – 2013. – V. 128. – № 1. – P. 691-697.

[27] Einstein, A. Strahlungs-emission und –absorption nach der Quantentheorie / A. Einstein // *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*. – 1916. – V. 18. – P. 318-323.

[28] Maiman, T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby / T. H. Maiman // *Nature*. – 1960. – V. 187. – P. 493-494.

[29] Hall, R. Coherent Light Emission From GaAs Junctions / R. Hall [et al.] // Physical Review Letters. – 1962. – V. 9. – № 9. – P. 366-369.

[30] Алферов, Ж. И. Инжекционная люминесценция эпитаксиальных гетеропереходов в системе GaP – GaAs. / Ж. И. Алферов [и др.] // Физика твердого тела. – 1967. – Т. 9. – С. 279.

[31] Snitzer, E. Optical Maser Action of Nd^{+3} in a Barium Crown Glass / E. Snitzer // Physical Review Letters. – 1961. – V. 7. – № 12. – P. 444-449.

[32] Stone, J. Neodymium-doped fiber lasers: room temperature CW operation with an injection laser pump / J. Stone, C. A. Burrus // Applied Optics. – 1974. – V. 13. – № 6. – P. 1256-1258.

[33] Mears, R. J. Neodymium-doped silica single-mode fibre lasers / R. J. Mears [et al.] // Electronics Letters. – 1985. – V. 21. – № 17. – P.738-740.

[34] Jiang, C. Stark energy split characteristics of ytterbium ion in glasses / C. Jiang [et al.] // Proceedings of SPIE. – 2000. – V. 3942, Rare-Earth-Doped Materials and Devices IV. - P. 312.

[35] Ландау, Л. Д. Квантовая механика (нерелятивистская теория). / Л. Д. Ландау, Е. М.Лифшиц. — Издание 3–е, переработанное и дополненное. — М.: Наука, 1974. — 752 с. — («Теоретическая физика», том III).

[36] Мелькумов, М.А. Генерационные параметры иттербиевых волоконных световодов, легированных P_2O_5 и Al_2O_3 / М.А. Мелькумов [и др.] // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 9. – С. 843-848.

[37] Boulon, G. Why so deep research on Yb^{3+} -doped optical inorganic materials? / G. Boulon // Journal of Alloys and Compounds. – 2008. – V. 451. – № 1–2. – P. 1-11.

[38] Сайт Энциклопедии RP-Photonics [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://www.rp-photonics.com/erbium_doped_gain_media.html.

[39] Jeong, Y. Erbium:ytterbium co-doped large core fiber laser with 297 W continuous-wave output power / Y. Jeong [et al.] // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2007. – V. 13. – P. 573.

[40] Murphy, E. New Heat Resistant UV Cure Coatings as Protective Overcoats for Optical Fiber Applications / E. Murphy [et al.] // Proceedings of the 59th IWCS/ICIT. – 2010. – P. 256-260.

[41] Schuster, K. High NA fibers — a comparison of optical, thermal and mechanical properties of ultra low index coated fibers and air clad MOFs / K. Schuster [et al.] // Proceedings of the 54th International Wired and Cable Symposium. – P. 382-387.

[42] Patent 4496210 A United States. МПК G02B6/44. Low temperature-flexible radiation-curable unsaturated polysiloxane coated fiber optic / R. E. Ansel, O. R. Cutler, E. P. Moschovis; заявитель и патентодатель Desoto, Inc. – US 06/398,161. – заявл. 19.07.82; опубл. 29.01.85.

[43] Zhou, M. Low-loss polymeric materials for passive waveguide components in fiber optical telecommunication / M. Zhou // Optical Engineering. – 2002. – V. 41. – № 7. – P. 1631-1643.

[44] Сайт компании Dow Corning [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://www.dowcorning.com.cn/zh_CN/content/publishedlit/75-1007-01_single.pdf

[45] Lee, J. H. Characterization of Polysiloxane Modified Polysilsesquioxane Films for Low Dielectric Applications: Microstructure, Electrical Properties and Mechanical Properties / J. H. Lee [et al.] // MRS Proceedings. – 2002. – V. 716. – P. 347-352.

[46] Su, K. Siloxane materials for optical applications / K. Su [et al.] // Proceedings of SPIE ICO20: Materials and Nanostructures. – 2006. – V. 6029. – P. 60291C.

[47] Efimenko, K. Surface modification of Sylgard–184 poly(dimethyl siloxane) networks by ultraviolet and ultraviolet/ozone treatment / K. Efimenko, W.E. Wallace, J. Genzer // Journal of Colloid and Interface Science. – 2002. – V. 254. – № 2. – P. 306-315.

[48] Сайт компании Пласт–Эксперт [Электронный ресурс]. – Режим доступа:

<http://www.e-plastic.ru/specialistam/polimernie-materiali/polimernye-voлокna>

[49] Workman, L. Practical Guide to Interpretive Near-Infrared Spectroscopy / Workman L., Weyer L. – CRC Press, 2007. – 332 p.

[50] Polishuk, P. Plastic Optical Fibers Branch Out / P. Polishuk // IEEE Communications Magazine. – 2006. – V. 44. – № 9. – P. 140-148.

[51] Буряк, В.П. Полимерные оптические волокна / В.П.Буряк // Полимерные материалы. – 2007. – Т. 5. – С. 16-24.

[52] Jeong, Y. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power / Y. Jeong [et al.] // Optics Express. – 2004. – V. 12. – P. 6088-6092.

[53] McCumber, D.E. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. / D.E. McCumber // Physical Review B. – 1964. – V. 136. – № 4A. – P. 954-957.

[54] Brilliant, N. A. Thermal effects in a dual-clad ytterbium fiber laser / N. A. Brilliant, K. Lagonik // Optics Letters. – 2001. – V. 26. – №. 21. – P. 1669-1671.

[55] Mao, Y. Spectroscopic properties of Yb in phosphate glass” / Y. Mao [et al.] // Material Letters. – 2002. – V. 57. – P. 439-443.

[56] Lei, G. Determination of spectral linewidths by Voigt profiles in Yb³⁺-doped fluoro-zirconate glasses / G. Lei [et al.] // Physical Review B. – 1998. – V. 57. – № 13. – P. 7673.

[57] Грух, Д.А. Влияние нагрева на оптические свойства легированных ионами Yb³⁺ волоконных световодов и лазеров на их основе / Д.А. Грух [и др.] // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34. – № 6. – С. 579-582.

[58] Kashyap, R. Self-propelled self-focusing damage in the optical fibres / Kashyap R., Blow K.J. // Electronics Letters. – 1988. – V. 24. – № 1. – P.47-49.

[59] Hanna, D.C. Thermal considerations in longitudinally pumped fiber and miniature bulk lasers / D.C.Hanna, M.J. McCarthy, P. J. Suni // Proceedings of SPIE. – 1990. – V. 1171. – P. 160-167.

[60] Zenteno, L. High-power double-clad fiber lasers / L. Zenteno // *Journal of Lightwave Technology*. – 1993. – V. 11. – № 9. – P. 1435 - 1446.

[61] Wang, Y. Thermal Effects in Kilowatt Fiber Lasers / Y. Wang, C.-Q. Xu, H. Po // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2004. – V. 16. – № 1. – P. 63-65.

[62] Ткачев, А.Н. Расчет скорости и порога тепловой волны поглощения лазерного излучения в волоконном световоде / А.Н. Ткачев, С.И. Яковленко // *Квантовая электроника*. – 2004. – Т. 34. – № 8. – С. 761-764.

[63] Яковленко, С.И. О причинах сильного фотопоглощения в волоконном световоде при большой температуре / С.И. Яковленко // *Квантовая электроника*. – 2004. – Т. 34. – № 9. – С. 787-789.

[64] Бирюков, А.С. О предельных интенсивностях света в кварцевых волоконных световодах / А.С. Бирюков, Е. М. Дианов // *Квантовая электроника*. – 2000. – Т. 30. – № 6. – С. 559-564.

[65] Kato, T., Temperature dependence of chromatic dispersion in various types of optical fiber. / T. Kato, Y. Koyano, M. Nishimura // *Optics Letters*. – 2000. – V. 25. – № 16. – P.1156-1158.

[66] Ghosh, G. Temperature-Dependent Sellmeier Coefficients and Chromatic Dispersions for Some Optical Fiber Glasses / G. Ghosh, M. Endo, T. Iwasaki // *Journal of Lightwave Technology*. – 1994. – V. 12. – № 8. – P. 1338-1342.

[67] Dawson, J.W. "Analysis of the scalability of diffraction-limited fiber lasers and amplifiers to high average power / J.W. Dawson [et al.] // *Optics Express*. – 2008. – V. 16. – P. 13240-13266.

[68] Stiles, E. New developments in IPG fiber laser technology / E. Stiles // *Proceedings of the 5th International Workshop on Fiber Lasers*. – 2009.

[69] Richardson, D.J. High power fiber lasers: current status and future perspectives / D.J. Richardson, J. Nilsson, W.A. Clarkson // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2010. – V. 27. – P. B63-B92.

[70] Kim, J.W. Fiber-laser-pumped Er:YAG lasers / J.W. Kim [et al.] // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2009. – V. 15. – P. 361-371.

[71] Zintzen, B. Heat transport in solid and air-clad fibers for high-power fiber lasers / B.Zintzen [et al.] // *Optics Express*. – 2007. – V. 15. – № 25. – P. 16787-16793.

[72] Вяткин, М. Ю. Температурная зависимость длины волны излучения волоконного лазера / М. Ю. Вяткин, С. П. Грабарник, О. А. Рябушкин // *Квантовая электроника*. – 2005. – Т. 35. – № 4. – С. 323-327.

[73] Lapointe, M. A. Thermal effects in high-power CW fiber lasers / M. A. Lapointe // *Proceedings of SPIE 7195, Fiber Lasers VI: Technology, Systems, and Applications*. – 2009. – P. 71951U.

[74] Fan, Y. Thermal effects in kilowatt all-fiber MOPA / Y. Fan [et al.] // *Optics Express*. – 2011. – V. 19. – № 16. – P. 15162-15172.

[75] Chenais, S. On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials / S. Chenais [et al.] // *Progress in quantum electronics*. – 2006. – V. 30. – P. 89-126.

[76] Hansen, K. R. Thermo-optical effects in high-power Ytterbium-doped fiber amplifiers / K. R. Hansen [et al.] // *Optics Express*. – 2011. – V. 19. № 24. – P. 23965-80.

[77] Гайнов, В.В. Измерение температуры в сердцевине активных волоконных световодов / В.В. Гайнов, Д. Т. Демьянков, О. А. Рябушкин // *Труды 49-й научной конференции МФТИ*. – 2006. – Т. 5. – С. 50.

[78] Fiebrandt, J. In-fiber temperature measurement during optical pumping of Yb-doped laser fibers / J. Fiebrandt [et al.] // *Proceeding of SPIE Conference Microstructured and Specialty Optical Fibres*. – 2012. – V. 8426. – P. 84260B.

[79] Petit, J. Internal temperature measurement of an ytterbium doped material under laser operation / J. Petit, B. Viana, P. Goldner // *Optics Express*. – 2011. – V. 19. – № 2. – P. 1138-46.

[80] Maryashin, S. Evaluation of parameters along fiber amplifier by spectral and temporal side fluorescence measurements. / S. Maryashin // *15th International Conference on Laser Optics Technical Program*. – 2012. – P. 67.

[81] Zehnder, L. Ein neuer Interferenz refraktor / L. Zehnder // Zeitschrift für Instrumentenkunde. – 1891. – V. 11. – P. 275-285.

[82] Гайнов, В.В. Измерение температуры в сердцевине активных волоконных световодов в условиях лазерной генерации / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Приборы и техника эксперимента. – 2010. – Т. 6. – С. 86-93.

[83] Man, W. S. Frequency Instability in Er/Yb Fiber Grating Lasers due to Heating by Nonradiative Transitions / Man, W. S. [et al.] // IEEE Photonics Technology Letters. – 1999. – V. 11. – № 11. – P. 1390.

[84] Шайдуллин, Р.И. Оптическая и радиочастотная спектроскопия полимеров активных световодов / Р.И. Шайдуллин, Д.А. Коржонов, О.А. Рябушкин // Труды 54-ой Научной конференции МФТИ, Москва–Долгопрудный, 2011. – Т. 5.– С. 139-141.

[85] Фуско, В. СВЧ цепи. Анализ и автоматизированное проектирование: Пер. с англ. / В. Фуско. – М.: Радио и связь, 1990. – 288 с.

[86] Yan, P. Numerical analysis of temperature distributions in Yb-doped double-clad fiber lasers with consideration of radiative heat transfer / P.Yan A.Xu M. Gong // Optical Engineering. – 2006. – V. 45. – № 12. – P. 124201.

[87] James, R. Fundamentals of Momentum, Heat and Mass transfer (5th edition) / R. James [et al.] – John Wiley and Sons, 2007. – 740 p.

[88] Сайт компании Dow Corning [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.dowcorning.com/applications/search/products/Details.aspx?prod=01064291>

[89] Сайт Википедия [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://en.wikipedia.org/wiki/Fused_quartz

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Рябушкину Олегу Алексеевичу за определение актуальной тематики научных исследований, предложение новых идей, помощь в анализе и интерпретации результатов, редактирование публикаций и выступлений на конференциях; сотрудникам ФИРЭ РАН (лаборатория 228) и НТО «ИРЭ–Полюс» и персонально Гайнову Владимиру Владимировичу, Коняшкину Алексею Викторовичу, Зайцеву Илье Александровичу, Коржонову Даниилу Алексеевичу за помощь в создании экспериментальных установок и ценные советы; Московскому физико–техническому институту, в частности кафедре «Фотоника», и его преподавателям за полученные и используемые в работе знания; рецензентам д.ф.-м.н. Шатрову Александру Дмитриевичу (ФИРЭ РАН), д.ф.-м.н. Смирнову Владимиру Михайловичу (ФИРЭ РАН), д.ф.-м.н. Стрелкову Герману Михайловичу (ФИРЭ РАН), д.ф.-м.н. Моршневу Сергею Константиновичу (ФИРЭ РАН), чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., проф. Буфетову Игорю Алексеевичу (ИЦВО РАН) и д.ф.-м.н., проф. Протасову Евгению Александровичу (НИЯУ МИФИ) за проведенный анализ диссертации и ценные замечания.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

Статьи в журналах из рекомендованного перечня ВАК РФ

1. Гайнов, В.В. Измерение температуры в сердцевине активных волоконных световодов в условиях лазерной генерации / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Приборы и техника эксперимента. – 2010. – Т. 6. – С. 86–93.
2. Гайнов, В.В. Стационарный разогрев активных волоконных световодов при оптической накачке / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41(7). – С. 637–643.
3. Шайдуллин, Р.И. Радиочастотная спектроскопия кварцевых световодов с полимерным покрытием / Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Письма в ЖТФ. – 2013. – Т. 39(12). – С. 79–85.
4. Рябушкин, О.А. Резонансная радиочастотная спектроскопия оптических волоконных структур в условиях усиления лазерного излучения / О.А. Рябушкин, Р. И. Шайдуллин, И.А. Зайцев // Успехи современной радиоэлектроники. – 2014. – Т. 9. – С. 57–65.

Статьи в зарубежных изданиях, входящих в систему цитирования Web of Science

5. Ryabushkin, O.A. Radio-frequency spectroscopy of the active fiber heating under condition of high-power lasing generation / O.A. Ryabushkin, R.I. Shaidullin, I.A.Zaytsev // Optics Letters. – 2015. – V. 40(9). – P. 1972–1975.

Патенты на изобретения

6. Пат. 2013136142 Российская Федерация. МПК G01K11/26. Способ измерения температуры полимерного покрытия волоконного световода / Шайдуллин Р.И., Рябушкин О.А. – № 2013136142/28; заявл. 01.08.13; опубл. 10.02.15, Бюл. №4.

Публикации в трудах российских и зарубежных конференций

7. Шайдуллин, Р.И. Коаксиальная модель разогрева активного волокна в режимах фотолюминесценции и лазерной генерации в волоконном лазере / Р.И. Шайдуллин, В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Сборник научных трудов VII Международной научной Конференции «Лазерная физика и оптические технологии». – 2008. – Т. III. – С. 461–464.

8. Shaidullin, R.I. Temperature measurements in the core of the active fibers doped by rare–earth ions at optical pumping / R.I. Shaidullin, V.V. Gainov, O.A. Ryabushkin // Proceedings, Optics Days 2010. – 2010. – P.75.

9. Шайдуллин, Р.И. Оптическая и радиочастотная спектроскопия полимеров волоконных световодов / Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Химия и технология полимерных и композиционных материалов, Москва, Россия. Сборник материалов. – 2012. – С. 318.

10. Шайдуллин, Р.И. Разогрев активного световода в режимах фотолюминесценции и лазерной генерации волоконного иттербиевого лазера / Р.И. Шайдуллин [и др.] // Труды 50–ой Научной конференции МФТИ, Москва–Долгопрудный, 2007. – Т. 5.– С. 88–91.

11. Шайдуллин, Р.И. Коаксиальная модель разогрева активного световода в режимах фотолюминесценции и лазерной генерации в волоконном лазере / Р.И. Шайдуллин, В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Труды 51–ой Научной конференции МФТИ, Москва–Долгопрудный, 2008. – Т. 5.– С. 137–141.

12. Шайдуллин, Р.И. Изменение показателя преломления сердцевины активного волокна, легированного редкоземельными ионами при оптической накачке / Р.И. Шайдуллин, В.В. Гайнов, О.А. Рябушкин // Труды 52–ой Научной конференции МФТИ, Москва–Долгопрудный, 2009. – Т. 5.– С. 128–131.

13. Гайнов, В.В. Стационарный разогрев активных волокон, легированных редкоземельными ионами, в условиях оптической накачки / В.В. Гайнов, Р.И. Шайдуллин, О.А. Рябушкин // Труды 53–ой Научной конференции МФТИ, Москва–Долгопрудный, 2010. – Т. 5.– С. 218–220.

14. Шайдуллин, Р.И. Оптическая и радиочастотная спектроскопия полимеров активных световодов / Р.И. Шайдуллин, Д.А. Коржонов, О.А. Рябушкин // Труды 54-ой Научной конференции МФТИ, Москва–Долгопрудный, 2011. – Т. 5.– С. 139–141.

15. Шайдуллин, Р.И. Радиочастотная спектроскопия кварцевых световодов в условиях генерации излучения / Р.И. Шайдуллин, И.А. Зайцев, О.А. Рябушкин // Труды 56-ой Научной конференции МФТИ, Москва–Долгопрудный, 2013. – Т. 5.– С. 104–105.